



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

Programa de Posgrado en Astrofísica

Efectos de un Halo magnetizado en la propagación de rayos cósmicos
ultra-energéticos y su impacto en la interpretación astrofísica del fenómeno

Tesis que para optar por el grado de Maestro en Astrofísica

Presenta:

Alejandra Ibarra Morales

Tutores:

Dr. Gustavo Adolfo Medina Tanco

Instituto de Ciencias Nucleares- Universidad Nacional Autónoma de México

Dr. Thomas Fitoussi

Institute for Astroparticle Physics -Karlsruhe Institute for Technology

Ciudad Universitaria, Ciudad de México, Noviembre, 2021



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Jurado asignado:

Dr. Juan Carlos D'Ólivo, ICN

Dr. Ary Rodríguez ICN

Dr. Fabio De Colle ICN

Dr. César Simón López Monsalvo, UAM Azcapotzalco

Dra. Karen Salomé Caballero Mora, UNACH

Lugar donde se realizó la tesis:

Instituto de Ciencias Nucleares, UNAM

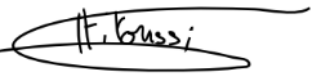
Tutores de la tesis

Dr. Gustavo Adolfo Median Tanco



Firma

Dr. Thomas Fitoussi



Firma

Agradecimientos
(Acknowledgements)

Esta tesis fue realizada con apoyo parcial del proyecto PAPIIT IN111621 de DGAPA-UNAM

Con apoyo de las instalaciones y equipo del Laboratorio de Instrumentación Espacial LINX, ICN-UNAM

Y el apoyo de la beca de maestría a posgrados de calidad del CONACyT

Dedicatoria

Para el Gran Arquitecto, por seguirme presentando retos e inspiración en cada aspecto nuevo que descubro de su obra.

Para Fátima, José Antonio y Axel. Su llegada a mi vida es una razón más para buscar hacer de este un mejor lugar.

Para mi mamá, por apoyarme a volar cada vez más lejos y ser siempre un ejemplo para mí.

Para mi papá, por seguirme impulsando en nuevos retos y siempre creer en mí.

Para Paco, por todas las cosas nuevas que me enseñas. Es tan enriquecedor ser diferentes.

Para Ivan, por todo su amor, acompañamiento y paciencia para mí en la creación de este trabajo.

Para Dario y Luis, por ser los padrinos de esta tesis, me enseñaron las herramientas que necesitaba.

Para el profe Ary, por todas sus enseñanzas como profesor, y haberme ayudado a encontrar mi voz.

Para Martin Almonaci, por recordarme que siempre hay tiempo para los buenos amigos.

Para Vale, por brindarme su amistad, compañía y apoyo en este nuevo lugar.

Para Jose, Ana, Mabel, Diego, Josue, Jose, Ivan, Martin y Jess, por todo su apoyo y compañía durante la maestría.

Para mis profesores que me dieron su conocimiento, su paciencia y su dirección a fin de formarme como astrónoma.

Para el Doctor Gustavo por enriquecer mi vida profesional con muchas enseñanzas, en particular sobre límites y disciplina.

Para el Doctor Thomas por enseñarme a programar y guiarme en la creación de este trabajo con mucha paciencia.

A la UNAM por volverse un nuevo hogar para mí.

Al ICN por ser un lugar tan acogedor y comprensivo.

A los doctores miembros del Jurado, por su tiempo para mejorar y enriquecer este trabajo.

Índice general

Resumen	1
Abstract	2
Capítulo 1 Introducción	3
1.1 Breve historia de los rayos cósmicos	3
1.2 Métodos de detección y observatorios	6
1.2.1 Chubascos atmosféricos	8
1.2.2 Producción de fluorescencia atmosférica	10
1.2.3 Fly's Eye	11
1.2.4 HiRes	11
1.2.5 AGASA	11
1.2.6 Telescope Array	13
1.2.7 Observatorio Pierre Auger	14
1.3 Estado del arte	17
1.3.1 Espectro de energía	17
1.3.2 Espectro de energía medido por el Observatorio Pierre Auger	20
1.3.3 Composición	23
1.3.4 Anisotropías	26
1.3.5 Futuro observatorio	36
1.4 Motivación del trabajo	38
1.5 Estructura de la tesis	40
Capítulo 2 Propagación e interacciones	42
2.1 Mecanismos y fuentes de aceleración	43
2.1.1 Mecanismos Bottom-up	43
2.1.2 Mecanismos Top-down	45
2.2 Campo magnético intergaláctico	47
2.3 Campo magnético galáctico	51
2.4 Procesos de pérdida de energía	53
2.5 Fondos de fotones	56

Capítulo 3 Metodología	59
3.1 CRPropa	59
3.1.1 Modulo intergaláctico de CRPropa	61
3.1.2 Modulo galáctico de CRPropa	63
3.2 Lentes magnéticas	64
3.2.1 Modelos de campo magnético usados en esta tesis	67
3.2.2 Comparación de los campos magnéticos	76
Capítulo 4 Resultados	79
4.1 Las simulaciones y el procesamiento de datos	81
4.1.1 Fuentes abordadas en esta tesis	83
4.1.2 Fórmula de Haversine	84
4.1.3 Función de autocorrelación de distancia angular	87
4.1.4 Prueba χ^2	89
4.1.5 Gráficas de variación del nivel de confianza para distinguir entre modelos de campo magnético aplicado	90
4.1.6 La problemática de Centaurus A	92
4.2 Discusión cualitativa de las funciones de dispersión de puntos en diversos modelos de campo magnético aplicado	96
4.3 Análisis de las funciones de autocorrelación de distancia angular	105
4.3.1 Casos basados en la estadística del Observatorio Pierre Auger	105
4.3.2 Casos basados en una reescalación del cielo observado por el Observatorio Pierre Auger	112
4.3.3 Caso teórico de la observación esperada por POEMMA	127
Capítulo 5 Conclusiones	138
Referencias	143

Índice de figuras

1.1 Mediciones realizadas por Hess y Kolhöster	4
1.2 Espectro de energía de los rayos cósmicos	7
1.3 Esquema del desarrollo de dos chubascos atmosféricos	9
1.4 Frente de un chubasco atmosférico	10
1.5 Comparación entre los espectros de energía de AGASA y HiRES	13
1.6 Mapa del detector de superficie de Telescope Array	14
1.7 Características de los tanques de detección	15
1.8 Ubicación de los telescopios de fluorescencia del observatorio Pierre Auger	16
1.9 Espectro de energía de los rayos cósmicos medido desde diferentes experimentos y observatorios	19
1.10 Espectro de energía medido por el observatorio Pierre Auger	20
1.11 Comparación del espectro medido por Auger y Telescope Array	22
1.12 Combinación de observaciones de Observatorio Auger y Telescope Array	23
1.13 Abundancia relativa de elementos en el Sistema Solar y en los Rayos Cósmicos	24
1.14 Longitud de profundidad atmosférica medida por el Observatorio Pierre Auger	26
1.15 Mapa de coordenadas galácticas de la densidad de rayos cósmicos	27
1.16 Mapa del cielo de regiones hot spot observadas	29
1.17 Amplitud y dirección del dipolo en función de la energía	30
1.18 Mapa del flujo de partículas donde se observa el dipolo	31
1.19 Mapas de excesos de partículas con posición AGN	32
1.20 Método de multipletes	34
1.21 Concepto de telescopio POEMMA	37
1.22 Modos de observación de POEMMA	38
1.23 Rango de exposición de POEMMA	38
2.1 Descripción gráfica de la propagación de rayos cósmicos en campos magnéticos	43
2.2 Esquema del mecanismo de Fermi	45

2.3 Diagrama de Hillas	47
2.4 Posibles modelos de campo magnético intergaláctico	50
2.5 Radios de Larmor	51
2.6 Ejemplos de relación entre energía y distancia para procesos nucleares	56
2.7 Densidad de energía de fondos de fotones	57
3.1 Ilustración sobre los módulos de CRPropa	60
3.2 Ejemplo de proyecciones Hammer	65
3.3 Vista superior del campo magnético de JF12	69
3.4 Intensidad de campo en función de z de JF12	71
3.5 Componente en X de JF12	71
3.6 Mapa galáctico de rotación de Faraday de Opperman	73
3.7 Intensidad de campo magnético en función de z respecto a la Tierra de JF12	76
3.8 Intensidad de campo magnético en función de z respecto a la Tierra de FMO2020 H7	76
3.9 Intensidad de campo magnético en función de z respecto a la Tierra de FMO2020 H14	77
4.1 Diagrama fórmula de Haversine	86
4.2 Ejemplo de histograma de distancia angular por número de partículas	87
4.3 Ejemplo de función de autocorrelación de distancia angular por número de partículas	88
4.4 Ejemplo de gráfica de variación de nivel de confianza para discriminar entre modelos variando la energía mínima	90
4.5 Ejemplo de gráfica de variación de nivel de confianza para discriminar entre modelos variando el porcentaje de background	91
4.6 Proyección Hammer y función de autocorrelación de distancia angular para AGN aplicando JF12	93
4.7 Proyección Hammer y función de autocorrelación de distancia angular para AGN aplicando FMO H7	94
4.8 Proyección Hammer y función de autocorrelación de distancia angular para AGN aplicando FMO H14	95
4.9 Proyección Hammer y función de autocorrelación de distancia angular para AGN sin Cen A aplicando JF12	98
4.10 Proyección Hammer y función de autocorrelación de distancia angular para AGN sin Cen A aplicando FMO H7	99

4.11 Proyección Hammer y función de autocorrelación de distancia angular para AGN sin Cen A aplicando FMO H14	100
4.12 Proyección Hammer y función de autocorrelación de distancia angular para SBG aplicando JF12	101
4.13 Proyección Hammer y función de autocorrelación de distancia angular para SBG aplicando FMO H7	102
4.14 Proyección Hammer y función de autocorrelación de distancia angular para SBG aplicando FMO H14	103
4.15 Mapas de proyección Hammer de AGN sin Cen A y SBG señalando posición de Cen A y NGC 4945	104
4.16 Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando la energía para AGN comparando JF12 con FMO H7 de acuerdo con la estadística de Pierre Auger	107
4.17 Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando la energía para AGN comparando JF12 con FMO H14 de acuerdo con la estadística de Pierre Auger	108
4.18 Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando la energía para SBG comparando JF12 con FMO H7 de acuerdo con la estadística de Pierre Auger	108
4.19 Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando la energía para SBG comparando JF12 con FMO H14 de acuerdo con la estadística de Pierre Auger	109
4.20 Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando el porcentaje de background para AGN comparando JF12 con FMO H7 de acuerdo con la estadística de Pierre Auger	110
4.21 Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando el porcentaje de background para AGN comparando JF12 con FMO H14 de acuerdo con la estadística de Pierre Auger	111
4.22 Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando el porcentaje de background para SBG comparando JF12 con FMO H7 de acuerdo con la estadística de Pierre Auger	111
4.23 Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando el porcentaje de background para SBG comparando JF12 con FMO H14 de acuerdo con la estadística de Pierre Auger	112

4.24	Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando la energía para AGN comparando JF12 con FMO H7 con la estadística reescalada de Pierre Auger	113
4.25	Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando la energía para AGN comparando JF12 con FMO H14 con la estadística reescalada de Pierre Auger	114
4.26	Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando la energía para SBG comparando JF12 con FMO H7 con la estadística reescalada de Pierre Auger	114
4.27	Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando la energía para SBG comparando JF12 con FMO H14 con la estadística reescalada de Pierre Auger	115
4.28	Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando el porcentaje de background para AGN comparando JF12 con FMO H7 con la estadística reescalada de Pierre Auger	115
4.29	Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando el porcentaje de background para AGN comparando JF12 con FMO H14 con la estadística reescalada de Pierre Auger	116
4.30	Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando el porcentaje de background para SBG comparando JF12 con FMO H7 con la estadística reescalada de Pierre Auger	116
4.31	Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando el porcentaje de background para SBG comparando JF12 con FMO H14 con la estadística reescalada de Pierre Auger	117
4.32	Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando la energía para SBG medido desde AGN comparando JF12 con FMO H7 con la estadística reescalada de Pierre Auger	118
4.33	Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando la energía para SBG medido desde AGN comparando JF12 con FMO H14 con la estadística reescalada de Pierre Auger	119
4.34	Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando la energía para AGN medido desde SBG comparando JF12 con FMO H7 con la estadística reescalada de Pierre Auger	119

4.35	Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando la energía para AGN medido desde SBG comparando JF12 con FMO H14 con la estadística reescalada de Pierre Auger	120
4.36	Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando el porcentaje de background para SBG medido desde AGN comparando JF12 con FMO H7 con la estadística reescalada de Pierre Auger	121
4.37	Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando el porcentaje de background para SBG medido desde AGN comparando JF12 con FMO H14 con la estadística reescalada de Pierre Auger	122
4.38	Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando el porcentaje de background para AGN medido desde SBG comparando JF12 con FMO H7 con la estadística reescalada de Pierre Auger	122
4.39	Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando el porcentaje de background para AGN medido desde SBG comparando JF12 con FMO H14 con la estadística reescalada de Pierre Auger	123
4.40	Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando la energía para AGN comparando FMO H7 con FMO H14 con la estadística reescalada de Pierre Auger	124
4.41	Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando la energía para SBG comparando FMO H7 con FMO H14 con la estadística reescalada de Pierre Auger	125
4.42	Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando el porcentaje de background para AGN comparando FMO H7 con FMO H14 con la estadística reescalada de Pierre Auger	126
4.43	Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando el porcentaje de background para SBG comparando FMO H7 con FMO H14 con la estadística reescalada de Pierre Auger	126
4.44	Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando la energía para AGN comparando JF12 con FMO H7 con la estadística de POEMMA en 5 años	129
4.45	Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando la energía para AGN comparando JF12 con FMO H14 con la estadística de POEMMA en 5 años	130

4.46 Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando la energía para SBG comparando JF12 con FMO H7 con la estadística de POEMMA en 5 años	131
4.47 Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando la energía para SBG comparando JF12 con FMO H14 con la estadística de POEMMA en 5 años	132
4.48 Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando el porcentaje de background para AGN comparando JF12 con FMO H7 con la estadística de POEMMA en 5 años	133
4.49 Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando el porcentaje de background para AGN comparando JF12 con FMO H14 con la estadística de POEMMA en 5 años	134
4.50 Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando el porcentaje de background para SBG comparando JF12 con FMO H7 con la estadística de POEMMA en 5 años	135
4.51 Gráfica de nivel de confianza para discriminar entre modelos GMF variando el porcentaje de background para SBG comparando JF12 con FMO H14 con la estadística de POEMMA en 5 años	136

Índice de tablas

1.1. Ejemplos de observatorios con distintos métodos de detección	8
1.2 Parámetros relevantes de las muestras de datos utilizadas para medir el espectro de energía del observatorio Pierre Auger	21
3.1 Procesos de interacciones de partículas de CRPropa	62
3.2 Campos magnéticos generales	63
3.3 Campos magnéticos precargados en CRPropa	64
4.1 Número de partículas por corte de energía	82
4.2 Fuentes elegidas y sus características	85
4.3 Tiempo y flujo esperado que observe POEMMA	128

Resumen

Los rayos cósmicos son partículas cargadas, por lo que sus trayectorias se modifican por los campos magnéticos que atraviesan, por ello se utiliza la signatura de sus posiciones de llegada como un método para identificar sus posibles fuentes de origen y diagramar el Campo Magnético Galáctico. Trabajos actuales reportan que las galaxias espirales presentan un campo magnético en el halo, extendido y estructurado. Sin embargo, los modelos usados de Campo Magnético Galáctico en la actualidad no consideran estas características del Halo.

En este trabajo se presentan los resultados de simulaciones de la propagación y dirección de llegada de Rayos Cósmicos Ultra Energéticos a fin de mostrar el potencial impacto en la interpretación astrofísica de la dirección de llegada en caso de existir un Halo magnetizado extendido y estructurado alrededor de la Vía Láctea. Para ello se estimaron las funciones de autocorrelación de distancia angular de las posiciones de llegada de las partículas aplicando tres diferentes modelos de Campo Magnético Galáctico, Jansson & Farrar 2012, y dos variaciones de Fitoussi, Medina & D'Olivo 2020. Una vez estimadas estas funciones para diversos casos, se aplicó el análisis estadístico χ^2 para observar el nivel de confianza al discriminar entre modelos de Campo Magnético Galáctico.

Los resultados muestran funciones de dispersión de punto extendidas, la posibilidad de observación de partículas en rangos específicos de energía en regiones que los actuales estudios proponen correlacionar con fuentes, situación en la que diferimos. Asimismo, la posibilidad de discernir entre modelos de Campo Magnético Galáctico con la estadística actual, las cuales podrán mejorar su nivel de confianza para discernir hasta en nueve sigmas con los datos que observará POEMMA. Estos resultados nos llevan a la necesidad de reconsiderar los métodos actuales para correlacionar la dirección de llegada con las fuentes, así como utilizar nuevos modelos del Campo Magnético Galáctico que incluyan un Halo más adecuado.

Abstract

Cosmic rays are charged particles, so their trajectories are modified by the magnetic fields they traverse, so the signature of their arrival positions is used as a method to identify their possible sources of origin and to diagram the Galactic Magnetic Field. Current work reports that spiral galaxies present an extended and structured magnetic field in the halo. However, the currently used models of the Galactic Magnetic Field do not consider these characteristics of the Halo.

In this work we present the results of simulations of the propagation and direction of arrival of Ultra Energetic Cosmic Rays in order to show the potential impact on the astrophysical interpretation of the direction of arrival in case of the existence of an extended and structured magnetized Halo around the Milky Way. For this purpose, the angular distance autocorrelation functions of the arrival positions of the particles were estimated by applying three different Galactic Magnetic Field models, Jansson & Farrar 2012, and two variations of Fitoussi, Medina & D'Oliveo 2020. Once these functions were estimated for various cases, χ^2 statistical analysis was applied to observe the confidence level when discriminating between Galactic Magnetic Field models.

The results show extended point spread functions, the possibility of observing particles in specific energy ranges in regions that current studies propose to correlate with sources, a situation in which we differ. Likewise, the possibility of discerning between Galactic Magnetic Field models with the current statistics, which will be able to improve their confidence level to discern up to nine sigmas with the data that POEMMA will observe. These results lead us to the need to reconsider the current methods to correlate the direction of arrival with the sources, as well as to use new models of the Galactic Magnetic Field that include a more adequate Halo.

Capítulo 1 Introducción

Los rayos cósmicos son partículas que llegan a la Tierra en todas direcciones desde el espacio exterior, consisten mayormente de núcleos atómicos ionizados (90% protones, 9% partículas alfa, 1% núcleos más pesados [1]). Aunque tienen también una importante componente de electrones, neutrinos y fotones, además de algunas antipartículas como positrones y antiprotones, sin embargo, se cree que estas pueden ser de origen secundario (debido a las interacciones con el medio interestelar) [2]. Arriban a la tierra con velocidades de hasta unos miles de metros por segundo y un rango de energías que va desde 10^6 eV hasta 10^{20} eV [3].

1.1 Breve historia de los rayos cósmicos

Los rayos cósmicos fueron descubiertos en las primeras décadas del siglo XX, cuando se observó la descarga de electros copios que indicaban una constante ionización del aire (10-20 iones por cm^3 por segundo). El comprender donde se encontraba la fuente de esta ionización fue una incógnita que motivó ingeniosos experimentos, los primeros fueron los del físico Theodor Wulf, el cual quiso comprobar la hipótesis de sus contemporáneos de que la fuente de esta ionización venía de elementos radiactivos en la superficie terrestre, por lo que realizó mediciones en la Torre Eiffel, encontrando que la disminución de ionización no era la esperada, con lo cual refutó la teoría de que eran elementos terrestres el origen del fenómeno, y propuso la hipótesis de que podían tener un origen extraterrestre. Siguiendo este camino, Victor Hess entre 1911 y 1912 realizó siete vuelos en globo donde encontró que después de los 2000 m el efecto ionizante empezaba a aumentar rápidamente, afirmando:

“Los descubrimientos revelados por las observaciones ... se explican mejor asumiendo que la radiación de gran poder de penetración entra en nuestra atmósfera desde el exterior y engendra ionización”[4]

lo cual confirmaba que el origen del fenómeno venia fuera de la Tierra. Estas mediciones también se realizaron durante un eclipse y vuelos nocturnos con lo cual se concluyó que el efecto no era provocado por el Sol. En los siguientes años, 1913 y 1914, Werner Kolhörter confirmó los resultados de Hess y mostró que la ionización era aún mayor a altitudes de 9 km, además estimó la atenuación de la radiación en el aire es de $1 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$, lo que es un poder de penetración aproximadamente 4.5 veces mayor que los rayos γ de las fuentes radiactivas [5]. Los datos de como varía la ionización por altura registrados por Hess y Kolhörter se observan la Figura 1.1 [5].

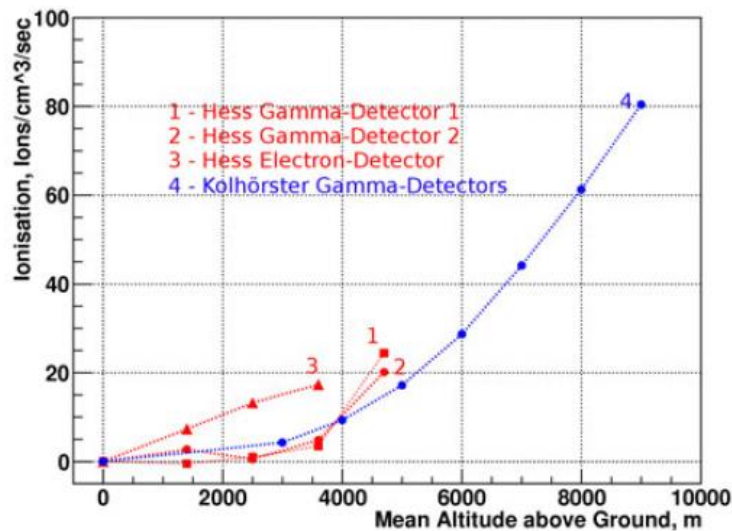


Figura 1.1 Mediciones realizadas por Hess y Kolhörter. Ionización en $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ medidos por Hess en sus siete vuelos en agosto de 1912, y por Kolhörter en 1914. [5]

Fue cuando Robert Millikan, a mediados de la década de los 1920, estudió este fenómeno que se acuñó el termino de “Rayos cósmicos”. Posteriormente la invención del contador Geiger-Müller en 1929, permitió mejorar la precisión de detección individual de las partículas. Con ayuda de este Kolhörter y Walter Bothe realizaron experimentos con el propósito de determinar si los rayos cósmicos eran de partículas cargadas o de rayos γ , para ello usaron

varios detectores al mismo tiempo, incluso con configuraciones de uno debajo de otro y notaron que la ionización simultánea era muy frecuente, además de estimar las energías entre 10^9 eV y 10^{10} eV.

A mediados de la década de los 30, Bruno Rossi realizó varios experimentos donde observó eventos simultáneos de detectores separados y detecciones hechas con medidores protegidos por plomo, con lo cual demostró la existencia de partículas de energía superior a 10 GeV. Más tarde en 1938 Pierre Auger encontró que cuando los rayos cósmicos penetran la atmósfera producen los llamados chubascos atmosféricos extensos, productos de la colisión de un rayo cósmico con los átomos y moléculas que se encuentran en la atmósfera. En sus experimentos Auger tenía detectores separados por cientos de metros con lo cual concluyó que la energía de las partículas primarias debía superar los 10^{15} eV [6].

Antes de la construcción de los primeros aceleradores de partículas, fueron los rayos cósmicos la principal fuente de partículas de alta energía, y en experimentos sobre estos fue que se halló el positrón en 1932, por Anderson esto con el uso de fotografías de las trazas de los rayos en cámaras de niebla [7], y la existencia de los muones en 1943 por Yukawa.

Entre los años 1954 y 1957 el grupo MIT puso en funcionamiento la Estación Harvard Agassiz, en Massachusetts, en los resultados de este experimento se encontraron rayos cósmicos primarios con energías entre 10^{15} eV y 10^{18} eV, con lo que se amplió el espectro de energía, llegando a observar una partícula con energía cercana a 10^{19} eV [8], con este incremento de la energía se creó la denominación de rayos cósmicos de ultra alta energía (UHECR por sus siglas en inglés) a aquellos con una energía del primario mayor a 10^{17} eV. Fue en la década de los 50 cuando se mostró que los protones con energías arriba de 3×10^{18} eV deben tener un radio de Larmor muy grande para ser contenidos en la Vía Láctea, por lo que se considera que los rayos cósmicos de ultra alta energía deben tener un origen extragaláctico.

Posterior a los hallazgos de Agassiz se construyó un nuevo experimento en Nuevo México, Volcano Ranch, el cual a principios de los 60, observó un evento que se estimó fue producto de una partícula con energía superior a 10^{20} eV [8]. De forma independiente, en 1966 Greiser, Kuzmin y Zatsepin predijeron un corte en el flujo de rayos cósmicos para energías superiores a 6×10^{19} eV, basados en las pérdidas de energía que tienen los protones de tan alta energía con el fondo cósmico de microondas, lo cual genera producción de foto-piones y se vuelve el mecanismo dominante de pérdida de energía en UHECR. A esto se le conoce como el corte Greisen Zatsepin Kuzmin, (GZK) [8]. En noviembre de 1991, en el observatorio Fly's Eye, en Utah se detectó el evento más energético hasta el momento con una estimación de energía del primario de 3.2×10^{20} eV.

1.2 Métodos de detección y observatorios

Ya que los rayos cósmicos son un fenómeno que cubre un rango muy amplio de energías, además de tener una diferencia de flujos de más de 30 órdenes de magnitud, como se observa en la Figura 1.2 [9], para poder estudiarlos se han inventado distintas formas de detección, las cuales se implementan o combinan en diferentes experimentos, cada uno de los cuales cubre un rango específico del espectro de energía.

Existen dos principales clases de métodos de detección, la detección directa y la indirecta. En el caso de la detección directa se observa al rayo cósmico primario, para ello se usan instrumentos que se encuentran a gran altura, pueden ser en globos o incluso en satélites, sin embargo, ya que debido a que hay que elevarlos a grandes altitudes o sacarlos al espacio, los instrumentos que se usan para este tipo de detección tienen limitaciones de peso y tamaño, por lo cual solo son eficientes en la detección de partículas de baja energía donde el gran flujo de estas partículas es de miles de ellas por metro cuadrado por segundo, logrando ser apreciadas en las pequeñas dimensiones de estos instrumentos.

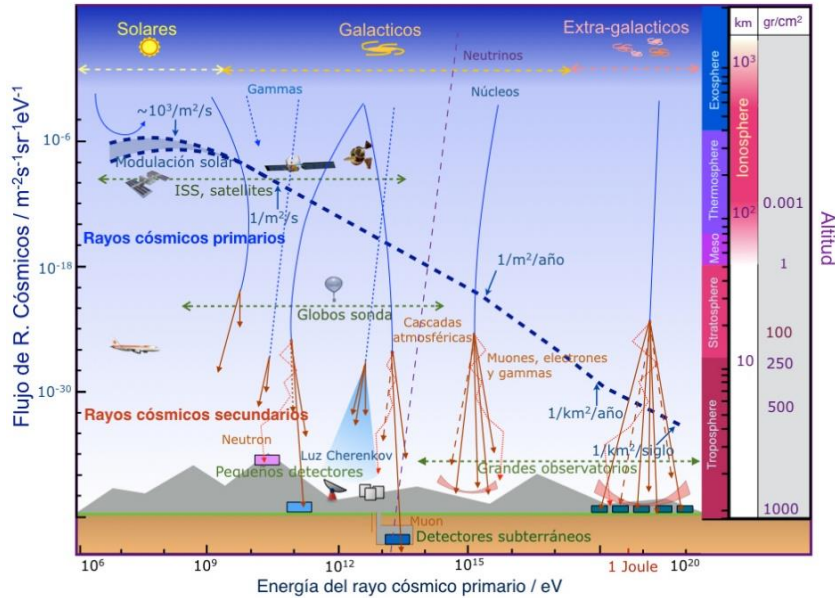


Figura 1.2 Espectro de energía de los rayos cósmicos, en el eje horizontal la energía del rayo cósmico primario en eV, en el eje vertical izquierdo el flujo en $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{eV}^{-1}$, en el eje vertical derecho la altitud en km, en la imagen se muestra como para distintas partes del espectro se usan diferentes tipos de detectores, por ejemplo a bajas energías tenemos satélites, luego conforme aumentamos la energía, aparecen los globos sondas, los observatorios con detección en Tierra e incluso los detectores subterráneos. También se señala como a bajas energías la fuente de origen es solar, luego galáctica y finalmente a más altas energías extragaláctica [9].

En la detección indirecta, se observan las partículas secundarias producidas por los chubascos de partículas que genera la interacción del rayo cósmico primario con la atmosfera. Se pueden usar detectores de partículas o de la radiación electromagnética producida. Los experimentos y observatorios que usan esta primera forma de detección se encuentran en la superficie terrestre, ya que buscan cubrir grandes superficies, como el caso del Observatorio Pierre Auger, el cual gracias a sus dimensiones estudian los rayos cósmicos de las más altas energías. También encontramos el caso de los observatorios subterráneos como el Super Kamiokande en Japón el cual se enfoca en el estudio de neutrinos. En la Tabla 1, se muestran un ejemplo de distintos observatorios o experimentos que aplican tanto técnicas directas como indirectas.

Tabla 1.1 Ejemplos de observatorios con distintos métodos de detección

Método de observación	Se encuentra en	Nombre del experimento
Directas	Satélite	ACE
	En globo	ATIC TRACER CREMA
Indirectas	Tierra	AGASA HiRes Observatorio Pierre Auger
	Subterráneos y submarinos	Super Kamiokande IceCube

Ya que este trabajo se centra en rayos cósmicos ultra energéticos explicaremos brevemente cómo funcionan los chubascos atmosféricos y la fluorescencia para comprender mejor como trabajan los observatorios en este tanto de energías. Posteriormente se dará un repaso por algunos de los observatorios más importantes de rayos cósmicos ultra energéticos.

1.2.1 Chubascos atmosféricos

La interacción de un rayo cósmico bariónico con una partícula de la parte superior de la atmosfera produce un chubasco atmosférico, también conocido como lluvia o cascada, producto de una interacción hadrónica que produce partículas secundarias con una fracción de energía del rayo cósmico que las originó. La cascada comenzará con unas pocas partículas, pero irá ganando extensión rápidamente a medida que las partículas generadas por las primeras interacciones vuelvan a tener interacciones, esto se repetirá hasta que las partículas producidas lleguen a una energía donde ya no es posible producir otra generación de partículas secundarias.

Dependiendo de la identidad del rayo cósmico puede tener diferentes cadenas de seguimiento del chubasco. Si este fue iniciado por un fotón entonces el chubasco tendrá únicamente una componente electromagnética, en cambio si es iniciado por un nucleón se puede dividir en 3 canales: el electromagnético, el muónico y el hadrónico, un ejemplo de cómo se siguen distintos canales se ve en la Figura 1.3 [10].

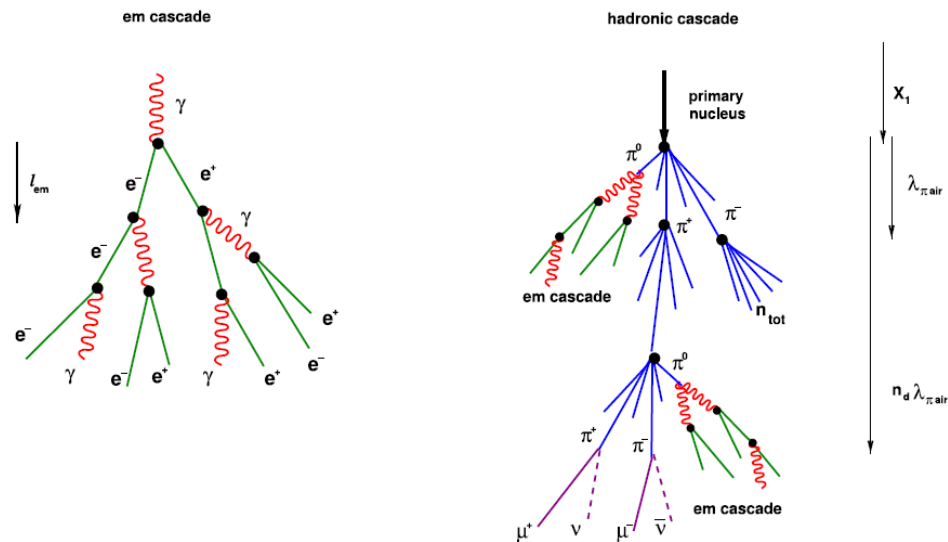


Figura 1.3 Esquema del desarrollo de dos chubascos atmosféricos, a la izquierda: un chubasco iniciado por un fotón que solo cuenta con una componente electromagnética, y a la derecha: un chubasco iniciado por un núcleo con componente hadrónicos y electromagnéticos [10].

Se puede visualizar un chubasco atmosférico como un disco de partículas con una extensión que dependerá de la energía del primario, pero pueden llegar a tener radios de varios kilómetros, además de un espesor de algunos metros, estos discos están ligeramente curvados como se ve en la Figura 1.4 [12]. Para poder describir un chubasco atmosférico es necesario considerar dos características el perfil longitudinal que se refiere a la cantidad de partículas según su profundidad atmosférica y su perfil lateral que es la distribución radial con respecto al eje de la lluvia en el nivel de observación [11].

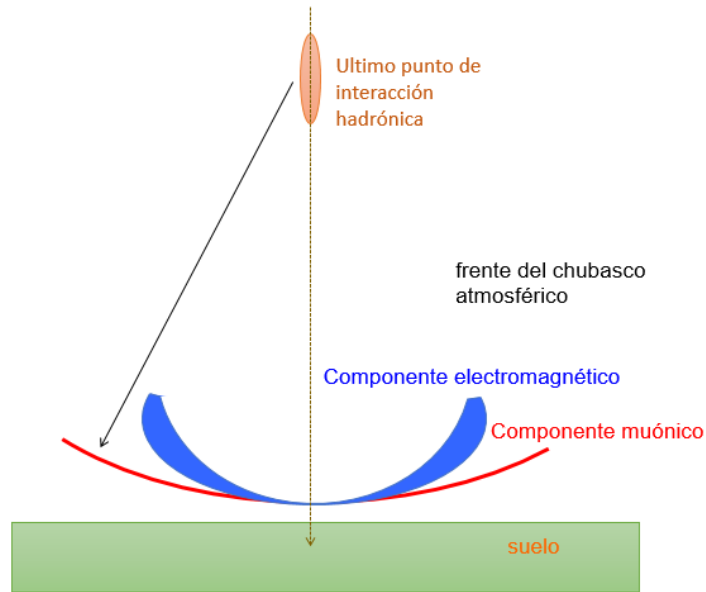


Figura 1.4 Frente del chubasco atmosférico formando un disco curvo extenso, en azul la componente electromagnética, en rojo la componente muónica [12].

1.2.2 Producción de fluorescencia atmosférica

Las partículas de un chubasco atmosférico disipan la mayor parte de su energía excitando e ionizando a las moléculas del aire, como es el caso del nitrógeno N_2 y su ion N_2^+ , los cuales emiten una radiación que se encuentra entre los 300 y 400 nm, en el rango del ultravioleta. Es en este rango de longitudes de onda que se emite el 82% del total de la fluorescencia atmosférica producida por otros componentes de la atmósfera, y aunque este proceso tiene una baja eficiencia, la gran cantidad de partículas en un chubasco compensan, generando una importante emisión. La producción de esta fluorescencia es isotrópica y proporcional al número de partículas del chubasco [13]. La propuesta del uso de esta técnica para el estudio de rayos cósmicos fue postulada en 1960 por Kenneth Greisen, pero no existió la tecnología para montar un experimento que aprovechara la fluorescencia hasta la década de los 70, donde se usó como parte del observatorio Fly Eye [14].

1.2.3 Fly's Eye

El Fly's Eye es un experimento que se encontraba en Dugway Utah, este observatorio consistía en dos detectores el Fly's Eye I, completado en 1981 y que tenía 67 espejos esféricos de 1.5 m de distancia y el Fly's Eye II, añadido en 1986 que consistía en 36 espejos situados a 3.4 km de distancia del primer arreglo [15]. Los eventos se observaban de modo monocular y se podían combinar en modo estéreo para observar el mismo evento [16]. Este experimento estuvo en funcionamiento de 1982 a 1992, la partícula de mayor energía jamás observada fue detectada por el Fly's Eye en 1991, con una energía del primario de 3.5×10^{20} eV, lo cual era 108 veces más energética que las partículas producidas en los aceleradores de partículas actuales como el CERN, donde se observan partículas con energías en el orden de TeV [100].

1.2.4 HiRes

A principios de 1990 se propuso un experimento de fluorescencia de segunda generación, el High Resolution Fly's Eye, conocido como HiRes, situado también en Dagway Utah, que al igual que su predecesor contaba con dos sitios de observación el HiRes I que se completó en 1997 que consta de 22 espejos que observan casi 360° azimultamente y de 3° a 17° en elevación y el HiRes II en 1999 con 43 espejos y que azimultamente aumentaba su observación hasta 31°, estos se encontraban separados por 12.6 km y funcionaron hasta 2006 reportando tanto eventos monoculares como estéreos. Los detectores de fluorescencia emplean grandes espejos esféricos para recoger la luz y enfocarla en cámaras fotomultiplicadoras, en el caso del HiRes en el foco de cada espejo hay una cámara compuesta de 256 tubos fotomultiplicadores hexagonales de 40 mm de diámetro, cada tubo observa una sección del cielo de 1 grado de diámetro, con lo que logra una resolución que permite observar chubascos a una distancia de 30 km [17].

1.2.5 AGASA

El experimento Akeno Giant Air Shower Array, AGASA por sus siglas constaba de detectores que cubrían aproximadamente 100 km² y constaba de 111

detectores de superficie y 27 detectores de muones, los detectores estaban separados por 1 km entre ellos y conectados secuencialmente por fibra óptica [18]. Se localizaba en Akeno a 130 km al oeste de Tokio y estuvo en operación desde 1990 hasta 2004. Sus detectores de centello plásticos eran controlados y monitoreados por una computadora central. El tiempo relativo entre los datos de los detectores era tomado con una precisión de 40 ns, su umbral de energía para los muones era de 5 GeV [19].

El experimento AGASA fue el primero en tener una abertura lo suficientemente grande como para medir el espectro de energía alrededor del corte GZK con estadísticas razonables [16]. Sin embargo, sus mediciones eran contradictorias con los resultados obtenidos por HiRes, lo cual se observa en la Figura 1.5, al ser estos experimentos que aplicaban distintas técnicas de observación se complicaba la comparación de resultados, ya que las diferencias no eran sólo cuantitativas sino fundamentalmente cualitativas, AGASA mostraba aun espectro de energía que se extiende sin perturbaciones mucho más allá de 100 EeV, mientras que HiRes si mostraba la supresión esperada en el corte GZK [20].

Hay que considerar en la Figura 1.5 [20], que el flujo esta multiplicado por la E^3 lo cual elimina la tendencia general de la ley de potencia y permite ver varios detalles del espectro. La diferencia de resultados entre ambos experimentos podría deberse a una escala de energía diferente, ya que ambos resultados se reconcilian si se reescala la energía de cualquiera de los experimentos en un 30% o 15% cada uno. Sin embargo, en 2006 AGASA se retractó ya que descubrieron un error en el análisis de sus datos respecto a la corrección del ángulo cenital, por lo que abundaron su afirmación de que el corte GZK estaba ausente [16].

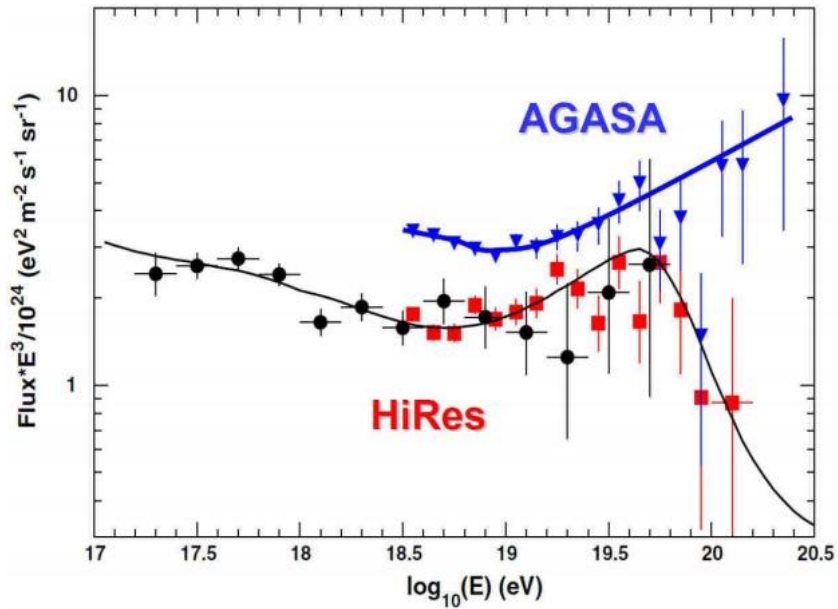


Figura 1.5 Comparación entre los espectros de energía de AGASA y HiRes (monocular) [20]. En el eje horizontal el logaritmo de la energía en eV, en el eje vertical el flujo de partículas. A altas energías se presenta una discrepancia con la tendencia del espectro

1.2.6. Telescope Array

Telescope Array es un experimento ubicado en el hemisferio norte, en el Desierto del Oeste de Utah, Estados Unidos, a 1400 m sobre el nivel del mar. Este observatorio surge como una colaboración de miembros que pertenecían a HiRes y AGASA, y fue diseñado para observar extensos chubascos atmosféricos con energías entre 10^{18} eV y 10^{20} eV, de las cuales mide la energía, composición y distribución de la dirección de llegada. El detector TA consiste en una matriz de detectores de superficie con contadores de centelleo y detectores de fluorescencia. La matriz de detectores en superficie se compone de 507 detectores separados por 1.2 km cubriendo un área de 750 km² (véase Figura 1.6 [22]). Con tres estaciones de fluorescencia situadas al norte del conjunto de detectores de superficie y esta instrumentada con 14 telescopios, los cuales fueron reutilizados y reformados del HiRes. Existen otras dos estaciones de fluorescencia al sureste y suroeste del conjunto de detectores de superficie, con 12 telescopios cada una. Las observaciones

híbridas de este observatorio comenzaron en 2008. Desde la primavera de 2013 se implementó una segunda matriz de detectores de superficie denominada TALE, la cual cuenta con 100 contadores de centelleo, separados por 400 m en un espaciamiento de 1200 m, cubriendo así 70 km² [21].

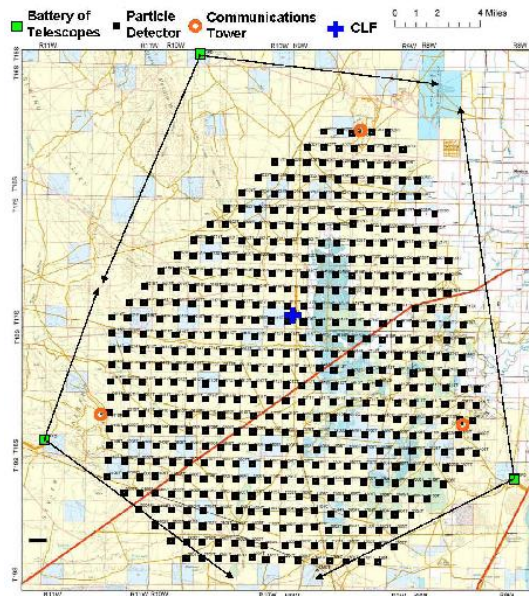


Figura 1.6 Mapa del detector de superficie del Telescope Array y de los tres detectores de fluorescencia que dominan el conjunto [22]

1.2.7 Observatorio Pierre Auger

El Observatorio Pierre Auger está localizado en la Pampa Amarilla cerca de la ciudad de Mendoza en Argentina, ubicado a 1500 m sobre el nivel del mar, y se extiende por más de 3000 km² [23], se caracteriza de los demás observatorios de rayos cósmicos por su técnica de detección híbrida y su gran apertura, oficialmente el observatorio fue inaugurado en 2008, pero tenía operaciones desde 2004 con instalaciones parciales, es un proyecto en el que colaboran más de 18 países. El observatorio es un detector híbrido ya que emplea múltiples métodos independientes para detectar y estudiar los rayos cósmicos de alta energía, los cuales puede combinar para determinar de manera más precisa las características del evento observado. Los distintos métodos y experimentos que conforman al observatorio son:

1.2.7.a Detector de superficie

Conformado por 1660 tanques detectores de superficie de agua que cubren la extensión del observatorio y sirven como detectores de partículas, cada tanque contiene 12000 litros, Figura 1.7 [23], y se encuentra separado por 1.5 km de los demás. Cuando las partículas secundarias producidas por un chubasco atmosférico atraviesan el agua de los detectores, producen luz Cherenkov la cual es mediada mediante tubos fotomultiplicadores, la cantidad de luz detectada da un parámetro para determinar la energía de la partícula primaria, y la diferencia temporal de activación de múltiples tanques ayuda a determinar la dirección de llegada. El sistema de detección de superficie puede operar durante todo el día y está calibrado para medir eventos con energía arriba de $3 \times 10^{18} \text{eV}$ y ángulos cenitales menores de 60° [24].

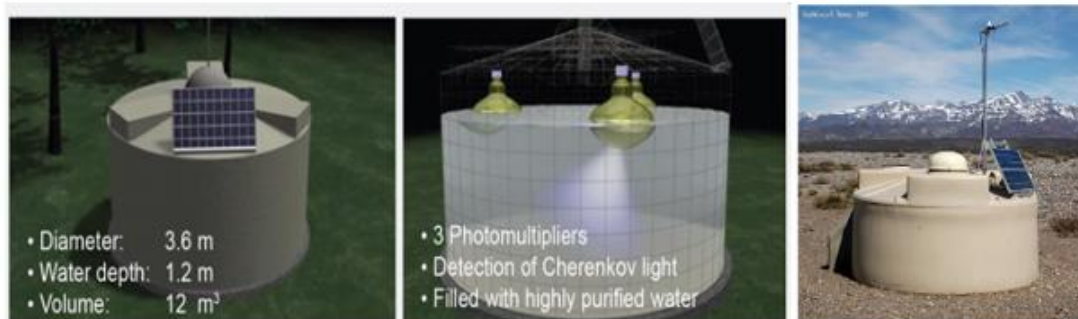


Figura 1.7 Características de los tanques de detección, en la Figura de la izquierda, se muestran sus dimensiones, en la de en medio se muestran algunos de sus detectores internos, y a la derecha una fotografía de un detector que forma parte del arreglo [23].

1.2.7.b Detector de fluorescencia

El observatorio cuenta con 27 telescopios de fluorescencia que se encuentran en arreglos en 4 diferentes lugares los Leones, los Morados, Loma Amarilla y Coihueco, como se muestran en la Figura 1.8 [26]

, estos observan el rastro de fluorescencia de nitrógeno con lo que pueden rastrear el desarrollo de chubascos en el aire a distancias de hasta 15 km, cada telescopio es independiente y tiene un campo visual de $30^\circ \times 30^\circ$ azimutal

y de elevación [25], con esto se puede medir la profundidad atmosférica longitudinal χ lo cual dará parámetros para determinar la energía y estimar estadísticamente la composición del primario. Cada telescopio se encuentra en un edificio con control climático, la luz de fluorescencia ingresa por una ventana con filtro UV y un anillo Schmidt para corregir la óptica, la luz se enfoca en un espejo de 10 m² sobre una cámara de 440 pixeles con fotomultiplicadores que funcionan como sensores. Debido a sus características solo puede ser usado durante noches despejadas y de luna nueva.

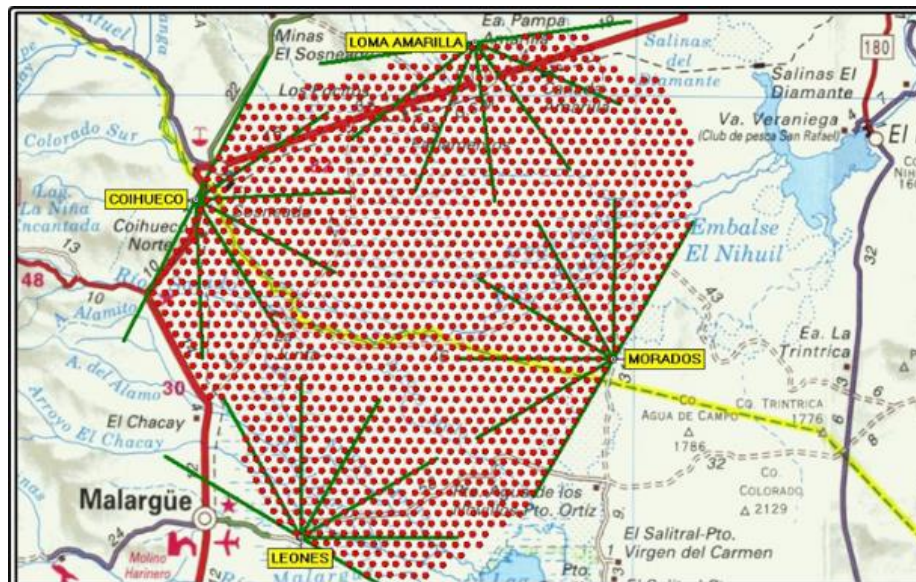


Figura 1.8 Ubicación de los cuatro arreglos de telescopios de fluorescencia indicados con un letrero amarillo, en Loma Amarilla, Los Morados, Los Leones, y Coihueco, los puntos rojos representan los detectores de superficie [26].

1.2.7.c AERA

Auger Engineering Radio Array, por sus siglas en inglés AERA, es un sistema de antenas que miden los pulsos cortos de radio que emiten los chubascos de rayos cósmicos de altas energías, estas antenas son sensibles en el rango de 30 a 80 MHz y están activas durante todo el día. Las estaciones de AERA se encuentran desplegadas en distintos arreglos, uno de 24 estaciones separadas por 150 m, otras 100 llamadas antena de mariposa que están separadas de 250 a 375 m y finalmente un tercer arreglo de 25 estaciones

separadas por 750 m [27]. AERA también puede detectar eventos en coincidencia con los detectores de fluorescencia.

1.2.7.d AMIGA

Auger Muons and Infill for the Ground Array, por sus siglas en inglés AMIGA, consiste en contenedores de centelleo y proporcionará una medición directa de la densidad de muones. Además, se utilizará para validar las mediciones indirectas de muones obtenidas con los principales detectores de la actualidad. La instalación de AMIGA fue completada a finales de 2019 y registrará datos hasta 2025. Aunque el diseño final del detector se modificará ligeramente en comparación con el arreglo prototipo, reemplazando sus tubos fotomultiplicadores por fotomultiplicadores de silicio, la mayoría de las mejoras de reconstrucción desarrolladas en esta tesis son aplicables [28].

1.2.8.e HEAT

High Elevation Auger Telescopes, por sus siglas en inglés, son tres telescopios de fluorescencia instalados en Coihueco, sin embargo en comparación con los demás telescopios de fluorescencia del observatorio, HEAT está calibrado para detectar partículas en un rango menor de energía del primario, en este caso 10^{17} eV, permitiendo ampliar el rango de energía del espectro reportado por el Pierre Auger [29].

1.3 Estado del arte

1.3.1 Espectro de energía

El Espectro de energía de los rayos cósmicos se extiende por once ordenes de magnitud, desde poco menos de 10^9 eV hasta unos 10^{20} Ev. El espectro sigue una forma funcional de una ley de potencia

$$dF \sim E^{-\gamma} dE. \quad (1.1)$$

Donde el valor de γ varía en distintos tramos del espectro, dF se refiere a la variación del flujo y dE la variación de la energía. Ya que sigue una ley de

potencia el flujo disminuye por casi 30 órdenes de magnitud de $10^3 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ a algunos GeV hasta 1 km^{-2} por siglo a 100 EeV [20]. En la Figura 1.9, se muestra el espectro de rayos cósmicos provenientes de distintos experimentos, en este caso el espectro de energía ha sido multiplicado por $E^{2.6}$ para resaltar algunas de sus características que de otra forma quedarían ocultas en el rápido descenso del flujo.

Como dijimos el índice espectral va cambiando en distintos tramos. Entre 10^{11} eV y 10^{15} eV el índice espectral $\gamma \sim 2.7$, cabe mencionar que a energías por debajo de 10^{14} eV los rayos cósmicos tienen trayectorias sumamente alteradas debido a la interacción con los campos magnéticos del sistema solar lo cual provoca una disminución de flujo a bajas energías. Luego en 10^{15} eV es donde tenemos la primera variación del valor del índice espectral cambiando a $\gamma \sim 3$. A esto se le conoce como la primera rodilla. Cerca de 10^{17} eV el espectro se empina aún más teniendo aquí un índice $\gamma \sim 3.3$ a esto se le conoce como la segunda rodilla. Algunos estudios como el de Abu-Zayyad, et. Al. (2018) consideran que estas variaciones presentadas en las llamadas rodillas son productos de una modificación en la composición de los rayos cósmicos, las partículas que nos llegan en este tramo conocido como la rodilla tienen una composición más parecida a hidrógeno y helio, y la caída en el espectro proviene de la reducción de la composición de helio a metales, en contraste con el ascenso del índice a la segunda rodilla que se produciría debido a núcleos de rango intermedio, donde parece haber una tendencia que se va aproximando al hierro [30]. Otras posibles explicaciones que se han dado para la segunda rodilla es que podría ser el final de la componente galáctica de los rayos cósmicos o que se debe al amontonamiento de los procesos de creación de pares debido a las interacciones de los protones con la radiación de fondo cósmico de microondas en la propagación intergaláctica [20].

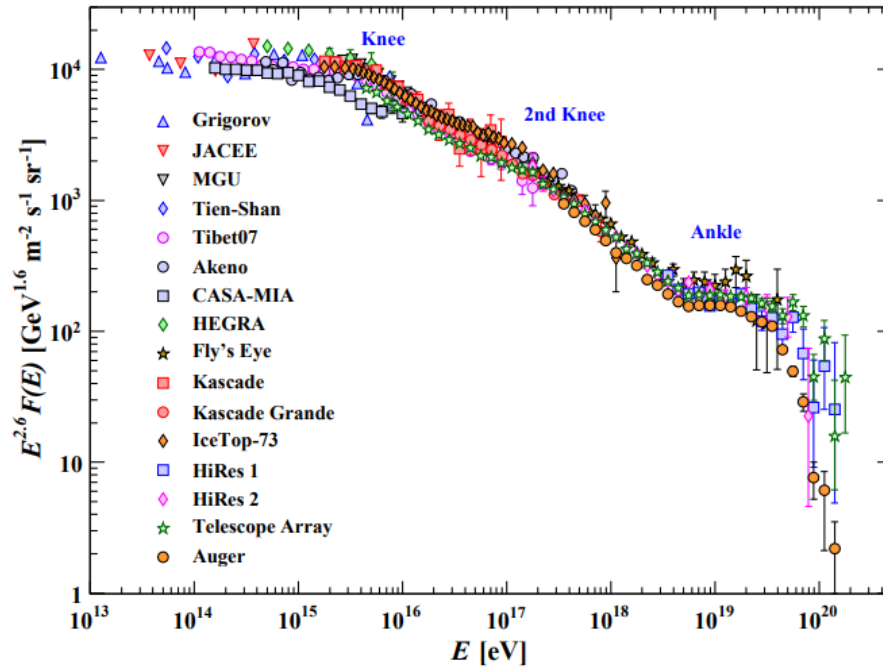


Figura 1.9 Espectro de energía de rayos cósmicos de las mediciones realizadas por distintos experimentos y observatorios, en el eje horizontal las energías en eV y en el eje vertical el flujo multiplicado por $E^{2.6}$, se destaca la posición estimada para la rodilla (knee), la segunda rodilla (2° Knee) y el tobillo (ankle) [31]

Alrededor de $10^{18.5}$ eV el espectro cambia otra vez su pendiente, teniendo un índice espectral de $\gamma \sim 2.6$, a esto se le conoce como el tobillo. Algunas explicaciones consideran que el tobillo puede producirse debido a que en este rango de energía tenemos una transición entre las componentes galácticas y extragalácticas, sin embargo, estas propuestas se han visto desfavorecidas con los datos actuales, en las que trabajos como Supanitsky (2018) proponen que el tobillo se produce debido al proceso de fotodesintegración de núcleos más energéticos y pesados en el entorno de la fuente [32]. Y finalmente, a energías superiores a 4×10^{19} eV tenemos una reducción significativa del flujo, donde el índice espectral toma valores $\gamma > 4$. Para energías mayores a 2×10^{20} se espera que el espectro caiga o incluso se corte como propone el modelo de GZK explicado anteriormente, debido a la baja estadística que hay para energías tan altas aún no se puede garantizar este corte, el cual podría deberse a fotoproducción de piones debido a interacciones del flujo de

protones con el fondo cósmico de microondas, o al flujo de núcleos pesados que pasan por un proceso de fotodesintegración en interacción con el fondo infrarrojo o un corte en los mecanismos de aceleración de partículas de alta energía [33].

1.3.2 Espectro de energía medido por el Observatorio Pierre Auger

A lo largo de más de 14 años de funcionamiento del observatorio Pierre Auger se han recopilado aproximadamente $80000 \text{ km}^2 \text{ sr año}$, reportándose más de 215030 eventos recogidos entre 2004 y 2018.

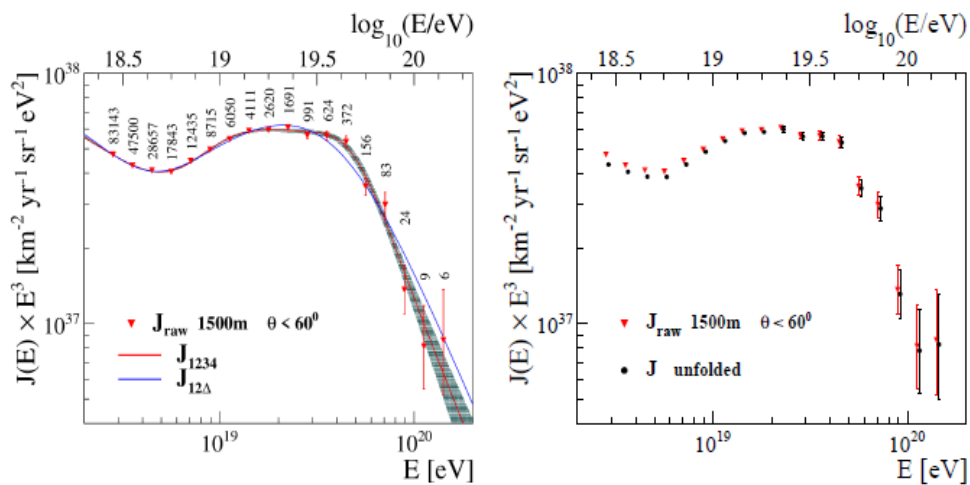


Figura 1.10 Espectro de energía medido por el observatorio Pierre Auger. Panel de la izquierda: espectro de energía en junto con los resultados del ajuste mediante las dos formas funcionales abordadas en el texto, en la gráfica se reporta el número de partículas observadas para distintos rangos de energía. Panel de la derecha: espectro en y el corregido por los efectos de la resolución [34].

En este tiempo se ha reducido el umbral de medición hasta $10^{16.5} \text{ eV}$, y se ha estimado una incertidumbre sistemática en la escala de energía del 14%, cabe mencionar que para seleccionar un evento se requiere la activación de al menos seis estaciones activas, y que el espectro se mide utilizando los distintos instrumentos y técnicas, los cuales son independientes y complementarios. Las características de dicha toma de datos se muestran en

la tabla 2. En la Figura 1.10 se muestra el espectro en corregido por los efectos de resolución.

Tabla 1.2. Parámetros relevantes de las muestras de datos utilizadas para medir el espectro de energía, del observatorio Pierre Auger

	1500 m $\theta < 60^\circ$	1500 m $\theta > 60^\circ$	750 m	Híbridos	Cherenkov
Período de toma de datos	01/2004-08/2018	01/2004-08/2018	01/2014-08/2018	01/2007-12/2017	06/2012-12/2015
Exposición [km² sr yr]	60426	17447	105	2248 a 10 ¹⁹ eV	2.86 a 10 ¹⁷ eV
Número de eventos	215030	24209	569285	13655	69793
Rango del ángulo cenital [°]	0-60	60-80	0-40	0-60	0-85
Umbral de energía [ev]	10 ^{18.4}	10 ^{18.6}	10 ¹⁷	10 ¹⁸	10 ^{16.5}
Resolución energética [%]	18-8	22-10	22-8	7.4	18
Calibración de parámetros					
Numero de eventos	3338	393	1179		
A[Eev]	0.186±0.003	5.51±0.07	0.0132±0.0004		
B	1.031±0.004	1.04±0.02	1.006±0.009		

Finalmente incluimos la comparación de los espectros de energía medidos por el Telescope Array y el Observatorio Pierre Auger, siendo estos los observatorios que cuentan con las mayores exposiciones de rayos cósmicos ultra energéticos. Actualmente las incertidumbres sistemáticas de la escala energética para ambos experimentos ascienden a 14% (Auger) y 21% (TA). En la Figura 1.11, se muestra la comparación de sus espectros. Si pasamos la diferencia sistemática de los observatorios a una escala de flujo representa una diferencia de hasta 70%.

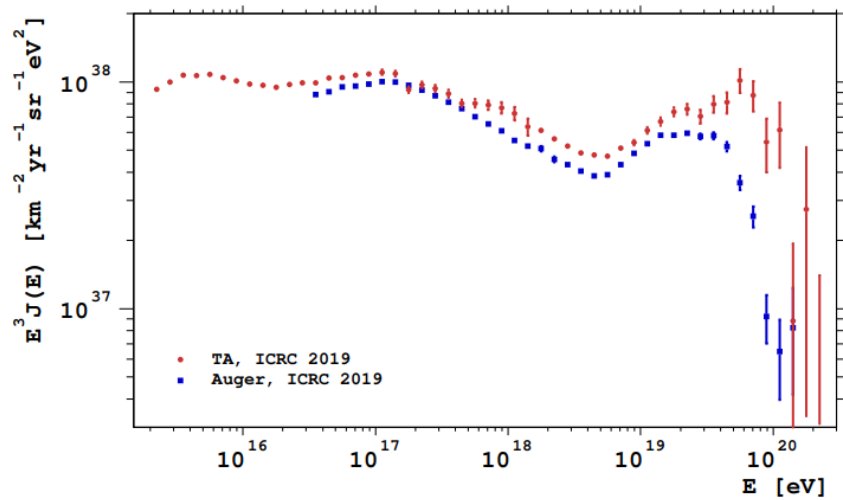


Figura 1.11 Comparación del espectro medido por Auger y Telescope Array. Espectro multiplicado por E^3 , se observa cómo hay una disminución del flujo a altas energías [35]

La diferencia del espectro a altas energías observado en la Figura 1.12 aún no está determinado si es una diferencia físicamente significativa o una diferencia por las técnicas experimentales o del tratamiento de datos por parte de cada observatorio. Aquí cabe destacar que al estar ambos observatorios en diferentes hemisferios no observan todo el cielo por completo. Sin embargo, tienen una sobreposición entre $16^\circ < \delta < 45^\circ$ con la cual se puede realizar una calibración cruzada en flujo y en escala de energía.

En 2018 Telescope Array propuso una posible dependencia de la energía máxima de las partículas con la declinación lo cual parece apuntar a un fenómeno astrofísico. Ambos observatorios ven regiones de hot spot, pero estas se encuentran en regiones que únicamente observa cada experimento [33].

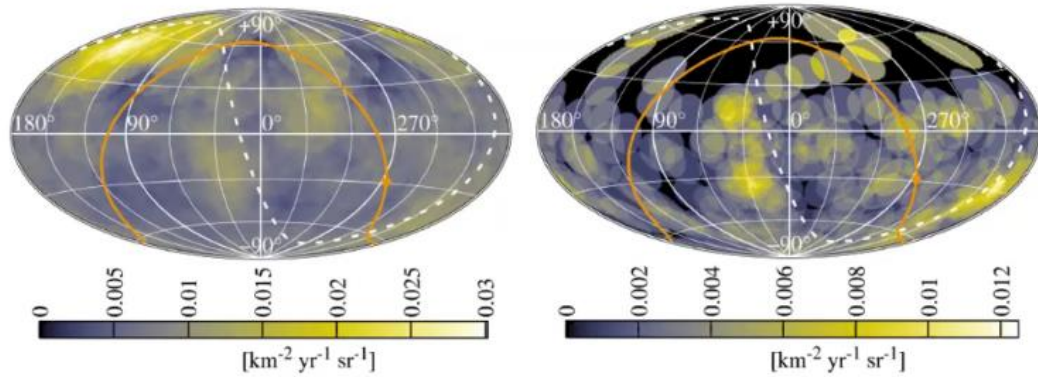


Figura 1.12 Combinación de observaciones de Observatorio Auger y Telescope Array. Flujo estimado de UHECRs por encima de los umbrales de energía indicados, promediado sobre ventanas circulares en movimiento en coordenadas ecuatoriales [36]

1.3.3 Composición

Otro de los parámetros esenciales a determinar en los rayos cósmicos sería la composición del primario, la cual como ya se vio en las secciones anteriores podrían ser partículas de diferente naturaleza, como son: neutrinos, fotones, protones, electrones y núcleos pesados. Ya que existen distintos experimentos para diferentes partes del espectro de energía, la claridad con la cual se puede determinar la composición en núcleos pesados de diferentes partes del espectro de energía será diferente.

La composición de los rayos cósmicos de baja energía que presumiblemente son de origen galáctico pareciese presentar una abundancia similar a la de los elementos en el Sistema Solar, el estudio de estas partículas se lleva a cabo por medición directa de las partículas primarias mediante globos a unos 30 o 40 km de altitud o satélites, esto se puede ver en la Figura 1.13, donde se observa que los elementos con número atómico par son más abundantes de los átomos con Z impar, esto es producto de los procesos de nucleosíntesis estelar. Es interesante destacar que el Hidrogeno y el Helio, los cuales son los

elementos más abundantes, se presentan en menor abundancia en los rayos cósmicos que observamos, esto probablemente sea un reflejo de la composición del medio donde son acelerados o que como el potencial de ionización del H y He es relativamente grande esto hace más difícil su ingreso al proceso de aceleración. Además de la diferencia con estos elementos, se observa una abundancia mayor de algunos otros elementos químicos en los rayos cósmicos comparados con la química del Sistema Solar, por ejemplo, el Litio, Berilio y Bromo, esto se atribuye a que estos elementos podrían formar parte del flujo de rayos cósmicos al ser productos de la espalación de otros elementos más pesados, como serian el carbón, nitrógeno u oxígeno.

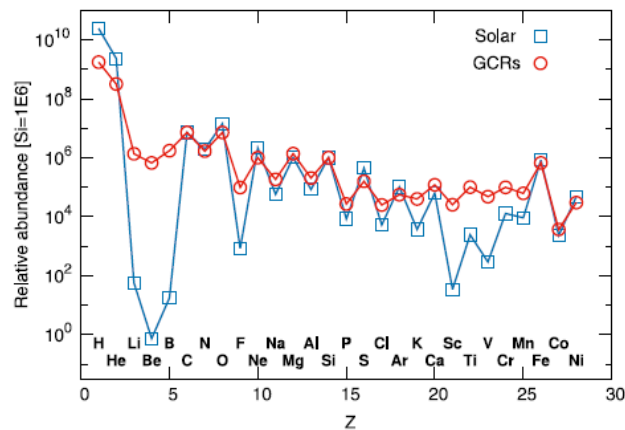


Figura 1.13 Abundancia relativa de elementos en el Sistema Solar y en los Rayos Cósmicos de baja energía, del Hidrogeno al nitrógeno [10]

A partir del conocimiento de las secciones transversales para la espalación, se puede aprender algo sobre la cantidad de materia atravesada por los rayos cósmicos entre la producción y la observación, el promedio de materia atravesada por los rayos cósmicos primarios es de aproximadamente $\Sigma \cong 5 \text{ g cm}^{-2}$ y considerando la densidad promedio del medio interestelar, $n_H \cong 1 \text{ cm}^{-3}$ se puede estimar el tiempo que permanece una partícula en la galaxia, esto estaría dado por la expresión [37]

$$\tau \cong \Sigma / (vm_p n_H). \quad (1.2)$$

Donde v es la velocidad de la partícula. Para partículas relativistas el resultado sería de aproximadamente 3 Myr, en cambio si la trayectoria fuera rectilínea la partícula estaría 100 veces menos tiempo en la galaxia, lo que sugiere que la propagación de rayos cósmicos es difusiva [1].

Para los rangos de energía donde ya no es posible medir las partículas de forma directa, con energías superiores a los 10^{18} eV se utilizan múltiples técnicas para determinar la composición entre las que destacan: La profundidad del máximo de la distribución longitudinal X_{\max}^1 , las fluctuaciones de X_{\max} , la densidad muónica de los chubascos de rayos cósmicos originadas por la colisión del rayo primario con la atmósfera, la pendiente de la función de distribución lateral del chubasco, el perfil temporal del chubasco, el radio de curvatura del frente del chubasco y el análisis multiparamétrico mediante redes neuronales. Sin embargo, el hecho de usar tantas técnicas para medir la misma magnitud física ha tenido como consecuencia que los resultados no siempre coincidan [20]. En la Figura 1.14 se muestran los resultados de composición reportados por el observatorio Pierre Auger y Telescope Array, que miden la identidad de las partículas mediante el análisis de la profundidad atmosférica gracias a sus telescopios de fluorescencia, donde a pesar de medir con el mismo parámetro y la misma técnica sus resultados tienen algunas diferencias, pero se destaca que en ambos casos parece que con el aumento de energía la composición se va alejando de los protones y se acerca a núcleos pesados [38].

Este resultado también ha sido reportado por experimentos anteriormente como KASCADE, que revela un cambio gradual en la composición de la rodilla de una más ligera a una más pesada [20]. Y a energías encima de 10^{16} eV el flujo estaría dominado por núcleos de hierro. La composición observada por Auger reporta un crecimiento en la composición desde la segunda rodilla hasta el tobillo sin embargo Telescope Array parece no requerir este aumento [33].

Nota 1. El chubasco atmosférico generado por una partícula al ingresar a la atmósfera llega a un número máximo de partículas, las cuales empiezan a decaer cuando dominan los mecanismos de pérdida de energía por ionización. La profundidad de la atmosfera donde dicho máximo se observa se denomina X_{\max} [38].

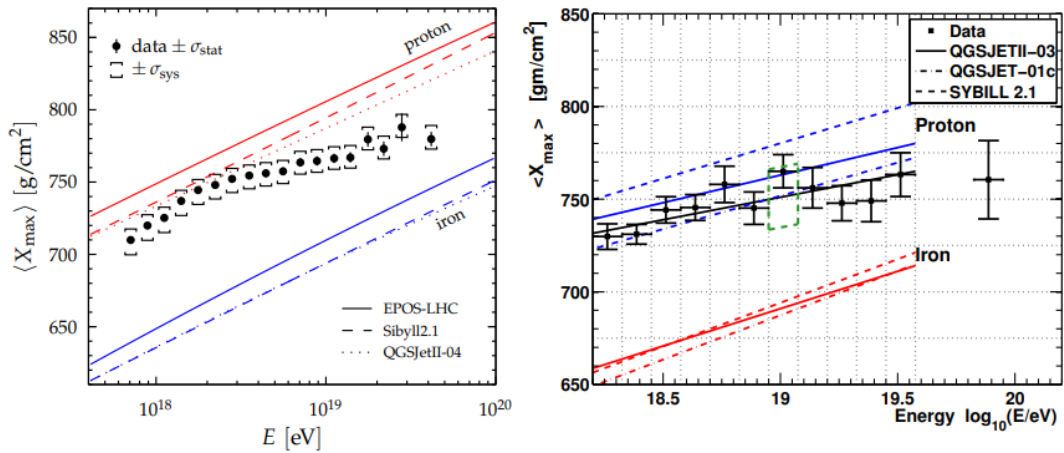


Figura 1.14 $\langle X_{\max} \rangle$ medido por el observatorio Pierre Auger (izquierda) y Telescope Array (derecha). Las líneas de color denotan predicciones de simulaciones de chubascos atmosféricos. La línea negra del panel derecho es una línea recta que se ajusta a los datos de TA. Las incertidumbres sistemáticas se indican con paréntesis (izquierda) y con el cuadro punteado verde (derecha) [38].

1.3.4 Anisotropías

Siendo los rayos cósmicos partículas cargadas, sus trayectorias se ven modificadas por los campos magnéticos que atraviesan, el estudio de dichas desviaciones podría ayudar a la comprensión de cuáles son sus fuentes de origen, por lo cual se busca encontrar signatures magnéticas en la observación de eventos. Se supone que las partículas por encima de la supresión del flujo observado a 40 EeV provienen únicamente de unos cientos de Mpc debido a las interacciones que tienen en su propagación con los fondos cósmicos. Ya que en estos rangos de energía la distribución de materia bariónica no es homogénea merece la pena buscar anisotropías en las direcciones de llegada de los rayos cósmicos ultra energéticos como un camino para identificar las posibles fuentes. Algunos de los resultados de la búsqueda de anisotropías detectadas por el Observatorio Pierre Auger después de 15 años de recopilación de datos son que se observa un aumento en exceso de partículas

alrededor de Centaurus A. Esto lleva a rechazar la hipótesis isotrópica al comparar con un modelo de galaxias con brotes estelares.

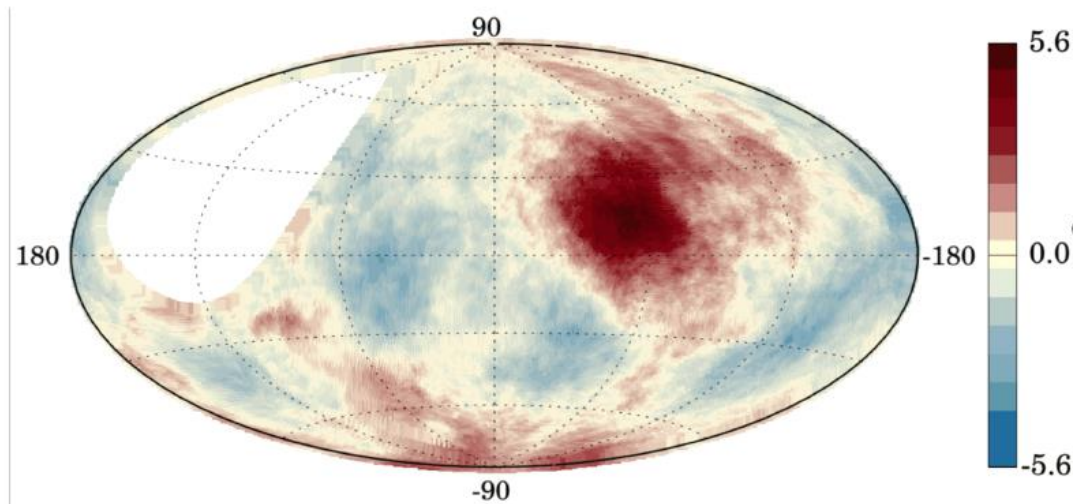


Figura 1.15 Mapa en coordenadas galácticas de la importancia local encontrada al buscar excesos en ventanas circulares de 27° radios por energías encima de 38 EeV

Tanto la búsqueda ciega de excesos en todo el cielo como la centrada en Centaurus A han dado como resultado una señal máxima obtenida con umbrales de energía comparables, entre 37 EeV y 38 EeV respectivamente y una escala angular entre 27° y 28° . El análisis basado en catálogos identifica mayores desviaciones de la isotropía por encima de 38-40 EeV en una escala angular de $15 \pm 5^\circ$. También se observa que la región con el exceso de flujo coincide con una región densamente poblada por diferentes tipos de objetos extragalácticos en el universo cercano, centrada en Centaurus A el cual es el objeto con mayor contribución en los modelos basados en los catálogos de Galaxias de Núcleo Activo (AGN) y a 6° de NGC 4945 que es la Galaxia con Brote estelar (SBG) con mayor contribución en este tipo de objetos [39].

Si la supresión en el espectro de los rayos cósmicos se debe al corte GZK, entonces hay una distancia a partir de la cual el universo es opaco para los

rayos cósmicos de unas cuantas centenas de mega parsecs y sabemos que en estas escalas la distribución de materia es inhomogénea, por lo cual debería surgir una anisotropía en el flujo de los UHECR. Dicha anisotropía a larga escala es producto de la distribución de estructuras a gran escala y a pequeña escala es debido a las fuentes individuales.

El patrón de distribución a gran escala en las direcciones de los rayos cósmicos extragalácticos que llegan a la Tierra difiere del que llega al Halo galáctico, esta diferencia se asocia a los campos magnéticos atravesados los cuales cambian la trayectoria y al proceso de aceleración o desaceleración debido a la rotación galáctica.

El teorema de Liouville establece que la densidad de espacio fase de un rayo cósmico se conserva a lo largo de la trayectoria. Entonces un flujo isotrópico de rayos cósmicos permanecerá isotrópico después de propagarse por un campo magnético, a menos que se presente el efecto sombra que se refiere a que existan direcciones desde las cuales las partículas no puedan llegar al observador. Sin embargo, si el flujo en lugar de ser isotrópico es anisotrópico este se verá distorsionado luego de pasar por el campo magnético.

Como se mencionó en la sección de energía tanto el observatorio Auger como Telescope Array tienen regiones de hot spot. La observación de estas anisotropías se ha mantenido a lo largo de los años, y con más de 840 eventos de Auger arriba de 40 EeV y 130 eventos de Telescope Array arriba de 53.2 EeV, en la Figura 1.16 se observan estas hot spots las cuales se mantienen con una significancia estadística de 4.7 y 4.2 sigma respectivamente [33].

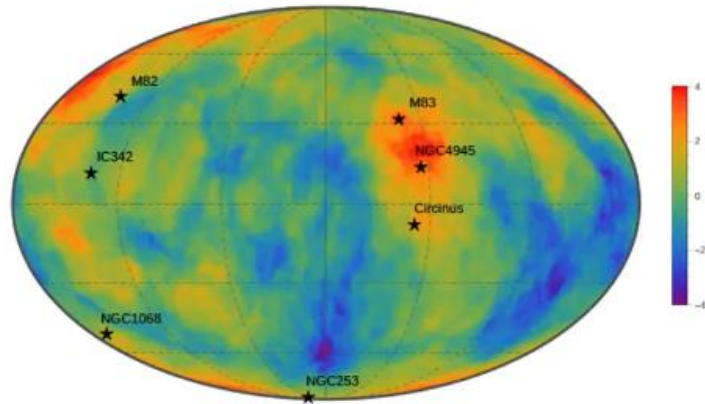


Figura 1.16 Mapa del cielo en coordenadas galácticas de las significaciones Li-Ma de las sobredensidades en ventanas de 20° de radio. Los SBG cercanos que aportan una contribución significativa a la señal de correlación UHECR de Auger y TA se indican con estrellas.

Además de estas regiones de hot spots, Auger ha reportado una anisotropía dipolar la cual fue estimada haciendo simulaciones numéricas tridimensionales a partir de las distribuciones de materia luminosa en el universo próximo tomando en cuenta la evolución cosmológica y la propagación en campos magnéticos. Los análisis de Auger encontraron una anisotropía a 100° de ascensión recta de un 4.5% y luego de un análisis de armónicos esféricos para energías superiores de 8 EeV observaron una anisotropía a 6% se encontró el dipolo a 125° en dirección del centro galáctico lo cual confirma el origen extragaláctico de las partículas.

Si se trata de hacer un análisis de energía se ve una relación de la energía y el dipolo y crece con un índice espectral de 0.79. Se observa que conforme aumentamos de energía la dirección del dipolo se acerca a la distribución de materia luminosa. En la Figura 1.17 se muestra la amplitud del dipolo reconstruido en cuatro bins arriba de 4 EeV junto con el ajuste a la ley de potencias mencionado antes. Los puntos de los datos están centrados en la media de la energía del rango correspondiente, en el panel de la derecha de la misma Figura se presentan las regiones con un 68% de confianza para las

direcciones de los dipolos reconstruidos en estos mismos intervalos de energía.

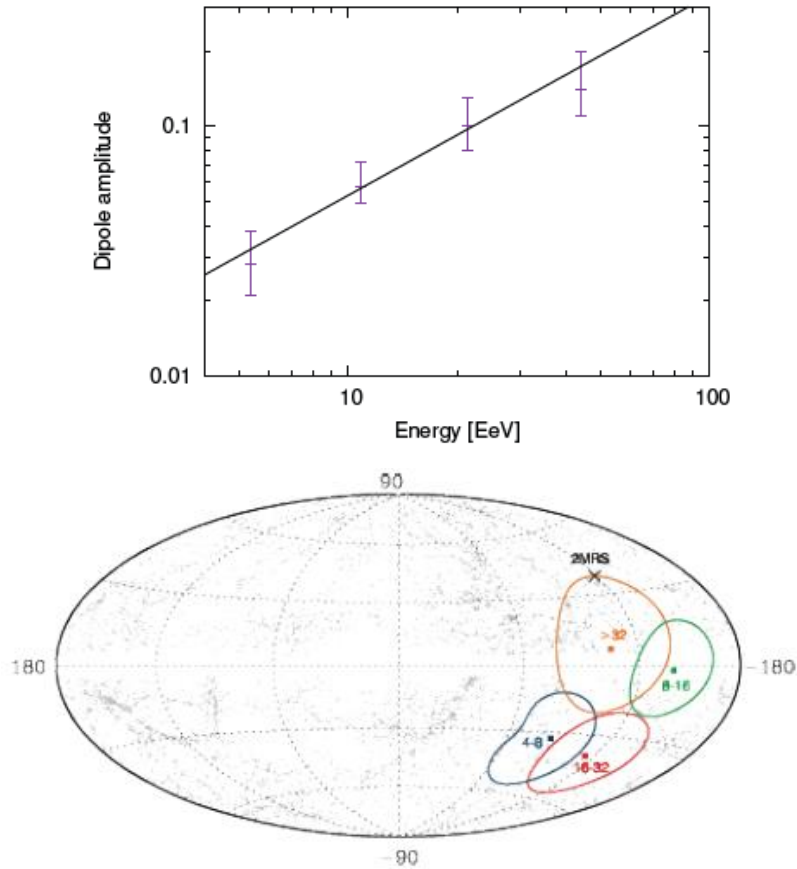


Figura 1.17 Amplitud y dirección del dipolo en función de la energía [40]

Algunos modelos que proponen un origen galáctico para los rayos cósmicos ultra energéticos [41] entran en conflicto con la observación del dipolo, el cual no coincide con la distribución del disco de la Galaxia, esta discrepancia podría ser aliviada si a unos pocos EeV el flujo estuviera dominado por núcleos pesados, pero esto no estaría acorde con la observación de composición. La dirección del dipolo se aleja por 125° del centro galáctico sumado con que arriba de 40 EeV, donde la trayectoria de las partículas se espera sea menos difusiva no hay indicaciones de anisotropías en la dirección del centro galáctico

se explican mejor en términos de un origen extragaláctico para estas partículas.

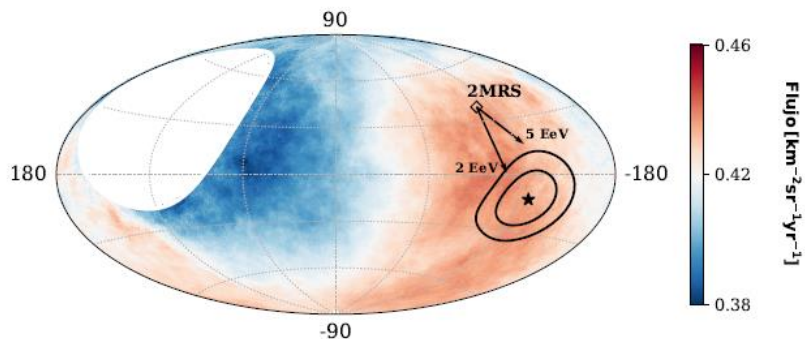


Figura 1.18 Mapa del flujo de partículas en coordenadas galácticas en la que se observa el dipolo, marcando en contornos en negro las regiones de densidad de materia reportadas por el catálogo 2MRS [12].

Como consecuencia del teorema de Liouville mencionado anteriormente en esta sección, la distribución de los rayos cósmicos tiene que ser anisótropa afuera de la Vía Láctea para poder observar anisotropías desde la Tierra. Otra posible explicación de la anisotropía podría justificarse a partir del efecto Compton-Getting, el cual resulta del movimiento propio de la Tierra en el sistema en reposo de las fuentes de rayos cósmicos pero su amplitud esperada sería de solo 0.6% lo cual es mucho menor que lo observado. A escala angular intermedia los SBG proporcionan la indicación más significativa de que los rayos cósmicos ultra energéticos no son isótropos, esto se ve ejemplificado en la Figura 1.19.

Como se mencionó anteriormente el estudio de firmas magnéticas es otro camino para identificar a las fuentes, algunas de los métodos para el estudio de dichas firmas son el método de multipletes (multiplots) y empuje (thrust), estos métodos suelen contrastarse con AGN y SBG como candidatos a ser fuentes de aceleración de ultra alta energía.

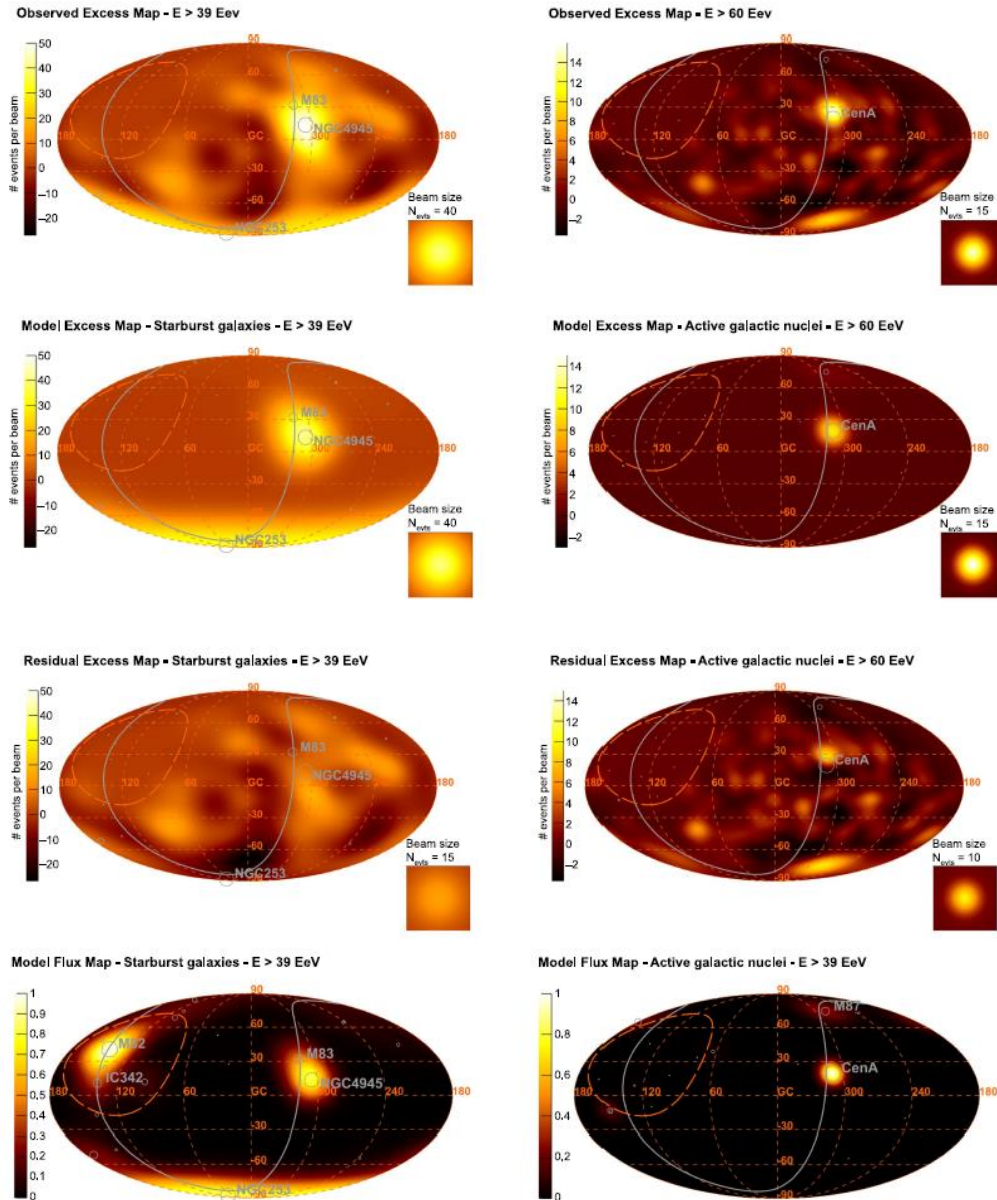


Figura 1.19 De arriba a abajo Mapa de excesos observado, mapa de excesos del modelo, mapa residual y mapa de flujo del modelo. Para los parámetros de mejor ajuste obtenidos con galaxias con brotes estelares por encima de 39 EeV y AGNs por encima de 60 EeV [42].

Cabe mencionar que en el observatorio Pierre Auger la dirección de llegada de los eventos se determina a partir de los tiempos de llegada relativos del frente del chubasco en las estaciones activas. La resolución angular, definida como el radio alrededor de la verdadera dirección de los rayos cósmicos contendría el 68% de las direcciones del chubasco reconstruido, lo cual es

mejor que 1° para las energías entre 20 y 40 EeV, la calibración de la energía se realiza a partir de los datos recopilados en los eventos híbridos [43] [44]

1.3.4.a Método de multipletes

Los multipletes se definen como un conjunto de eventos que muestran una correlación entre su dirección de llegada y la inversa de su energía, lo que se espera si las partículas provienen de la misma fuente, tienen la misma composición y sus desviaciones son pequeñas. La observación de multipletes podría ayudar en la identificación de la dirección de la fuente ya que a partir de estos se podría sondear el campo magnético galáctico y estimar su componente integrada ortogonal a la trayectoria de las partículas.

Si la desviación de las partículas es pequeña, podemos considerar la aproximación que la relación entre la dirección de llegada del rayo cósmico $\vec{\theta}$ y la dirección real de la fuente $\vec{\theta}_s$

$$\vec{\theta} = \vec{\theta}_s + \frac{Z_e}{E} \int_0^L d\vec{l} \times \vec{B}(\vec{l}). \quad (1.3)$$

La ecuación anterior puede simplificarse para obtener una relación lineal con la inversa de la energía E del rayo cósmico:

$$\vec{\theta} = \vec{\theta}_s + \frac{\vec{D}(\vec{\theta}_s)}{E}. \quad (1.4)$$

Donde \vec{D} es la integral a lo largo de la línea de visión de la componente perpendicular del campo magnético \vec{B} por la carga Z_e de la partícula, y se aproxima a una constante para una dirección fija de la fuente.

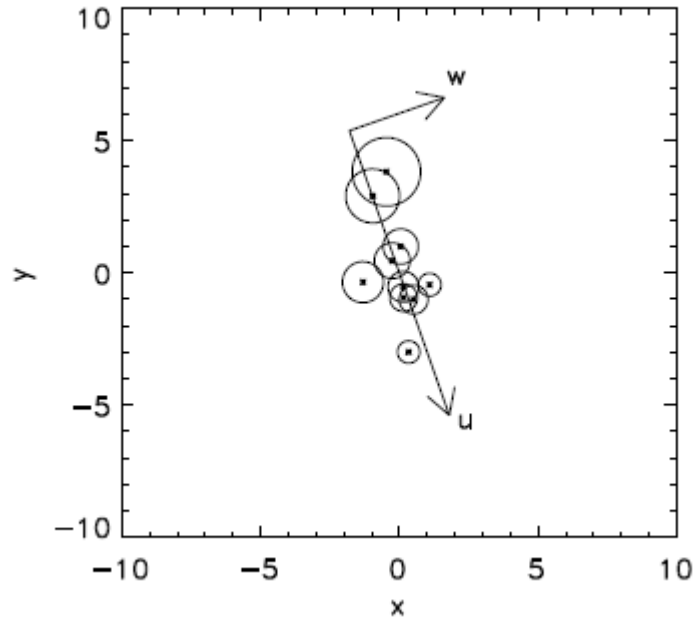


Figura 1.20 Ejemplo de la rotación del sistema de coordenadas al nuevo sistema u,w [45]

Para determinar si un conjunto de eventos fuesen un múltiplete, se debe generar primero un sistema de coordenadas (x,y) en el plano tangente a la esfera celeste (centrado en la dirección medida de los eventos), una vez establecido el sistema se rota a un sistema (u,w) orientadas a lo largo y perpendicular a la deflexión. Como se ilustra en la Figura 20. con un ángulo tal que la covarianza está dada por

$$Cov\left(w, \frac{1}{E}\right) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (w_i - \langle w \rangle) \left(\frac{1}{E_i} - \langle \frac{1}{E} \rangle \right). \quad (1.5)$$

Cuando la $Cov\left(w, \frac{1}{E}\right)$ es cero y la $Cov\left(u, \frac{1}{E}\right)$ es máxima, el ángulo está dado por

$$\alpha = \arctan\left(\frac{Cov\left(y, \frac{1}{E}\right)}{Cov\left(x, \frac{1}{E}\right)}\right). \quad (1.6)$$

La correlación entre la coordenada u y $1/E$ se mide a través del coeficiente de correlación

$$C(u, 1/E) = \frac{Cov(u, 1/E)}{\sqrt{Var(u)Var(1/E)}}. \quad (1.7)$$

Donde la varianza está dada por $Var(x) = \langle (x - \langle x \rangle)^2 \rangle$. Para poder identificar candidatos entre los alineamientos fortuitos, se selecciona un valor mínimo para el coeficiente de correlación y un valor máximo para la dispersión en la dirección transversal del multiplete. Esto se puede acompañar de simulaciones numéricas con conjuntos de partículas procedentes de fuentes extragalácticas. El mayor multiplete encontrado para energías encima de 20 EeV tenía 12 eventos asociados y la probabilidad de que apareciera por azar en una distribución isotrópica era del 6%. Sin embargo, el número de multipletes encontrados no es aun estadísticamente significativo [46].

1.3.4.b Método de ejes de empuje

Este método busca encontrar una correlación energía-energía observable y de la generación de ejes principales que muestren la distribución de energía que da como resultado caracterizar la fuerza de colimación a lo largo de cada eje y las direcciones de estos. Primero definimos las llamadas “regiones de interés (ROI)”, esta es una región en la que se detectan eventos en el cielo y se intentan correlacionar con otros eventos con energías mayores a 40 EeV, dentro de un rango de 0.25 rad (15° aproximadamente). Para caracterizar patrones en la función de dispersión de punto (PSF) calculamos tres ejes principales de la distribución de energía, los cuales denotaremos T_k ($k=1,2,3$) se construyen maximizando sucesivamente los valores.

$$T_k = \max_{\hat{n}_k} \left(\frac{\sum_i |w_i^{-1} \hat{p}_i \cdot \hat{n}_k|}{\sum_i |w_i^{-1} \hat{p}_i|} \right). \quad (1.8)$$

Con respecto a los ejes \hat{n}_k , los cuales son perpendiculares entre si, lo cual produce que las observables de empuje cumplan $T_1 > T_2 > T_3$. La suma itera sobre todos los rayos cósmicos en la zona de interés, la dirección de llegada de la partícula i está dada por \vec{p}_i ponderada por su energía y w_i es la exposición hacia esta dirección. Mientras que el eje \hat{n}_1 apunta al baricentro local de la distribución de energía dentro de la región de interés, los ejes \hat{n}_2 y \hat{n}_3 forman un sistema de coordenadas ortonormal tangencial al plano esférico local. Este método ha sido probado en el observatorio Auger con eventos detectados hasta 2013 y no revelaron ningún patrón local en la dirección de llegada de los rayos cósmicos ultra energéticos [47].

1.3.5 Futuro observatorio

Como se mencionó en secciones anteriores tenemos discrepancias entre las observaciones del observatorio Pierre Auger y Telescope Array, dichas diferencias podrían reconciliarse si tuviéramos dos cosas: Un único observatorio que cubriera todo el cielo completo y que tuviéramos un significativo aumento en la estadística. Es partir de buscar cubrir estas necesidades que hace años se lanzó JEM-EUSO y más recientemente se tiene la propuesta de POEMMA (Probe of Extreme Multi-Messenger Astrophysics) el cual es un experimento propuesto por la NASA que consta de dos telescopios en estéreo de fluorescencia y que surge como un proyecto legado de OWL, JEM-EUSO, EUSO-SPB1 y CHANT.

POEMMA es un conjunto de dos satélites los cuales tienen un espejo primario, una lente correctora y una superficie focal fotosensible, estos serán lanzados simultáneamente. Tendrán una masa de 1550 kg, un tiempo de vida de 3 años que puede ser extendido a 5, y se espera que recolecte 1 GB por día, la Figura 1.21 [48] muestra las partes de los telescopios.

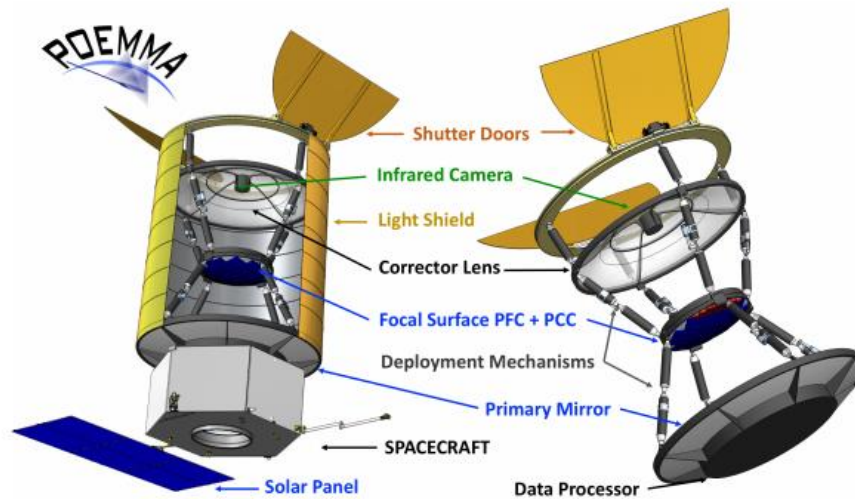


Figura 1.21 Concepto de telescopio POEMMA (izquierda) e instrumento (derecha) con los principales componentes identificados [48].

Se espera que mida tanto fluorescencia y emisión cherenkov, y podrán medir tanto apuntando al nadir como apuntando al limbo, en este último caso podrán cubrir 2300 km de elongación y además medir neutrinos rasantes, como se ve en la figura 1.22 [48].

Los principales objetivos de POEMMA son el descubrir el origen de los rayos cósmicos ultra energéticos, medir el espectro, composición y distribución espacial a energías mayores a 20 EeV y observar eventos transitorios de neutrinos a energías mayores de 20 PeV. Sus objetivos secundarios son: estudiar física de altas energías, buscar materia oscura superpesada, estudiar vientos atmosféricos trascendentes y estudios de meteoritos en la atmosfera. El funcionamiento de este observatorio ayudaría a aumentar la estadística de rayos cósmicos ultra energéticos (Figura 1.23) con lo cual se podría estudiar con más detalle las posibles signatures magnéticas y ayudarnos a discernir el modelo de campo magnético de nuestra galaxia.

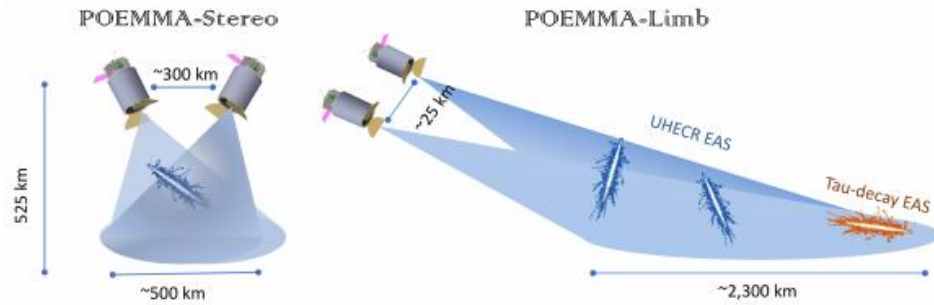


Figura 1.22 Modos de observación de POEMMA. Izquierda: Modo POEMMA-Stereo para observar la fluorescencia de los rayos cósmicos UHE y los neutrinos en estéreo. (Separación del telescopio ~ 300 km y apuntamiento cerca del nadir para las mediciones más precisas a 10s de EeV). A la derecha: Modo POEMMA-Limbo para observar Cherenkov de neutrinos cósmicos justo por debajo del limbo de la Tierra y fluorescencia de UHECRs en todo el volumen. (Separación del telescopio ~ 25 km y apuntando hacia la fuente creciente o fuente de ajuste para el modo ToO-estéreo) [48].

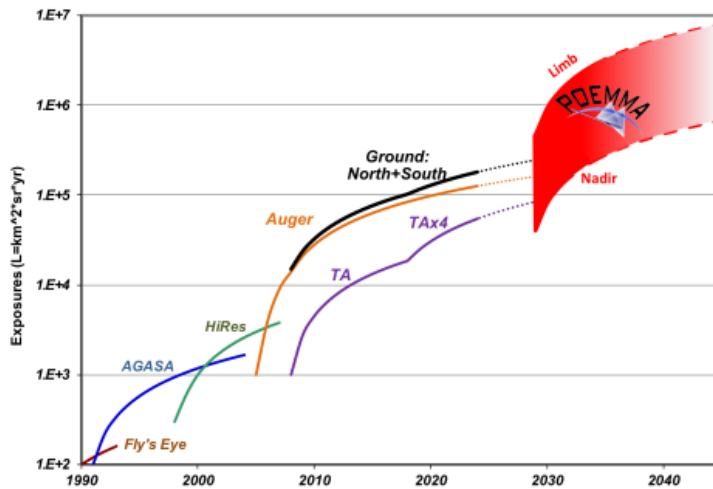


Figura 1.23 El rango de crecimiento de la exposición de POEMMA en el tiempo en comparación con los actuales experimentos terrestres UHECR en función del modo de observación [48].

1.4 Motivación del trabajo

Ha pasado más de un siglo desde que los experimentos de Wulf, Hess y Kolhöster revelaron la naturaleza extraterrestre de los rayos cósmicos. Desde entonces se han realizado múltiples avances en el conocimiento de su

espectro de energía y se han diseñado diversos experimentos para su detección. Sin embargo, aún existen importantes interrogantes por resolver acerca de los rayos cósmicos, como son la composición a altas energías o cuáles son sus fuentes de origen. Estas interrogantes están presentes debido a múltiples factores, como es la medición indirecta de los rayos cósmicos ultra energéticos debido a su bajo flujo, esto combinado con el análisis de estos eventos reconstruidos lo cual es complejo, se tiene baja estadística y depende de los modelos de interacción utilizados. Por otro lado debido a que los rayos cósmicos son partículas cargadas, su trayectoria se ve modificada por los campos magnéticos extragalácticos y galácticos que atraviesa, lo cual hace que la identificación de las fuentes que originan estas partículas sea uno de los principales retos actuales en la astrofísica. Sin embargo, el conocimiento de estos campos magnéticos con los que interactúan es todavía pobre, y para comprender plenamente como afecta a las partículas necesitaríamos conocer su composición. Es por ello por lo que la búsqueda de firmas inducidas magnéticamente en las direcciones de llegada de los rayos cósmicos ultra energéticos podría ayudar a identificar cuáles son las fuentes. La identificación de estas firmas también podría generar un método para el mapeo del campo magnético galáctico que nos permita contrastar distintos modelos de este. Dentro de la estructura del campo magnético galáctico uno de los componentes más desconocidos es la estructura del Halo, el cual debido a su baja densidad de materia es difícil de medir con los métodos actuales, sin embargo, y aunque algunos de los modelos más aceptados consideran un Halo no tan grande como es el modelo de lente magnética de Janson & Farrar 2012 [59], el cual se describe en el capítulo 3, podría ser que como efecto de los vientos galácticos realmente la estructura magnética del Halo sea extendida, tal y como se observa en otras galaxias, con lo que se espera un Halo con un campo magnético grande y estructurado el cual tendría un efecto acumulativo en la trayectoria de las partículas a diferencia de una estructura turbulenta en cuyo caso su efecto sobre la trayectoria se cancela. En esta tesis se mostrará el análisis de las funciones de dispersión del punto y funciones de

autocorrelación de distancia angular para seis AGN y 21 SBG que se presentan como posibles candidatos a ser fuentes de rayos cósmicos ultra energéticos dentro de los primeros 100 Mpc de distancia. Dicho análisis se realizó contrastando cuatro diferentes modelos del campo magnético galáctico con el fin de mostrar la importancia de considerar la contribución de un campo magnético en el Halo de la Vía Láctea.

1.5 Estructura de la tesis

Los primeros dos capítulos de esta tesis son introductorios y abarcarían el marco teórico del trabajo. En este capítulo (Capítulo 1) introductorio se ha abordado la historia del descubrimiento de los rayos cósmicos, los métodos de detección y observatorios de rayos cósmicos ultra energéticos. El espectro de energía, composición y anisotropías. Así como la presentación de la justificación de analizar la función de dispersión de puntos y funciones de autocorrelación de distancia angular de algunas AGN y SBG en diferentes campos magnéticos. En el capítulo 2 se hace un recorrido por las principales consideraciones de la propagación de los rayos cósmicos, desde sus fuentes y procesos de aceleración, los campos magnéticos intergalácticos e intergalácticos, así como los fondos de fotones e interacciones de partículas con las que se pueden encontrar.

Los siguientes tres capítulos hacen parte del trabajo principal desarrollado en esta tesis. El capítulo 3, abarcaría el marco metodológico, exponiendo el código usado CRPropa3, las lentes magnéticas utilizadas, las fuentes seleccionadas y una descripción de las simulaciones realizadas. En el capítulo 4 se encontrará con los resultados más relevantes o importantes del trabajo desarrollado a lo largo de esta tesis, para los cuatro modelos de lente magnética utilizados. Se hace un análisis de las funciones de autocorrelación considerando distintas contribuciones de un background de eventos y para dos tipos diferentes de partículas inyectadas desde las fuentes y considerando

distintos campos magnéticos intergalácticos. El capítulo 5 presenta un resumen de los principales resultados y las conclusiones.

Capítulo 2 Propagación e interacciones

Para poder estudiar la dirección de origen de los rayos cósmicos, es necesario conocer el medio ambiente en el que se encuentran, desde sus fuentes hasta su llegada a la Tierra. Dependiendo del origen de las partículas, estas atravesarán el campo magnético galáctico y además podrían atravesar el campo magnético intergaláctico si su origen es externo a la Vía Láctea. Además, en este viaje interactúan con distintos fondos cósmicos (como el de microondas o el de radio) lo cual modifica su composición y energía. La figura 2.1 [12] representa modificaciones en la trayectoria de una partícula por la presencia de distintos campos magnéticos desde la fuente hasta el observador. Para energías por debajo del tobillo, es decir $E < 5 \times 10^{18}$ eV, se espera que las deflexiones sean muy grandes y no sea posible obtener información acerca de las direcciones de origen de las partículas. Para partículas con energía arriba del tobillo, el campo magnético no puede confinar a los rayos cósmicos dentro de la galaxia y por ende se considera que tienen un origen extragaláctico; se espera poder encontrar una correlación entre las direcciones de arribo y las direcciones de las fuentes de rayos cósmicos ultra energéticos ya que a estas energías las deflexiones por el campo magnético son pequeñas.

Los campos magnéticos astrofísicos se pueden clasificar en regulares o turbulentos. La componente regular es importante a gran escala ya que puede producirse por la compresión adiabática de campos semilla ya preexistentes, mediante su amplificación por un mecanismo dínamo o asociado a vientos galácticos, mientras que, la componente turbulenta a escalas menores, y probablemente es originada por explosiones de Supernova [49] [50]. Además de inducir un cambio en las direcciones de arribo de los rayos cósmicos, genera un fenómeno de lente magnética por la cual se pueden formar múltiples imágenes de una misma fuente o induce efectos que modifican el flujo de rayos cósmicos dependiendo de la energía [51]. Se utilizan diferentes observaciones

para medir el campo magnético en la Galaxia y en el espacio intergaláctico: Rotación de Faraday, emisión de sincrotrón, polarización de la luz por interacción con el polvo y división de Zeeman [52]. Las características generales de los campos magnéticos y las interacciones que pueden tener los rayos cósmicos en su propagación se presentaran en este capítulo.

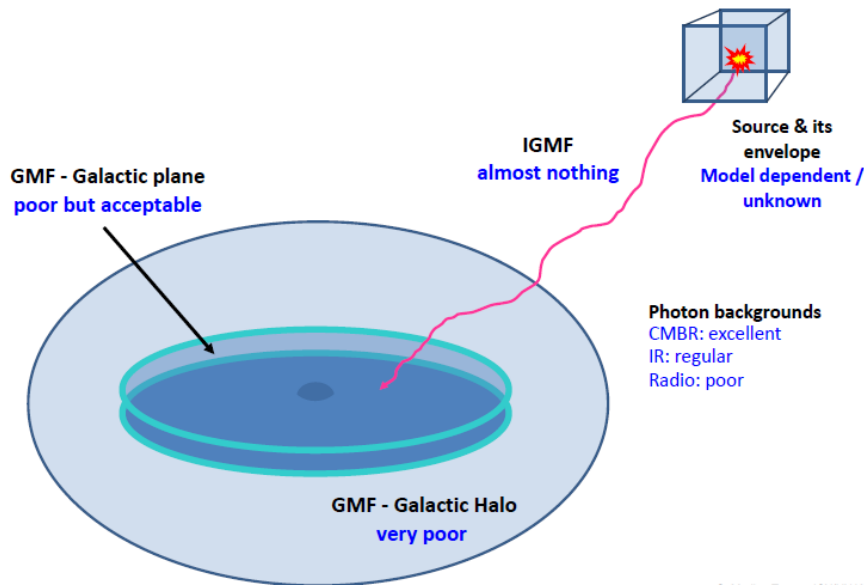


Figura 2.1 Descripción grafica de la propagación de los rayos cósmicos a través de los campos magnéticos galácticos y extra galácticos [12].

2.1 Mecanismos y fuentes de aceleración

El comprender como los rayos cósmicos de más altas energías son acelerados es aún una pregunta fundamental. Como posibles soluciones se han planteado dos modelos astrofísicos, el modelo convencional denominado bottom-up y el llamado top-down.

2.1.1 Mecanismos Bottom-up

También conocidos como mecanismos convencionales, se basan en la existencia de objetos cosmológicos activos para generar y acelerar los rayos cósmicos de ultra alta energía. Dentro de las consideraciones de este modelo se puede distinguir entre un proceso de aceleración directa por ejemplo en

campos eléctricos muy intensos, como son los encontrados en objetos compactos tales como estrellas de neutrones o discos de acreción de agujeros negros, o procesos estocásticos en por ejemplo nubes de plasma como en remanentes de supernovas o hotspots en radio-galaxias [53].

Estos modelos se basan en el modelo propuesto por Enrico Fermi en 194 en el cual las partículas cargadas pueden adquirir energía a partir de procesos de dispersión que ocurren cuando las partículas interactúan con las nubes de gas magnetizado, debido a que están parcialmente ionizadas, que se mueven aleatoriamente con velocidades del orden de 10 km/s en el interior de una galaxia.

En esta situación una partícula cargada con energía inicial E_0 se acelera al ser dispersada una y otra vez por el plasma, con lo que tendrá una ganancia de energía dada por:

$$\langle \Delta E \rangle = \frac{4}{3} \beta^2 E_0, \quad (2.1)$$

Donde β es la velocidad de la partícula en unidades de c . A esto se le conoce como mecanismo de Fermi de segundo orden, y para $\beta \ll 1$ posee una eficiencia baja.

Otra versión más eficiente del mecanismo de Fermi es considerar que las partículas son aceleradas por ondas de choque en el medio interestelar, por ejemplo, las producidas por supernovas y jets de AGN. En estos casos la ganancia de energía estaría dada por:

$$\langle \Delta E \rangle = \frac{4}{3} \beta E_0. \quad (2.2)$$

A esto se le conoce como mecanismo de Fermi de primer orden y se puede notar que es más eficiente que el de segundo orden [1]. En la figura 2.2, observamos un esquema de cómo se daría la interacción de la partícula con el frente de onda.

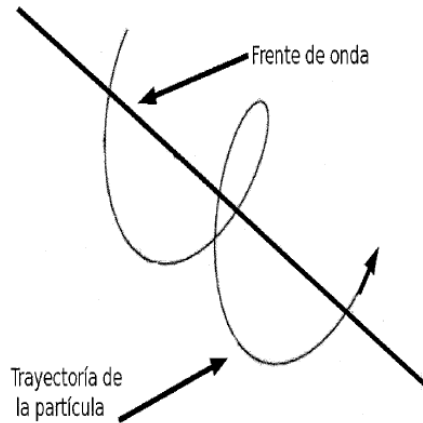


Figura 2.2 Esquema de mecanismo de Fermi, se observa como una partícula viaja una y otra vez a lo largo de una onda de choque en un plasma magnetizado.

2.1.2 Mecanismos Top-down

También conocido como mecanismos no convencionales, estos parten de la existencia de partículas supermasivas y defectos topológicos como mecanismos de origen de los rayos cósmicos ultra energéticos, donde las partículas son creadas desde el inicio con una energía tan alta que no requieren de procesos extras de aceleración. En estos modelos la componente supermasiva podría ser la materia oscura, cuerdas cósmicas, monopolos magnéticos y otros objetos remanentes del universo temprano.

Según esta teoría la ruptura espontanea de simetría entre materia fermiónica y bosónica en las primeras etapas del universo habría generado partículas supermasivas que en la actualidad al decaer podrían producir rayos cósmicos de ultra energía. Otra posibilidad sería la aniquilación de neutrinos ultra energéticos con neutrinos reliquia del universo temprano y su posterior decaimiento generaría partículas con energías en el orden de 10^{22} eV. En cuanto a los defectos topológicos, serian regiones localizadas del espacio-tiempo donde la densidad de materia y energía es análoga al universo primigenio, y el colapso de estas reliquias, como las cuerdas cósmicas, podría producir las denominadas partículas X, que podrían tener energías de 10^{25} eV.

Una característica importante de todos estos modelos es que excluyen la presencia de núcleos pesados en los rayos cósmicos, es decir que principalmente estarían compuestos por fotones y neutrinos, los cuales, al ser partículas neutras no serán desviados por los campos magnéticos, y además predicen un espectro diferencial $\propto E^{-1.5}$ [1].

Un argumento a favor del origen extragaláctico en las partículas de alta energía es la relativa isotropía de sus direcciones de llegada, de ser fuentes galácticas debería observarse una dirección privilegiada de arribo acorde al disco galáctico. En 1984 Hillas expuso el siguiente argumento para ubicar las candidatas a fuentes de rayos cósmicos más energéticos, partiendo de que el radio de Larmor para las energías superiores al tobillo supera el tamaño del disco de la Vía Láctea y podría escapar del campo magnético galáctico [54]. El radio de Larmor está dado por:

$$R_L = \frac{E}{ZeB}. \quad (2.3)$$

Para que un sitio astrofísico pueda ser considerado como un sitio de aceleración de rayos cósmicos, sería necesario, aunque no suficiente que las dimensiones del lugar y su intensidad de campo magnético B tengan el valor suficiente para acelerar la partícula hasta una E_{max} después de la cual el radio de Larmor superara a las dimensiones del sitio y escapara. En ese caso la energía máxima estaría dada por:

$$E_{max} = Ze\Gamma \left(\frac{B}{1\mu G} \right) \left(\frac{R}{1kpc} \right) EeV. \quad (2.4)$$

Donde Γ representa la eficiencia del acelerador. A partir de este análisis se plantea el llamado diagrama de Hillas (Fig 26) donde se ubican los candidatos a fuentes en función de su campo magnético y sus dimensiones.

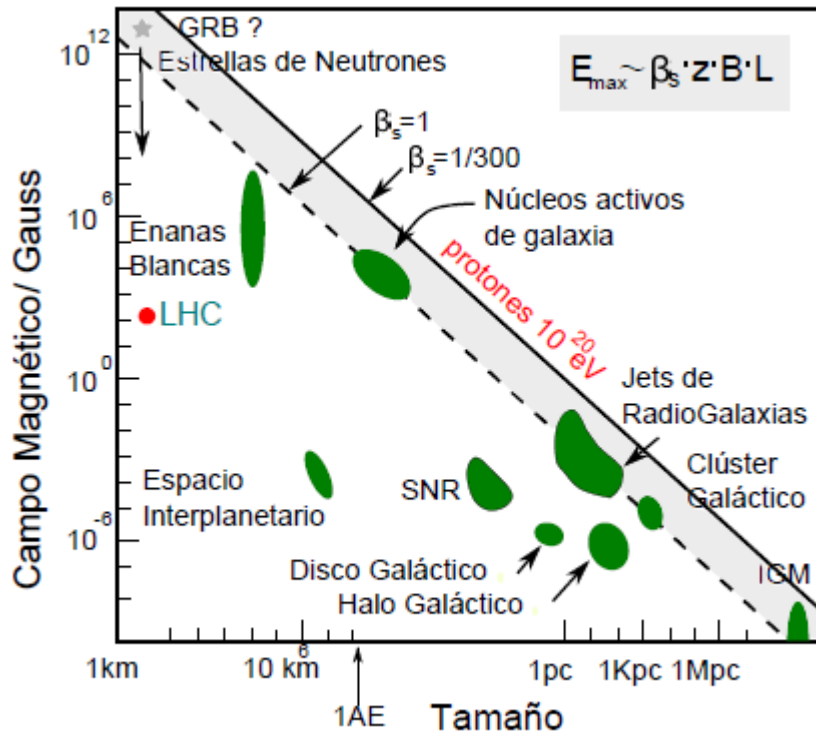


Figura 2.3 Diagrama de Hillas, muestra los candidatos a fuentes de rayos cósmicos más energéticos, los objetos arriba de la línea azul muestran las fuentes que pueden acelerar protones hasta 10^{20} eV, los objetos arriba de la línea roja son las posibles fuentes que podrían acelerar núcleos de Hierro a esas energías [55].

En la figura 2.3 se observa que entre los principales candidatos a fuentes de rayos cósmicos ultra energéticos se encuentran los AGN, GRB y las estrellas de Neutrones.

2.2 Campo magnético intergaláctico

El campo magnético es omnipresente en los objetos astronómicos, desde las estrellas y los sistemas planetarios hasta las galaxias y los cúmulos. En cuanto a objetos extragalácticos tenemos [56] los cúmulos de galaxias que tienen un campo magnético de 0,1 a 10 μ G repartido por todo el cúmulo. Su hipotético origen podría ser una "fuga" del campo magnético de las galaxias, pero esto está por confirmar [57].

Las galaxias espirales (incluida la Vía Láctea) presentan un campo magnético con una amplitud de 1 a 10 μG que se extiende por toda la galaxia. Sorprendentemente, las galaxias elípticas no muestran un campo magnético medible. El origen del campo magnético galáctico es una clave importante en astrofísica, ya que juega un papel primordial en la formación y evolución de las galaxias. Hay dos teorías en liza:

- El mecanismo de la pila de Biermann permite generar y mantener un campo magnético en un plasma sin un campo magnético inicial.
- El efecto dinamo magneto-hidráulico permite la amplificación de un campo magnético ya existente. Por lo tanto, este efecto podría explicar los campos magnéticos observados en galaxias y cúmulos, pero requiere la presencia de un campo magnético inicial.

Durante la formación de las galaxias por contracción, el campo magnético también se comprime y, por tanto, su intensidad aumenta. Siendo por el momento el mecanismo de dínamo con campo inicial el preferido para explicar los campos magnéticos en las galaxias, se plantea la cuestión del origen y evolución del campo magnético inicial.

Si bien no se conoce plenamente la estructura del campo magnético intergaláctico se pueden asumir dos posibles casos para su comportamiento, lo cual nos daría idea de su influencia sobre la trayectoria de los rayos cósmicos [20]. Las mediciones de rotación sugieren [58]:

$$B_{integral} \times L_c^{1/2} < 10^{-9} \times Mpc^{1/2}. \quad (2.5)$$

Donde L_c es la longitud de correlación, es decir la escala de inversión del campo magnético. Notemos que mientras no se conozca L_c a lo largo de la línea de visión esta restricción no impone un límite a la intensidad del campo magnético.

Es entonces de esta condición que surgen los dos casos que mencionamos, el caso del modelo laminar y el modelo celular [20].

En el modelo laminar el campo magnético se encuentra comprimido en las regiones de mayor densidad bariónica, lo cual genera un arreglo de filamentos o paredes, donde el campo decae al alejarse de estas estructuras. Esto implicaría un alto nivel de correlación para el campo magnético del orden de 10 Mpc, esto aunado a las medidas de rotación implicaría una intensidad de campo entre 0.1 - 1 μ G. Este escenario supondría múltiples problemas para el poder identificar las fuentes de los rayos cósmicos, y que el campo magnético sería muy intenso y las partículas podrían quedar atrapadas en las regiones laminares.

En cuanto al modelo celular, este supone que el espacio intergaláctico está parcelado en regiones con un campo magnético con orientación aleatoria, y su tamaño será de la escala de inversión local para el campo. Asumiendo que la intensidad del campo se comporta como una potencia de la densidad local electrónica, y usando la restricción arriba mencionada, se puede dar una escala para conocer el tamaño de las células. Esto implica que el campo magnético galáctico está más esparcido que el intergaláctico, con intensidades de 10^{-10} G en los vacíos, y de 10^{-8} o 10^{-9} G para las paredes o filamentos, y en el interior de las células tomaría valores de 0.11 μ G. Este modelo es más prometedor para realizar estudios astrofísicos con rayos cósmicos de altas energías. Para las escalas espaciales donde hay mediciones disponibles (escalas galácticas o menores [20]) se tiene la hipótesis de que las intensidades de los campos magnéticos se correlacionan bien con la densidad térmica de gas en el medio, con lo cual se podría dar una ley de potencias para el campo respecto a la densidad térmica de gas para regiones galácticas, y halos galácticos a las inmediaciones de aglomerados de galaxias.

En la figura 2.4 [20], se muestra un ejemplo de los dos posibles escenarios de campo magnético intergaláctico. Por otra parte, se ha obtenido un límite inferior en la fuerza de los campos magnéticos intergalácticos de $B \geq 3 \times 10^{-16}$

G a partir de la no observación por Fermi LAT de la emisión de rayos gamma GeV de cascadas electromagnéticas iniciadas en el medio intergaláctico por rayos gamma TeV de fuentes que habían sido observadas por H.E.S.S. Esto se debe a que e^+ e^- producidos en la cascada sean desviados por los campos magnéticos intergalácticos en ángulos más allá de la función de dispersión puntual del telescopio [10]. Los distintos modelos de campo magnético implican diferencias en las distancias a las cuales se podría observar distintas partículas, como se aprecia en la figura 2.5 [20].

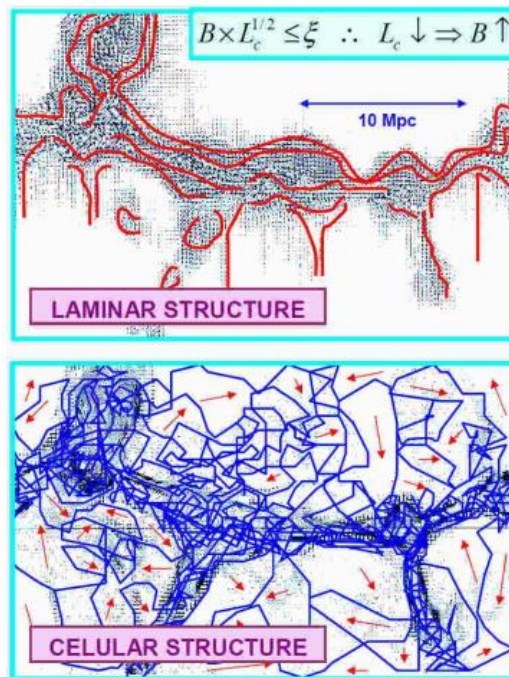


Figura 2.4 Dos posibles modelos extremos del campo magnético intergaláctico, arriba el modelo de estructura laminar y abajo el modelo celular [20].

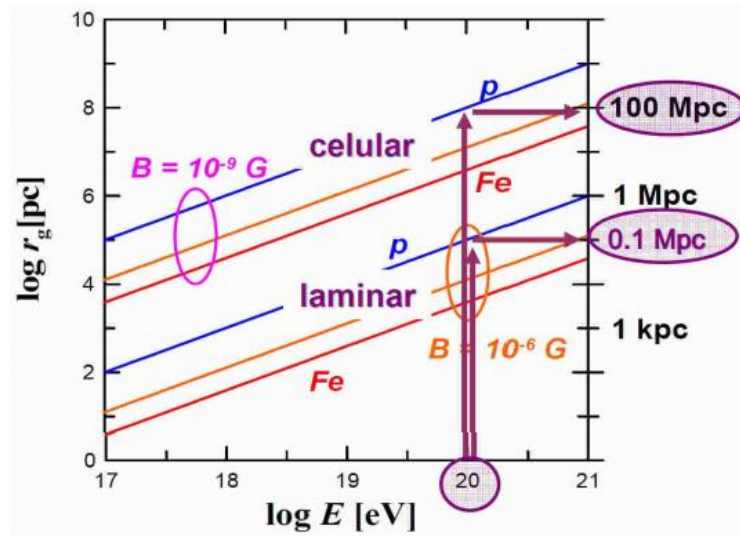


Figura 2.5 Radios de Larmour para protones y núcleos de Hierro en ambos modelos de campo, el laminar y celular, cada modelo involucra escalas distintas [20]

2.3 Campo magnético galáctico

Utilizando las técnicas antes expuestas con el tiempo se ha ido construyendo y mejorando el modelo del campo magnético de la Vía Láctea. Se sabe que las galaxias espirales tienen campos magnéticos regulares y turbulentos, ya que nuestra galaxia ha sido clasificada como tal son el tipo de campos que se esperaría medir. El campo magnético regular se encuentra usualmente en una componente de disco y una del halo.

Alrededor de la vecindad solar el campo magnético se ha estimado alrededor de $6 \mu\text{G}$, con una componente regular de entre 2 y $3 \mu\text{G}$ y una componente aleatoria de unos 2 a $4 \mu\text{G}$. Si nos vamos hacia el centro de la Galaxia el valor aumenta hasta unos $10 \mu\text{G}$. El campo del disco sigue un patrón de brazos espirales, con algunas inversiones entre brazos. Para el halo varios modelos consideran una componente toroidal y un campo en forma de X, según la forma que se ha observado de las líneas de campo [59], su simetría en relación con el disco es incierta, pero se espera que sus valores típicos se encuentren entre 1 a $10 \mu\text{G}$ [60].

En cuanto a la componente turbulenta del campo magnético, este puede ser isótropo o anisótropo, se le caracteriza por su amplitud cuadrática media denotada por RMS, su longitud de correlación L_c y un índice espectral que describe como se distribuye la densidad de energía magnética para cada número de onda k , con $\omega(k) \propto k^{-\alpha}$. Las observaciones alrededor de 5 pc presentan un índice espectral coherente con el de Komogorov, donde $\alpha = 5/3$, y se atribuye que este índice es producto de la energía magnética inyectada al medio interestelar por vientos estelares y explosiones de supernova, eso se podría ampliar hasta escalas de 10 a 100 pc, pero a escalas mayores de los 5 pc el espectro podría achatarse [61].

En presencia de un campo magnético $B(x)$ las trayectorias de los rayos cósmicos se desvían como resultado de la fuerza de Lorentz, de manera general para un núcleo relativista, de carga Ze y energía E , la dirección de propagación \hat{n} evoluciona como:

$$\frac{d\hat{n}}{dt} = \frac{Ze}{E} \hat{n} \times B(x). \quad (2.6)$$

Si el campo magnético es regular la deflexión luego de recorrer una distancia R a través de este está dada por:

$$\delta \cong 10^\circ \frac{10EeV}{\frac{E}{Z}} \left| \int_0^L \frac{dx}{kpc} \times \frac{B}{\mu G} \right|. \quad (2.7)$$

Para poder calcular la trayectoria de un núcleo llegando a la Tierra desde una dirección dada, se usa un método conocido como “backtraking”, el cual consiste en seguir la trayectoria de una partícula de carga opuesta con la misma energía saliendo de la Tierra y llegando hasta donde el campo magnético de la galaxia sea despreciable. La trayectoria de la partícula se calcula resolviendo numéricamente la ecuación:

$$\frac{d^2 \vec{x}}{dt^2} = -\frac{Z_e c}{E} \frac{d\vec{x}}{dt} \times \vec{B}(\vec{x}), \quad (2.8)$$

donde $\vec{B}(\vec{x})$ está dado por algún modelo del campo magnético galáctico. Las deflexiones dependen de la energía y la carga de la partícula, para partículas de baja energía son afectadas por el campo magnético turbulento lo que hace que pasen a un régimen difusivo a través de la galaxia, en contraste con las de más alta energía cuyas trayectorias son casi rectilíneas [62].

2.4 Procesos de pérdida de energía

Debido a las interacciones que tienen las partículas con el medio interestelar o intergaláctico van perdiendo energía, explicaremos algunos de estos procesos, los cuales dependen en parte de la identidad del rayo cósmico.

En el caso de ser un electrón el principal proceso de pérdida de energía es la radiación sincrotrón, la cual se presentará cuando la partícula se encuentre en un campo magnético, La tasa de pérdida de energía es proporcional al cuadrado de la energía y al cuadrado del campo magnético

$$-\frac{dE}{dt} \propto E^2 B^2. \quad (2.9)$$

Con el incremento de la energía del electrón disminuye el tiempo de pérdida, y al llegar a una energía límite se hace igual que el tiempo de aceleración: el electrón pierde tanta energía como gana, y por lo tanto ya no puede continuar siendo acelerado a energías más altas. En términos generales, la constante de proporcionalidad de la tasa de pérdida por radiación de sincrotrón depende de la masa y carga de la partícula considerada, para una partícula de masa m y carga Ze

$$\left(-\frac{dE}{dt}\right) \propto \left(\frac{Z_e}{Am}\right)^4. \quad (2.10)$$

Teniendo en cuenta estas dependencias, el caso de los protones y otros núcleos tienen un comportamiento completamente diferente a los electrones por lo cual para los protones la pérdida de energía por sincrotrón es despreciable, excepto en casos especiales como en la superficie de una estrella de neutrones [1].

Para protones con energías alrededor de 50 EeV los principales procesos de interacción de partículas son con el Fondo cósmico de Microondas (CMB) con lo cual se lleva a cabo una fotoproducción de piones o también podría ocurrir una creación de pares electrón – positrón

$$p + \gamma_{CMB} \rightarrow \Delta^+ \rightarrow n + \pi^+,$$

$$p + \gamma_{CMB} \rightarrow \Delta^+ \rightarrow p + \pi^0,$$

$$p + \gamma_{CMB} \rightarrow \Delta^+ \rightarrow p + e^+ + e^-.$$

La producción de piones es el mecanismo dominante en la pérdida de energía para protones a energías aproximadas de 10^{19} eV y con un camino libre medio de 6 Mpc, en cuanto a la producción de pares esta domina en energías de 10^{18} eV, y tiene un camino libre medio de aproximadamente 1 Mpc, la producción de pares es sólo del 0.1% mientras que por fotoproducción de piones representa 20%. Por otro lado, la longitud de decaimiento del neutrón es 1 Mpc a 10^{20} eV, de manera que en la escala del Mpc se vuelve un protón nuevamente, y el rayo cósmico primario no pierde su identidad. No debería observarse un flujo significativo de protones con energías del corte GZK si sus fuentes se encuentran a distancias mayores de 100 Mpc.

Si la identidad del rayo cósmico es un núcleo pesado el principal mecanismo por el que perderá energía será mediante la fotodesintegración y la producción de pares electrón-positrón. La fotodesintegración se lleva a cabo cuando el núcleo pesado colisiona con un fotón de alta energía lo cual produce como

consecuencia la expulsión de partículas del núcleo atómico [63]. Este proceso se lleva a cabo principalmente con los fotones del fondo de infrarrojo y es dominante la pérdida de solo nucleones, ya sea un protón o un neutrón, muy rara vez se perderá una partícula alfa, este proceso ocurre en promedio cada 1 o 2Mpc, notemos que esto produce a la vez un flujo de protones y que la identidad de nuestra partícula original va a ir cambiando.

$$A + \gamma_{IR} \rightarrow (A - 1) + N,$$

$$A + \gamma_{IR} \rightarrow (A - 2) + N,$$

$$A + \gamma_{IR} \rightarrow A + e^- + e^+.$$

En cambio, si la identidad es un rayo γ , tendremos el proceso de creación de pares por la interacción con el CMB es el mecanismo más importante de pérdida de energía en el rango de 4×10^{14} eV hasta 2×10^{19} eV [64].

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

Esta interacción ocurre en promedio cada 1 o 2 Mpc, las partículas resultantes van a interactuar con el CMB y por Compton inverso van a producir fotones de alta energía, pero con menor energía que la partícula original, sin embargo, este va a tener una longitud de atenuación menor que la partícula madre por lo cual en una distancia menor va a interactuar con el CMB repitiendo el proceso. Los fotones a altas energías encuentran un universo opaco, sin embargo, los fotones de bajas energías encuentran un universo transparente ya que el universo se queda sin fotones de alta energía con los cuales se pueda interactuar.

Los procesos ya mencionados establecen límites de las distancias y energías a las cuales pueden darse diversos procesos. En la figura 2.6 se muestra la longitud de atenuación λ , que se define como $\lambda^{-1} = -\frac{1}{E} \frac{dE}{dx}$.

Básicamente, ningún núcleo con energía inferior a 10^{17} eV puede llegar desde distancias mayores a 3 Mpc, por encima de esta energía las interacciones dominantes son con el CMB y el fondo de infrarrojo (IRB), y el fondo difuso de

radio, se debe adquirir importancia a energías suficientemente altas. A energías superiores a $10^{19.2}$ eV, la producción de foto piones productos de la interacción del CMB reduce la trayectoria libre media de los protones a unos pocos Mpc lo que vuelve al universo ópticamente grueso para los rayos cósmicos ultra energéticos, por lo que se establece un límite sobre la distancia a la que pueden encontrar sus fuentes [20], alrededor de 50 Mpc, y produce una fuerte supresión del espectro de energía, el llamado GZK.

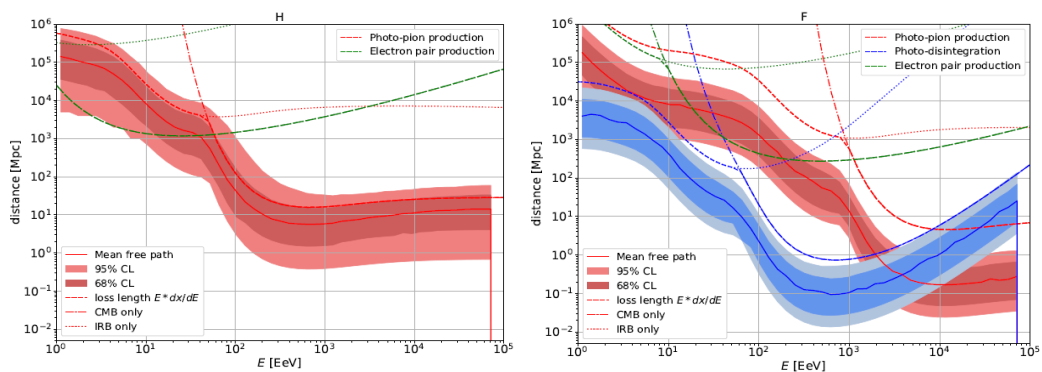


Figura 2.6 Ejemplos de relación entre energía y distancia a la cual ocurren distintos procesos de interacción en el eje horizontal la energía en EeV y en el eje vertical la distancia a Mpc, la línea verde representa la producción de pares electrón- positrón, la línea roja la foto producción de piones y en azul la fotodesintegración, en la figura de la izquierda la gráfica correspondiente a los procesos para el helio, y en la figura derecha los procesos correspondientes a el hierro [65]

2.5 Fondos de fotones

Como ya se mencionó en la sección anterior sobre mecanismos de pérdida de energía las partículas interactúan con el fondo de fotones. El medio extragaláctico está lleno de radiación que cubre casi todo el espectro electromagnético, el origen de esta radiación depende de la banda de frecuencia observada [66]. En la Figura 2.7 se muestra las diferentes contribuciones del espectro de radiación que se recibe en la Tierra. A continuación, se describen las generalidades de estas contribuciones

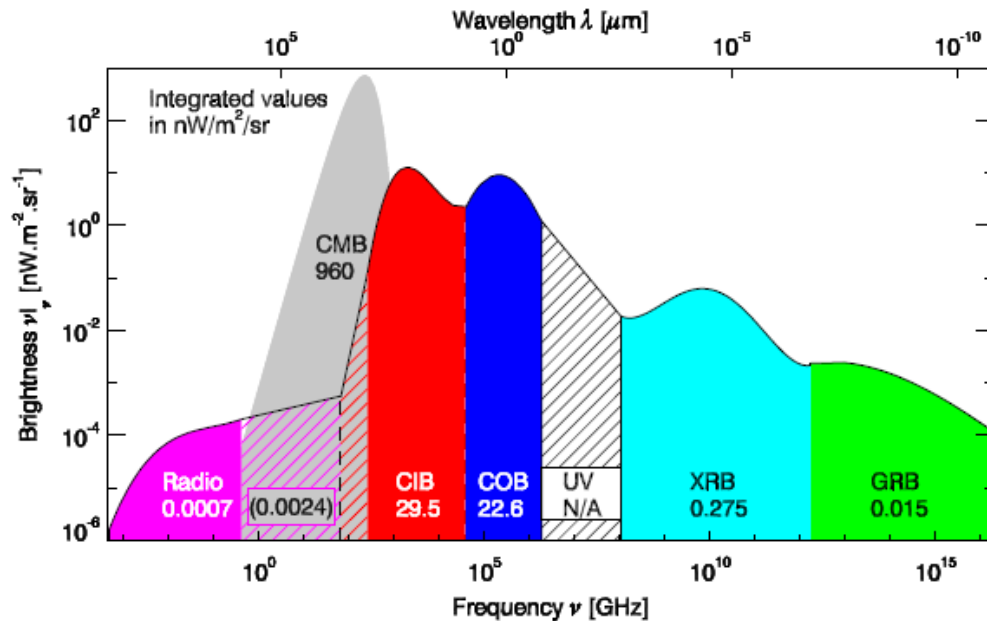


Figura 2.7 Densidad de energía del fondo difuso extragaláctico en función de la frecuencia ν [67]

Radio. El origen de este fondo es la radiación sincrotrón de los rayos cósmicos en el campo magnético galáctico.

CMB. El fondo cosmológico de microondas es la radiación de microondas primordial que sigue al Big Bang durante el periodo de recombinación ($z = 1100$). Se modela mediante una ley de cuerpo negro con una temperatura de T_{cmb} , esta temperatura a $z=0$ es de 2.725 K, pero dicha temperatura evoluciona con la historia cósmica, disminuyendo como $(1+z)$ y su densidad como $(1+z)^3$.

CIB. Es el fondo de infrarrojo, es parte de la luz de fondo extragaláctica (EBL) visible. Consiste en la luz dispersada por el polvo extragaláctico [68]

COB. Es el fondo de Óptico o visible, este también forma parte del EBL. Está constituido por la luz directa de las estrellas y los AGN [69]. Más adelante se describirán más detalles del EBL.

UV. Este está compuesto del extremo de emisión Óptica, el ultravioleta y de rayos X del medio intergaláctico denso ionizado.

XRB. Es la radiación difusa de rayos X procedente de fuentes resueltas y no resueltas.

GRB. Es el fondo de rayos gamma, el cual tiene como origen tanto fuentes extragalácticas resueltas como no resueltas.

Capítulo 3

Una vez revisada la teoría general de rayos cósmicos y las características principales de su propagación procedemos a comentar la metodología utilizada en la realización de esta tesis. En este capítulo se abordará el funcionamiento de CRPropa un software libre que permite las simulaciones de la propagación de rayos cósmicos, explicando sus principales módulos y características. Posteriormente se describen los modelos de lente magnética utilizados, las fuentes seleccionadas y se exponen los valores y condiciones elegidos para las simulaciones realizadas.

3.1 CRPropa

En la actualidad aún se tiene una baja estadística de los rayos cósmicos de las más altas energías, con solo unas cuantas decenas o incluso solo unas pocas partículas en los intervalos más altos, esto genera grandes incertidumbres al momento de utilizar estos datos para hacer predicciones o discriminar modelos en los que estén implicados estos datos. Una herramienta con la que contamos y nos permite realizar predicciones de determinados modelos físicos para luego poder compararlos con los datos serían las simulaciones computacionales. [70]. Los UHECR pueden interactuar con fotones de radio, microondas, infrarrojos y ópticos de baja energía para producir pares o piones de electrones y positrones, estas interacciones pueden dar lugar a neutrinos y cascadas electromagnéticas que se extiende hasta energías MeV [71] Además, las deflexiones de las partículas debido a los campos magnéticos influyen en su espectro y distribución en el cielo. Con el objetivo de poder generar simulaciones que aborden todas estas características en la propagación de rayos cósmicos es que se generó el software de uso libre CRPropa [72] este incluye la posibilidad de simular la propagación de protones hasta hierro tanto en entornos galácticos como intergalácticos. Toma en cuenta la producción de piones, fotodesintegración

perdida de energías por producción de pares de todos los isótopos relevantes en los campos de fotones ambientales de baja energía, así como la desintegración nuclear. Además de modelar la deflexión en campos magnéticos galácticos, intergalácticos y la propagación de cascadas electromagnéticas [73]. Permite al usuario predecir los espectros de energía, la composición y distribución de dirección de llegada. Está escrito en C++ pero puede manejarse con Python. El diseño modular permite al usuario personalizar la simulación combinando módulos de simulación existentes con módulos propios escritos en Python o C++ [71]. A continuación, describiremos las principales características de sus dos módulos principales el intergaláctico y el galáctico, cabe mencionar que hay múltiples características que no se abordaron ya que no se utilizaron en la generación de simulaciones de esta tesis, como es la opción de presentar escenarios dependientes del tiempo para incluir la evolución cósmica. La figura 3.1 [71], ejemplifica la estructura de CRPropa.

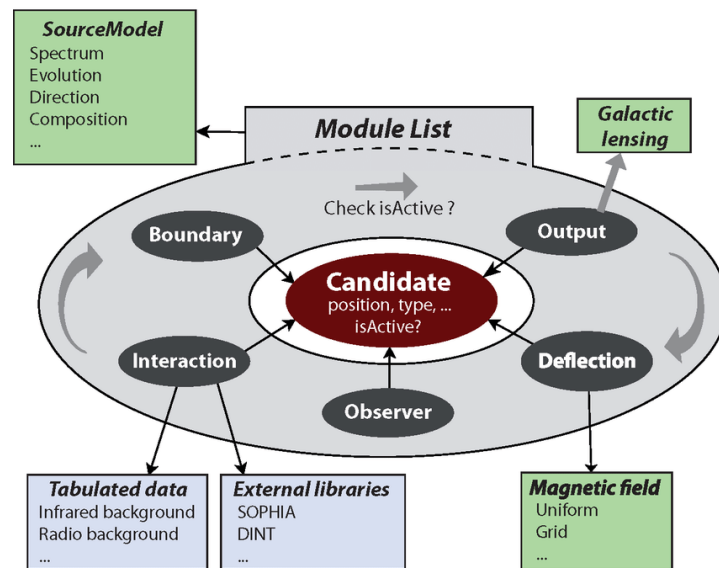


Figura 3.1 Ilustración sobre los módulos de CRPropa 3 [71]

3.1.1 Modulo intergaláctico de CRPropa

Este primer módulo abarca tanto la generación de la fuente de emisión con sus respectivas características como el medio ambiente de su propagación intergaláctica desde una fuente propuesta hasta el borde el halo de un observador Vía Láctea. La inyección de UHECR desde las fuentes específicas se propagan paso a paso en un entorno que puede ser unidimensional o tridimensional según se elija. En la definición de dicha fuente se elige una posición en coordenadas cartesianas las cuales pueden definirse en coordenadas ecuatoriales y utilizando la librería Astropy transformarse en cartesianas o inversamente. Además, se define una distancia al observador el cual se encuentra en el centro del eje de coordenadas, y cuyo radio podemos definir.

Una vez seleccionada la posición se define la eyección de partículas con las propiedades iniciales como son el tipo de partícula que puede ir desde protones hasta núcleos de hierro, y se especifican mediante un esquema de numeración de Particle Data Group [70], su momento, su espectro de emisión, si emiten de forma isotrópica o en una dirección preferencial [74]. Las trayectorias de las partículas se muestran regularmente o se registran solo en ubicaciones específicas, como es, por ejemplo: la distancia determinada de una fuente. Cada paso de propagación consiste en integrar las ecuaciones de Lorentz y calcular la probabilidad de una interacción dada la longitud de interacción λ de un proceso específico.

La propagación se detiene una vez que se cumple una condición de interrupción definida por el usuario, por ejemplo, cuando una partícula alcanza al observador o cae debajo de un umbral de energía definido, también existe la opción de definir una esfera en cuyo límite la simulación se detendrá. Estas condiciones de frontera tienen el principal propósito de ahorrar tiempo de cómputo para casos que no son del interés del usuario. En cuanto a las interacciones estas se definen de manera manual, eligiendo alguna o varias de las interacciones que se muestran en la Tabla 3.1

Tabla 3.1 Procesos de interacciones de partículas de CRPropa

Estado inicial	Campo objetivo	Proceso	Secundarias
Núcleos	CBR	Producción de pares	e^{\pm}
Núcleos	CBR	Producción de fotopiones	$p, n, \nu, e^{\pm}, \gamma$
Núcleos	CBR	Fotodesintegración	$p, n, d, t, {}^3\text{He}, \alpha, \gamma^*$
Núcleos	CBR	Dispersión elástica	γ
Núcleos	-	Desintegración nuclear	$p, n, \nu, e^{\pm}, \gamma^*$
Fotones	CBR	Producción de pares	e^{\pm}
Fotones	CCBR	Doble producción de pares	e^{\pm}
Electrones	CBR	Triple producción de pares	e^{\pm}
Electrones	CBR	Dispersión inversa de Compton	γ
Electrones	Campo B	Radiación de sincrotrón	γ

Las interacciones mencionadas ocurren con los campos de radiación de fondo cósmico de baja energía, como es el fondo cósmico de microondas, además en CRPropa 3 encontramos diversos modelos para el IRB como son [101-103] Las partículas electromagnéticas a energías ultra altas también interactúan significativamente con el fondo de radio cósmico en este caso CRPropa considera el modelo de [104-105].

Finalmente, se pueden agregar características del campo magnético intergaláctico, en el cual se puede escoger entre un campo magnético uniforme, en malla o turbulento, seleccionar la longitud de correlación y su

magnitud. Los campos magnéticos que pueden ser seleccionados se observan en la columna izquierda de la Tabla 3.2 [75].

Tabla 3.2 Campos magnéticos generales [75]

Uniforme	El campo magnético es un campo magnético monovectorial independiente de la posición.
En malla	Proporciona una malla de campo magnético periódica con interpolación trilinear, igual espaciado y diferentes tamaños a lo largo de cada eje.
En malla modulado	Modula un campo vectorial de gran escala por un campo escalar periódico de pequeña escala.
Turbulento	Un campo magnético aleatorio con un espectro turbulento

Una vez generada la simulación intergaláctica el código nos arrojará un archivo de texto el cual contendrá la información de la energía, posición, momento e identidad de las partículas que llegan al borde del Halo galáctico.

3.1.2 Modulo galáctico de CRPropa

Una vez realizada la parte intergaláctica podemos trabajar con el archivo obtenido de dicha simulación. A este podemos aplicarle una lente magnética (concepto en el que se hondará más adelante) ya sea de las opciones precargadas en CRPropa o introducir alguna generada por nosotros. La lista de las lentes magnéticas disponibles en la documentación de [72] aparecen en la Tabla 3.3. La lente magnética estaría convirtiendo un mapa de densidad de HEALpix en el borde de la Vía Láctea a otro mapa de densidad de probabilidad observado desde la atmosfera terrestre, estos mapas tienen el mismo número de pixeles y estarían asumiendo coordenadas galácticas.

HEALPix es un acrónimo de Hierarchical Equal Area isoLatitude Pixelisation of 2 sphere, y es un algoritmo que permite la pixelización de dos esferas, esto mediante la pixelización de la superficie de las esferas den donde cada pixel cubre la misma área de superficie que cualquier otro pixel, esta metodología

de análisis numérico y síntesis de datos distribuidos en una esfera fue generada como una herramienta astronómica que se ha utilizado en satélites como Planck [76].

La aplicación de esta lente se realizará mediante la función *ParticleMapsContainer* [77] con la cual se genera un mapa de probabilidad en base a las características de las partículas que llegan al borde del Halo y las características del campo magnético de la lente seleccionada, con lo cual se pueden generar proyecciones Aitoff o Hammer de las posiciones de llegada o momentos de llegada de las partículas como se observan en el borde de la atmosfera terrestre, igualmente se pueden realizar proyecciones de probabilidad. Un ejemplo de las proyecciones de posición y probabilidad se observan en la Figura 3.2 [75].

Tabla 3.3 Campos magnéticos precargados en CRPropa [75]

Halo toroidal	El campo magnético es un campo magnético monovectorial independiente de la posición.
Espirales logarítmicas	Proporciona una malla de campo magnético periódica con interpolación trilinear, igual espaciado y diferentes tamaños a lo largo de cada eje.
Pshirkov 2011	Modula un campo vectorial de gran escala por un campo escalar periódico de pequeña escala.
JF 2012	Un campo magnético aleatorio con un espectro turbulento

3.2 Lentes magnéticas

Debido al campo magnético galáctico las partículas pueden sufrir deflexiones que producen un efecto llamado lente magnética lo cual genera una magnificación o desmagnificación del flujo que llega a la Tierra, modificando la imagen que tenemos de la posición de llegada de las partículas. La amplificación del flujo se debe a las diferencias en la deflexión que sufren las

partículas a lo largo de distintas trayectorias en el campo magnético y su magnitud depende de la dirección de arribo, de la relación E/Z entre la energía y la carga del rayo cósmico y del modelo de campo magnético.

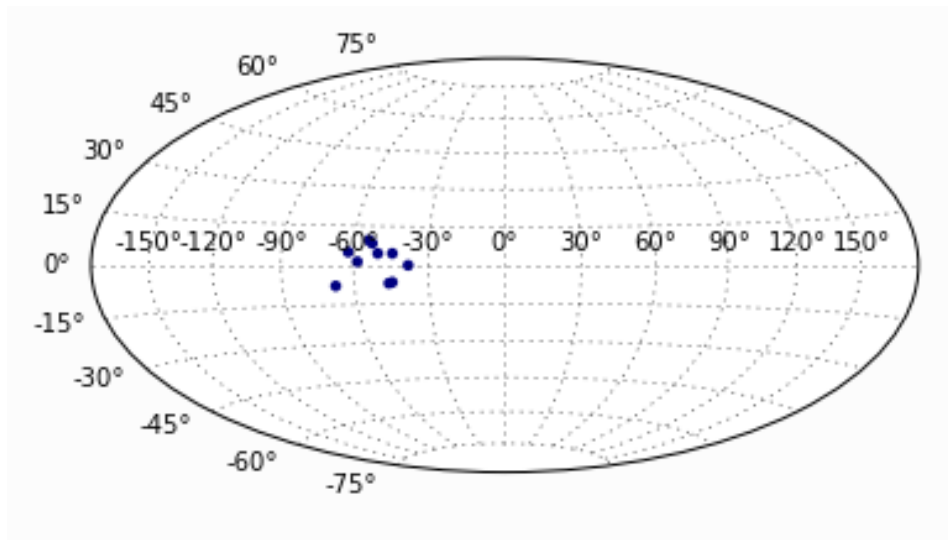
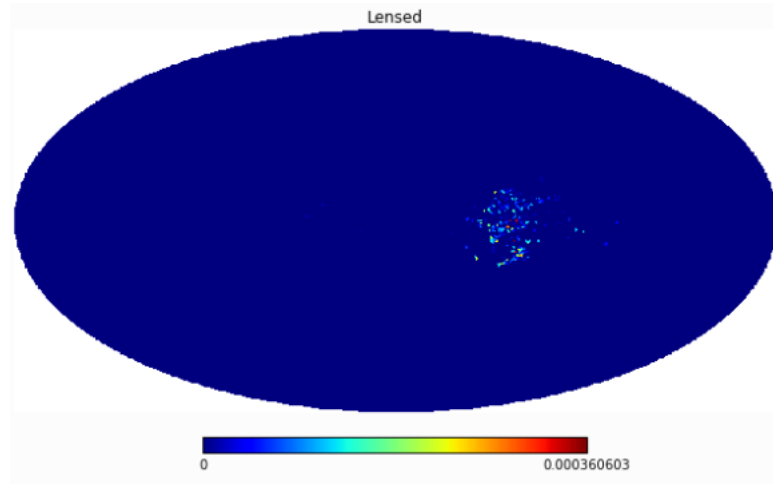


Figura 3.2 Ejemplo de proyecciones Hammer realizados a partir de una simulación extragaláctica e implementando una lente magnética [75]

La formación de imágenes múltiples y la magnificación del flujo pueden ser comprendidas gráficamente como si imaginamos una grid regular de direcciones de arriba a la Tierra las direcciones correspondientes de las cuales inciden las partículas al halo. Uno puede pensar en esta grid como una hoja que se estira y se dobla [51]. Una fuente localizada en un dobléz de esta hoja tendrá múltiples imanes de decir, rayos cósmicos de la misma energía que arriban a la Tierra desde direcciones diferentes. De esta forma, cada vez que un dobléz cruce la posición de una fuente a una energía E_0 en un par de imágenes aparecerá o desaparecerá a energías por debajo de E_0 .

Un teorema relevante en la propagación de partículas cargadas en presencia de un campo magnético es el Teorema de Liouville, este dice que la densidad de puntos en un volumen del espacio de fases (\vec{r}, \vec{p}) es constante a lo largo de la trayectoria de las partículas si las fuerzas que actúan sobre las mismas verifican que $\nabla_p \cdot \vec{F} = 0$, como es el caso para las fuerzas magnéticas. La intensidad de rayos cósmicos, definida como el número de partículas que cruzan un diferencial de área dA por unidad de tiempo dt y por diferencial de ángulo sólido $d\Omega$ con energía entre E y $E+dE$, está dada por [78]

$$I = \frac{dN}{dA dt d\Omega dE}. \quad (3.1)$$

Siendo

$$dN = f(\vec{r}, \vec{p}) d^3r d^3p = f(\vec{r}, \vec{p}) (dA v dt) (p^2 dp d\Omega). \quad (3.2)$$

Como $f(\vec{r}, \vec{p})$ se conserva por el Teorema de Liouville y p^2 también es constante a lo largo de las trayectorias de los rayos cósmicos al atravesar campos magnéticos, entonces la intensidad de rayos cósmicos es constante. Una consecuencia de esto es que un flujo isótropo de rayos cósmicos permanece isótropo después de propagarse a través del campo magnético, a

menos que existan direcciones en las cuales las partículas no pueden llegar al detector u observador, a esto se le conoce como efecto sombra. Sin embargo, un flujo anisótropo se verá distorsionado luego de atravesar un campo magnético. En particular, el flujo de partículas que llegan a la Tierra provenientes de fuentes extragalácticas se verá modificado. El flujo que llega a la Tierra es la intensidad de los rayos cósmicos por ángulo sólido se modifica por la deflexión de las partículas cargadas en los campos magnéticos. Por ello es por lo que el flujo de una fuente puede ser amplificado o desamplificado.

3.2.1 Modelos de campo magnético usados en esta tesis

En esta sección describiremos los modelos de campo magnético usados en esta tesis los cuales funcionan como lentes magnéticas.

3.2.1.a Jansson and Farrar 2012

Este modelo descrito en [59], fue publicado en 2012 en *The Astrophysical Journal*, y ha sido por años el modelo más realista y completo disponible [79]. Este modelo se realizó ajustando las medidas de rotación de Faraday de más de 40000 fuentes extragalácticas de todo el cielo, simultáneamente con los mapas de emisión sincrotrón polarizados (Q,U) del WMAP. El ajuste del mapa de emisión sincrotrón total del WMAP permite restringir también el campo aleatorio [80]. En total, hay más de 10.000 puntos de datos independientes que consisten en la media de RM, Q, U e I en píxeles Healpix de 13,4 grados cuadrados, cada uno con su propia varianza astrofísica medida a partir de la varianza entre las 16 mediciones de subpíxeles. La varianza proviene de los campos aleatorios galácticos, de las inhomogeneidades locales y en el caso de los RMs de los RMs intrínsecos y de las contribuciones de la trayectoria extragaláctica. La robustez del ajuste de Jansson and Farrar (JF12) al utilizar diferentes máscaras y restar o no restar el primer plano galáctico cuando se conoce, es un testimonio del enfoque básico de desapoderar los puntos de datos con gran varianza. Finalmente, con estas mediciones y procesos se

pudo obtener 6605 observables independientes. El modelo JF12 el cual en el resto de esta tesis será denotado por sus siglas, describe cuatro estructuras con campo magnético, estas son: el disco, un halo toroidal, una componente del halo fuera del plano en una configuración en X, y campos estriados aleatorios.

El modelo de JF12 del campo magnético en el disco es una forma generalizada de Brown et al (2007), el cual esta parcialmente basado en la estructura del modelo de densidad de electrones térmicos NE2001. Este campo está restringido al plano x-y, y definido para radios galácticos entre 3 kpc y 20 kpc. Tiene un anillo molecular, entre 3 kpc y 5 kpc donde el campo es puramente azimutal, posteriormente entre 5 kpc y 20 kpc hay ocho regiones espirales logarítmicas con ángulo de apertura $i=11.5^\circ$. En cuanto a su parámetro de altura h_{disco} tiene una transición con el campo del halo toroidal, dicha transición viene dada por la función logarítmica.

$$L(z, h, w) = \left(1 + e^{-\frac{2(|z|-h)}{w}}\right)^{-1}, \quad (3.3)$$

donde w establece el ancho de la región de transición, para w pequeñas L se convierte en una función escalonada. Esta transición se centra alrededor de 400 pc, pero el ancho de transición es lo suficientemente grande como para que el campo total sea una mezcla de ambos, incluso en el plano medio. Debido a la superposición del disco con el halo toroidal y el campo X, partes del campo en el disco se vuelve asimétricas en z . En la Figura 3.3. Se muestra un esquema del campo en esta estructura.

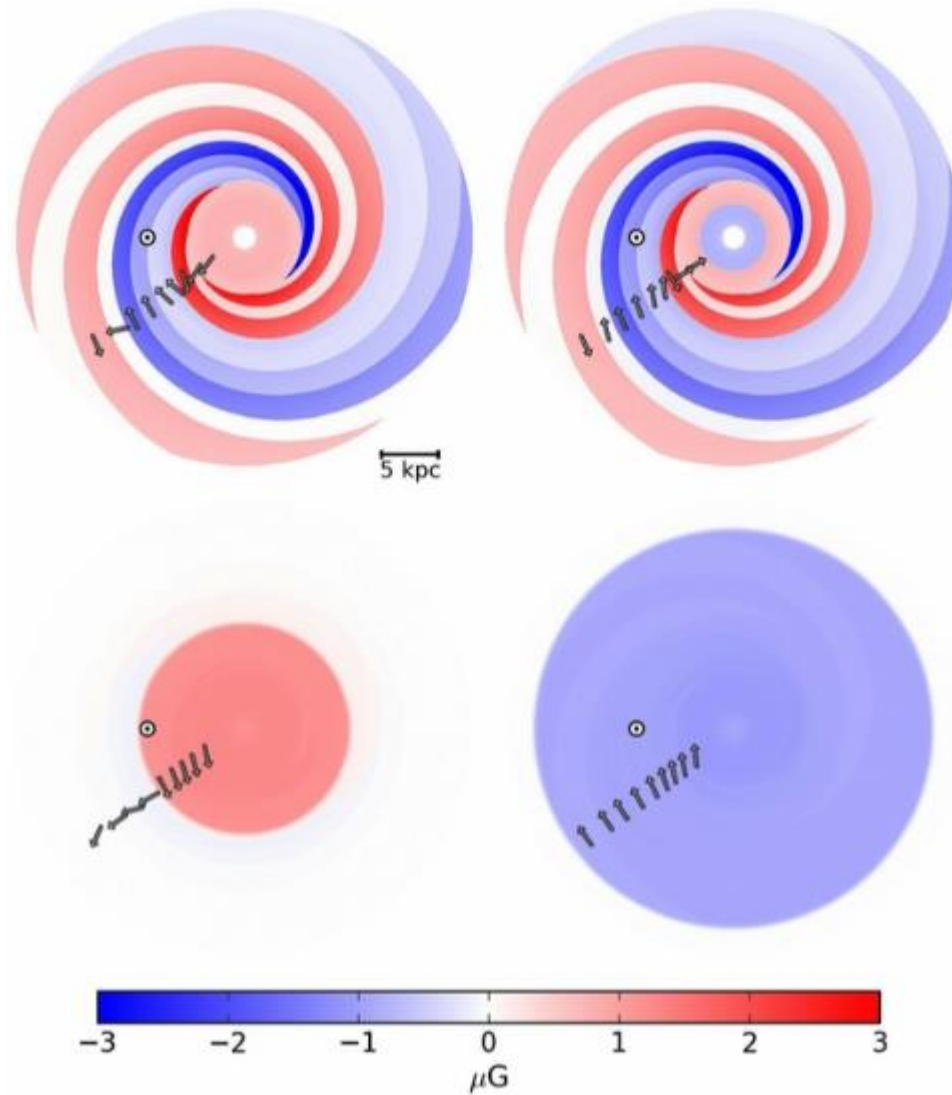


Figura 3.3 Vista superior de cortes en el plano $x - y$ del modelo de campo magnético galáctico. Fila superior, desde la izquierda, cortes en $z = 10 \text{ pc}$ y $z = -10 \text{ pc}$. Fila inferior, cortes en $z = 1 \text{ kpc}$ y $z = -1 \text{ kpc}$, respectivamente. El esquema de color muestra la magnitud del campo regular total, con valores negativos si el componente azimutal está orientado en el sentido de las agujas del reloj. La ubicación del Sol (en el brazo número 5) en $x = -8,5 \text{ kpc}$ está marcada con un círculo. De los paneles superiores está claro que el campo magnético justo encima y debajo del plano medio es muy similar, pero no idéntico, debido a la superposición del componente del campo del disco z -simétrico con el z -componente halo toroidal asimétrico. En $|z| = 1 \text{ kpc}$ el campo está dominado por el componente halo, pero aún presenta signos de superposición con el campo X , e incluso el campo del disco [81]

El halo considerado tiene dos componentes la primera es toroidal, es decir, azimutal, está definida como:

$$B_{\phi}^{tor}(r, z) = e^{-|z|/|z_0} L(z, h_{disk}, w_{disk}) \times B_{\blacksquare}, \quad (3.4)$$

donde

$$B_{\blacksquare} = B_n(1 - L(r, r_n, w_h)) \text{ si } z > 0,$$

$$B_{\blacksquare} = B_s(1 - L(r, r_s, w_h)) \text{ si } z < 0.$$

Este campo de halo tiene una altura de escala exponencial y amplitudes de campo separadas en norte y sur. El parámetro w_h controla el ancho de la región donde se corta el campo de halo. En el Halo norte, el campo se extiende hasta 9.2kpc de forma radial mientras que en el sur se extiende radialmente hasta poco más de 16 kpc, su componente vertical es de 5.3 ± 1.6 kpc, sin embargo, en el modelo de JF12 no se puede restringir el perfil vertical por una sola altura de escala. Esto se ilustra en la Figura 3.4, que muestra la magnitud del campo en función de z para nuestra posición planar proyectada

La segunda componente del halo es la componente fuera del plano con una estructura de campo en X . esta componente fue considerada motivados por las estructuras de campo en forma de X de observaciones en radio de otras galaxias (Krause 2009, Beck 2009). Esta es axisimétrica y poloidal, es decir sin ningún componente azimutal. En la Fig. 3.5 se muestra esta componente. La intensidad del campo en el plano medio está definida por la función

$$b_X(r_p) = B_X e^{-r_p/r_X}, \quad (3.5)$$

donde B_X es la amplitud general del campo X y r_p es el radio del plano medio de la línea de campo que pasa por (r, z) . El campo pasa de un ángulo constante a un ángulo que aumenta linealmente en alrededor de 5 kpc. En la región exterior, el ángulo de elevación es de aproximadamente 50° y la

elevación aumenta en radios más pequeños hasta que el campo es completamente vertical en $r = 0$.

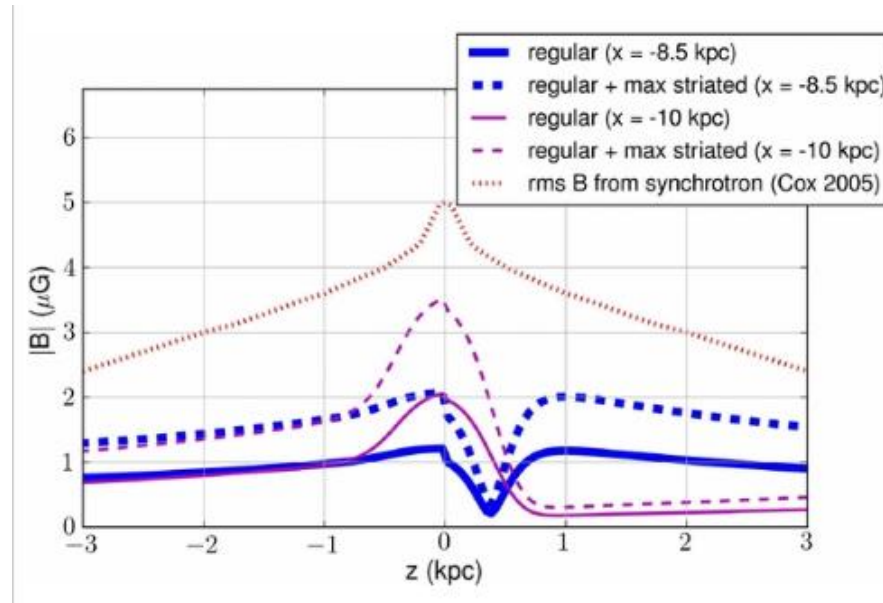


Figura 3.4 Intensidad de campo del modelo optimizado en función de z , en $(x, y) = (-8.5, 0)$ kpc (la vecindad solar) y en $(x, y) = (-10, 0)$ kpc. Las líneas continuas muestran la magnitud del campo regular y las líneas discontinuas muestran la magnitud del campo regular y estriado combinado. La línea de puntos muestra una estimación del campo *total*.

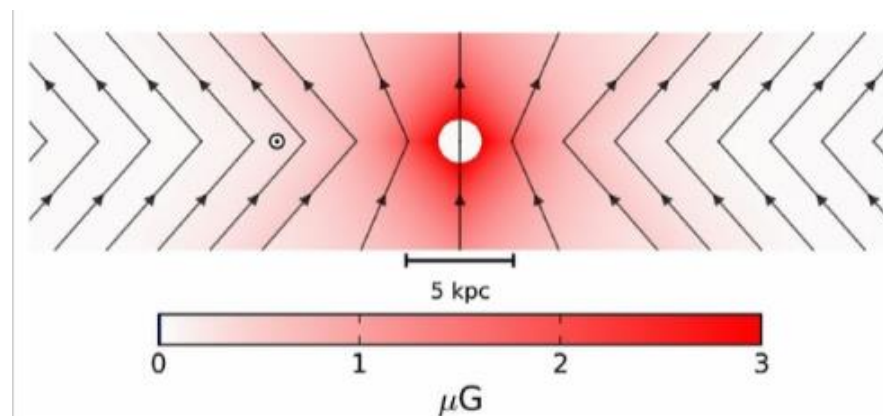


Figura 3.5 Rebanada $x-z$ de la galaxia que muestra solo el componente "X" fuera del plano. Las líneas negras que cruzan el plano medio a $\pm 4,8$ kpc trazan el límite entre la región exterior con ángulo de elevación constante y la región interior con ángulo de elevación variable. Las flechas negras muestran la dirección del campo.

La última componente el campo estriado aleatorio, esta se encuentra tanto en el disco como en el halo. Este término se usa para describir una componente de un campo que está localmente alineado a lo largo de alguna dirección, pero con un signo que cambia aleatoriamente, como se originaría en un campo aleatorio que se estira o se comprime en alguna dirección preferida, por ejemplo por un viento que emana del plano galáctico [82].

3.2.2 Lentes magnéticas Fitoussi-Medina-D'Olivo 2020

Basados en el estudio de campos magnéticos de otras galaxias espirales que muestran un campo magnético extendido dentro del halo a gran distancia. El trabajo de Fitoussi-Medina-D'Olivo [84] propone un campo magnético extendido en el halo y compatible con las mediciones de rotación Faraday. Además, destacan una dependencia entre tres parámetros libres de su modelo que mejor ajustan frente a un modelo solamente de disco.

Su modelo presenta un campo magnético en el disco y en el halo, en el que se destacan los límites del campo magnético del halo en términos de amplitud y extensión. Para su modelo utilizaron únicamente mediciones de rotación Faraday de fuentes extragalácticas con un mapa de todo el cielo publicado por Oppermann et al [106]. dicho mapa se obtuvo usando las mediciones de 41632 observaciones, aunque el mapa original contenía 196608 píxeles con resolución de 0.45° para sus propósitos se ajustó a una resolución de 7.32° con solo 768 píxeles. Esta modificación de la pixelización de observa en la figura 3.6 [83].

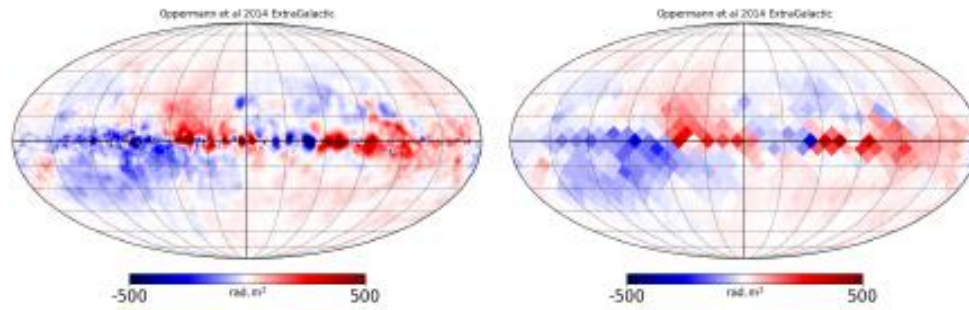


Figura 3.6 Mapa galáctico de rotación Faraday de Opperman et al, modificación del mapa galáctico de rotación Faraday presentado por Fitoussi-Medina-D'Olivo [83].

El modelo de campo magnético galáctico B como una superposición lineal del campo del disco B_D y el campo del halo B_H , puede ser descrito por:

$$B = B_D(1 - T(z, z_0)) + B_H T(z, z_0), \quad (3.6)$$

donde $T(z, z_0)$ es una función escalonada suave dada por la siguiente expresión:

$$T(z, z_0) = \frac{1}{1 + e^{(-k(|z|-z_0))}}, \quad (3.7)$$

donde z_0 es la altitud del halo y k el factor de la función logarítmica fijada en 50 kpc^{-1} .

B_D y B_H tienen una componente regular y otra turbulenta. El Disco y el Halo se parametrizan de forma independiente, para el primero se usa un sistema de coordenadas cilíndricas y para el segundo coordenadas esféricas, en ambos casos el origen es el centro galáctico.

Para el disco se consideró que es paralelo al plano xy y que tiene una forma similar a la estructura espiral de la Galaxia, con dirección opuesta del campo en diferentes brazos, este modelo se basa en el disco propuesto por Pshirkov et al.

$$B_D = B(r, \varphi)(\text{sen}(p)\hat{u}_r + \text{cos}(p)\hat{u}_\varphi). \quad (3.8)$$

La magnitud del campo en un punto (r, φ) del plano galáctico es

$$B(r, \varphi) = B(r) \cos\left(\varphi - b \ln \frac{r}{r_\odot} + \Phi\right), \quad (3.9)$$

donde r_\odot es la distancia galactocéntrica al sol (8.5 kpc), $b = \frac{1}{\tan(p)}$ y $\Phi = b \ln\left(1 + \frac{d}{r_\odot}\right) - \frac{\pi}{2}$.

Aquí, d es la distancia para la primera inversión de campo, p es el ángulo de inclinación y $B(r)$ se define como

$$\text{Si } r < r_c \quad B(r) = \frac{B_0^D}{\cos(\Phi)} \left(\frac{r_\odot}{r_c}\right),$$

$$\text{Si } r \geq r_c \quad B(r) = \frac{B_0^D}{\cos(\Phi)} \left(\frac{r_\odot}{r}\right),$$

donde B_0^D es la intensidad de campo local en la posición del Sol y r_c el radio característico de la región central donde el campo se supone constante $r_c \geq 1$ kpc.

Por parte del campo magnético del halo, está formado por dos componentes un campo en forma de X y un campo toroidal. Este campo está definido por

$$\text{Si } \rho < \rho_0 \qquad B_H = 0 \qquad (3.10)$$

$$\text{Si } \rho \geq \rho_0 \qquad B_H = \frac{|z|}{z} B_0^H \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^2 \left(\hat{u}_r - \frac{\rho}{\rho_1} \text{sen}\theta \hat{u}_\varphi \right) \qquad (3.11)$$

donde B_0^H es la intensidad del campo magnético, ρ_0 es el radio esférico en el que se define B_0^H , y ρ_1 es la distancia típica en la que el halo pasa de un campo radial a uno azimutal. El Halo depende de estos tres parámetros. B_0^D es la amplitud del campo magnético galáctico cerca de la Tierra, por lo que fijaron $B_0^D = 1,5\mu\text{G}$ y usaron su mejor valor en $R_c = 5\text{kpc}$. El ángulo de inclinación de la Tierra se varió entre $p = -6, -8$ y -10 . En cuanto al espesor de altura del disco z_0 se dejó evolucionar entre 0.5 y 1.5 kpc.

El aumento de ρ_1 o la disminución de ρ_0 requiere el aumento de B_0^H para mantener una mejora del ajuste con las mediciones de rotación Faraday. Además, la relación ρ_1 / ρ_0 tiene que seguir siendo pequeña, lo que aboga por un campo magnético en el halo que tiene que girar en lugar de ser puramente radial a corta distancia del disco [83].

La ecuación que expresa la dependencia entre B_H^0 , ρ_0 y ρ_1 es

$$B_H^0(\text{best}) = 7 \left(\frac{\rho_0}{1 \text{ kpc}} \right)^{-1} \left(\frac{\rho_1}{\rho_0} \right) \mu\text{G} \qquad (3.12)$$

Para aumentar la amplitud del campo magnético es necesario aumentar la distancia ρ_1 o disminuir la ρ_0 . Esto implicaría que un campo magnético más fuerte se volverá toroidal a una mayor distancia del centro galáctico, este caso es posible, aunque sería difícil probarlo mediante mediciones de electrones libres porque su densidad es realmente baja.

3.2.3 Comparación de los campos magnéticos

Para este trabajo se implementaron tres diferentes modelos de lentes magnéticas los cuales representan diferentes modelos de campo magnético galáctico, los detalles de estos modelos ya fueron mencionados en el capítulo en el capítulo 3, aquí solo haremos una pequeña comparación de los modelos.

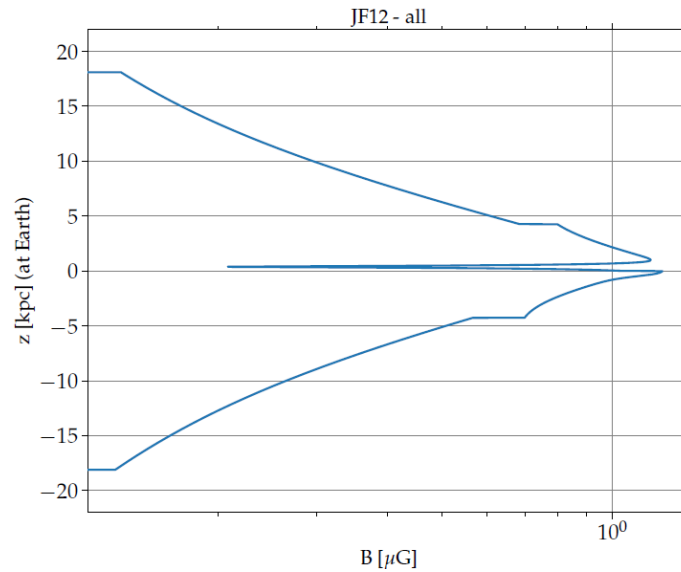


Figura 3.7 Intensidad del campo magnético en función de z , para el modelo de JF12. En el eje horizontal encontramos el campo magnético y en el vertical la altura z respecto a la Tierra.

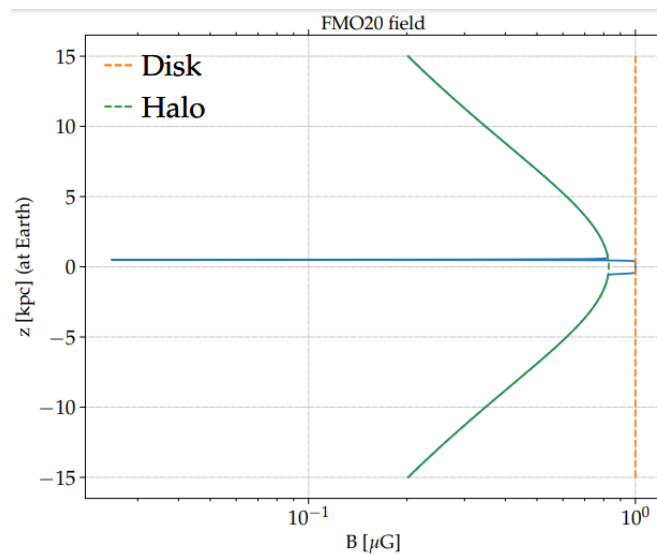


Figura 3.8 Intensidad del campo magnético en función de z , para el modelo de FMO con B_0^H del Halo de $7\mu\text{G}$ y un $\rho_0 = 1\text{kp}$. En el eje horizontal encontramos el campo magnético y en el vertical la altura z respecto a la Tierra.

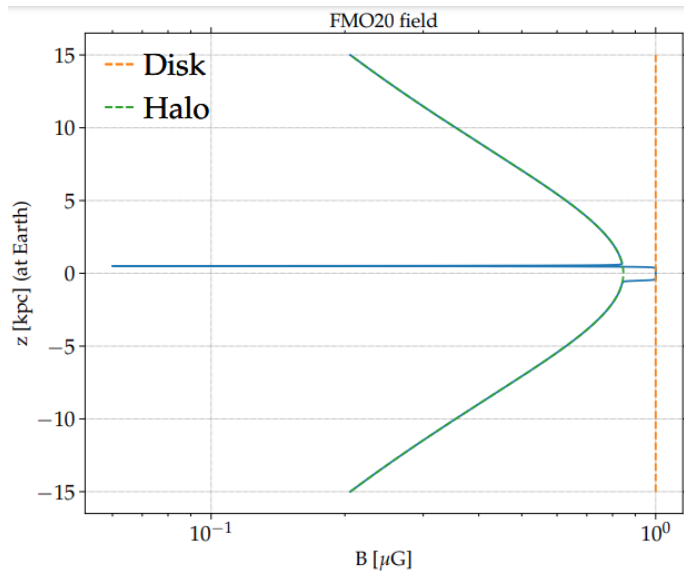


Figura 3.9 Intensidad del campo magnético en función de z , para el modelo de FMO con B_0^H del Halo de $14\mu\text{G}$ y un $\rho_0 = 2\text{kp}$. En el eje horizontal encontramos el campo magnético y en el vertical la altura z respecto a la Tierra.

JF12 tiene muchos parámetros lo cual le da mucha más libertad para ajustarse a los datos experimentales, pero esta abundancia de parámetros dificulta su interpretación física.

FMO considera un modelo en donde el disco y el halo se modelan por aparte y solamente se juntan en la simulación sin superponerse. En contraste con JF12, FMO se caracteriza por tener ecuaciones más simples, solo dependientes de tres parámetros, esto porque su objetivo era el poder testear varios valores para el Halo galáctico, el tener pocos parámetros también contribuyó para reducir el tiempo de cómputo.

Aunque ambos modelos consideran los mismos componentes para el campo magnético (Disco, un Halo formado por una parte toroidal y otra en forma de X), JF12 es un modelo realístico, mientras que FMO es un modelo adecuado para el disco, pero centrado en probar la estructura del Halo. Ambos modelos tienen sus virtudes, pero no podemos dejar pasar el hecho de que son diferentes ya que los propósitos con los que fueron diseñados son distintos. Además de ser construidos con diferentes datos, donde JF12 utiliza una

colección de mediciones de diversos artículos, mientras que FMO usa los datos reportados por Oppermann et al.

Para el campo magnético en el Halo, JF12 considera un campo magnético en el toroide que decae exponencialmente mientras que FMO este cae como $\frac{1}{z^2}$.

En las Fig. 3.8 y Fig. 3.9 se grafican la intensidad del campo magnético en función de z para los dos casos considerados de FMO, el segundo caso, la línea azul que representa el campo total es ligeramente superior, esto significa que el modelo de campo magnético del halo no es fuertemente dependiente de la normalización, esto también explica porque este modelo puede tener un gran rango de valores posibles. Además, lo que se ve modificado al cambiar ρ_1 más que la amplitud del campo es la estructura de este.

Capítulo 4 Resultados

Dentro del Grupo Local, de las dos galaxias dominantes, la Vía Láctea tiene una tasa de formación estelar considerablemente mayor que la galaxia de Andrómeda [96]. Consecuentemente la Galaxia presenta una alta tasa de supernovas en su núcleo, lo cual podría generar un viento galáctico que se extiende en forma coherente a grandes distancias galactocéntricas [97]. Este viento podría comportarse desde el punto de vista magnético en forma análoga al viento solar que, combinado con la rotación de la base del viento, transforma rápidamente la componente dipolar del campo magnético solar, proporcional a $1/r^3$, en una componente radial que decae con $1/r^2$ y una componente acimutal de largo alcance que decae solo con $1/r$.

El modelo de campo magnético galáctico más utilizado en la actualidad es el de Jansson & Farrar 2012, que contiene un modelo relativamente sofisticado del Disco Galáctico, pero cuyo Halo decae rápidamente en forma exponencial con una longitud de escala exponencial de 2.9 ± 0.1 kpc [59]. La limitada extensión del Halo es consecuencia de que dicho modelo se obtiene mediante el ajuste de mediciones de rotación Faraday de pulsares galácticos y fuentes extragalácticas de un modelo ad hoc de campo magnético. Dicho ajuste es proporcional a la integral de la densidad columnar de electrones a lo largo de la línea de visión a las fuentes polarizadas.

En el caso del Halo, la densidad electrónica cae rápidamente con la altura sobre el plano, y por lo tanto regiones alejadas del disco, como podría ser el Halo, podrían tener un campo intenso y estructurado [98], no contribuyen a la integral de rotación del plano de polarización si la densidad electrónica local es baja.

Si bien un Halo magnético, estructurado extenso puede no contribuir a la rotación Faraday, y por lo tanto ser efectivamente invisible en ondas electromagnéticas, sus efectos aun así podrían manifestarse, y de hecho ser muy considerables sobre el flujo de partículas cargadas de muy alta energía. De hecho, rayos cósmicos de ultra alta energía, y en particular aquellos de comparativamente baja rigidez, ya sea por

tener poca energía o ser partículas pesadas, podrían convertirse en un método de diagnóstico para la detección de tal componente magnética.

Esta posibilidad no es contemplada hoy en día en los análisis de correlación entre direcciones de llegada y poblaciones de posibles objetos astrofísicos asociados con las fuentes; de lo cual se suele asociar a objetos astrofísicos cercanos a la dirección de llegada de las partículas más energéticas como sus potenciales fuentes.

El objetivo de este trabajo es señalar el potencial impacto en la interpretación astrofísica de la dirección de llegada de los Rayos Cósmicos Ultra Energéticos, de la posible existencia de un Halo magnético extenso (escala de decenas de kpc), y estructurado, entorno de nuestra Galaxia.

Sin embargo, las incertezas actuales, tanto en las mediciones de campo magnético, como debidas a la baja estadística de rayos cósmicos ultra energéticos no permiten aun una conclusión definitiva respecto a este tópico, pero si destacan la necesidad de que se tengan presentes las limitaciones subyacentes en cualquier interpretación astrofísica de las anisotropías de rayos cósmicos ultra energéticos. Así también como la necesidad de construir una nueva generación de observatorios astrofísicos orbitales capaces de incrementar la estadística de partículas de más alta energía y hacerlo en una exposición de 4π sr.

Con este objetivo tratamos de mostrar si es posible distinguir a partir de las firmas magnéticas de las direcciones de llegada de los rayos cósmicos ultra energéticos, la presencia de un Halo magnético estructurado, dominado por una componente regular y extendido. Para ello se realizaron simulaciones de la propagación de rayos cósmicos usando el software CRPropa 3, y se analizaron sus Funciones de Autocorrelación de distancia angular por número de partículas para dos tipos de fuentes extragalácticas, AGN y SBG. Implementamos tres diferentes modelos de lentes magnéticas, el modelo de JF12 y probando dos variaciones del modelo Fitoussi, Medina y D'Olivo [83], que consideran una estructura extendida del Halo. Posteriormente se hizo una comparación estadística de hipótesis nula mediante la prueba de χ^2 donde se comparó la posibilidad de discernir entre modelos a partir del análisis de las medianas de las Funciones de autocorrelación.

4.1 Las simulaciones y el procesamiento de datos

Las simulaciones se dividieron en dos partes correspondientes a los dos módulos de CRPropa 3, primero la parte intergaláctica y segundo la parte galáctica, según se describió en el capítulo 3. Para las condiciones de simulación en la parte intergaláctica se consideraron únicamente partículas de hierro (Fe) y se emitieron sin campo magnético extragaláctico. El espectro de energía de las fuentes tuvo un índice espectral de $Y = -1$, y las partículas se emitieron entre 20 a 1000 EeV, y se emitían un millón de partículas. La emisión se realizó en un cono correspondiente con el ángulo sólido subtendido de la fuente a la Vía Láctea para la fuente NGC 253, presentando este como un doble ángulo de 0.018 rad. Para la selección de las fuentes y su ubicación nos basamos en las reportadas por A. Aab et al. (2018), estos objetos se presentan en el capítulo anterior en la tabla N, considerando los objetos que se encontraban a una distancia menor a 100 Mpc, dichas fuentes fueron identificadas por ser emisoras de radio y rayos gamma, reportadas en los catálogos 2FHL, Fermi-LAT, Swift-BAT y 2MRS. En esta parte de la propagación de partículas se consideraron los siguientes canales de emisión: foto producción de piones y fotodesintegración.

Por parte de las condiciones galácticas, para cada uno de los casos intergalácticos se realizó la aplicación de tres diferentes lentes magnéticas galácticas, estas fueron Janson & Farrar (2012) con únicamente su componente regular, esta se encontraba precargada en CRPropa3, y otras lentes magnéticas cuyo código de lectura para CRPropa3 fue proporcionada por el Dr. Fitoussi. Estas fueron dos lentes que consideraban un campo magnético en un Halo extendido, los parámetros de estas lentes según el modelo descrito en el capítulo 3 son: primero con un campo magnético de $B_H = 7 \mu\text{G}$, un $\rho_1 = 1 \text{ kpc}$ a una $D_{\text{max}} = 50 \text{ kpc}$, para el segundo con un campo magnético de $B_H = 14 \mu\text{G}$, un $\rho_1 = 2 \text{ kpc}$ a una $D_{\text{max}} = 50 \text{ kpc}$. Para simplificar la notación de las lentes magnéticas usadas se denotarán como JF12 a Janson & Farrar (2012), H7 al primer modelo de FMO y H14 al segundo modelo con Halo magnético de FMO. Además, se generó manualmente un fondo isotrópico de

partículas y se consideraron múltiples porcentajes de este, desde 10% hasta 90%. En cuanto a las energías de los casos estudiados estas se variaron entre 20 EeV a 100 EeV. Para el número de partículas observadas por rango de energía se consideraron varios casos estos se presentan en la siguiente tabla 4.1

Tabla 4.1 Número de partículas por corte de Energía [34]

Corte de energía EeV	Núm. reportado por Observatorio Pierre Auger	Núm. de partículas reescalando para un Auger que observa todo el cielo
20	6576	13152
30	2265	4530
40	962	1924
50	464	928
60	200	400
70	80	161
80	39	78
90	27	54
100	15	30
110	10	21

El número de partículas observadas por Auger se obtuvieron del artículo Valerio Verzi & Auger Collaboration (2019) [34], con un reescalamiento nos referimos a que se consideró que Auger solo observa un hemisferio por lo cual se consideró casi el doble de partículas observadas, pero ahora distribuidas para todo el cielo.

Una vez realizada la simulación intergaláctica y galáctica, se realizaron mapas de proyección Hammer, los cuales son una herramienta de proyección cartográfica pseudo-azimutal que se caracteriza por preservar proporciones de áreas [107], en estas se presentaba la posición de las fuentes señaladas con unas estrellas

amarillas, y diversos puntos que representan la dirección de llegada de las partículas, en gris las partículas del ruido o background aleatorio y en color las provenientes de nuestras fuentes, el mapa de color de las partículas podía señalar ya fuese su identidad o su energía, según cada figura. Posteriormente se estimó la distancia angular de las partículas respecto a la posición de cada fuente usando la formula de Haversine (Ecuación 4.3) con ello se estimaron diversos histogramas de número de partículas de distancia angular, estimando este proceso 100 veces se calculo la mediana y con ello se obtuvo la función de autocorrelación. Los datos obtenidos de las funciones de autocorrelación fueron analizados mediante la prueba de χ^2 y con ello se realizaron las gráficas de nivel de confianza para discrepar entre pruebas que se muestran en la sección 4.3

4.1.1 Fuentes abordadas en esta tesis

Tal y como se mencionó en el capítulo dos las fuentes de rayos cósmicos aún son desconocidas e implican el problema de encontrar objetos que cubran la relación de campo magnético y magnitud que encontró Hilas, en particular se conocen muy pocas fuentes capaces de acelerar partículas hasta 10^{20} EeV, ya que el campo magnético debe poder contenerlas el tiempo suficiente para acelerarlas, además si las fuentes emitieran protones para poder llegar a esas energías las fuentes deberían tener una luminosidad gigantesca [87]. Algunos de los candidatos a fuentes son los Núcleos Galácticos Activos (AGN, son galaxias que tienen núcleos muy brillantes, estos son más brillantes que el resto de la galaxia. Gran parte de la producción de energía de los AGN es de tipo no térmica, muchos tienen fuerte emisión en rayos X, radio y ultravioleta [88]) y explosiones de rayos gamma (GRBs, son destellos cortos e intensos de distancias cosmológicas, que son las explosiones más luminosas del universo [89]), también podrían ser las SNRs ya que su energía coincide con el flujo medido de los rayos cósmicos galácticos, no está claro cuáles fuentes tienen suficiente energía para producir los rayos cósmicos extragalácticos [90]. El trabajo de Nizamov, Ba, Pshirkov [87], han estudiado a los AGN como candidatos contrastándolos con las observaciones de Fermi-LAT. Otros trabajos apuntan a los SBG [91] [92] (Galaxias con fenómeno de brote estelar [93]) como fuentes, como son los de Romero-Wolf, et al 2021 [92], Di Matteo, et al, 2019 [36].

Identificando como las posibles fuentes más cercanas a NGC 4945, Cen A, Cricinus, M83, M81 y M82 [91].

Para el trabajo de esta tesis se eligieron dos tipos de fuentes, los AGN y SBG, estos siendo fuentes extragalácticas de rayos gamma, en particular nos basamos en la lista presentada por Aab, A. et al. 2018 [46], los cuales contrastaron los datos de anisotropía de UHECR reportados por Auger con catálogos de fuentes extragalácticas como son 2MASS y Swift-bat entre otros [42]. Para este trabajo se consideraron únicamente fuentes dentro de los primeros 100 Mpc de distancia. La lista de fuentes se muestra en la Tabla 4.2. El trabajo de Wilson et. al 2019 [94], consideraron también fuentes de AGN y SBG y contrastaron las anisotropías reportadas por Auger con propagaciones de estas fuentes usando simulaciones en CRPropa 3 [94].

4.1.2 Formula de Haversine

Con el fin de poder estimar la distancia entre las posiciones de las fuentes seleccionadas y los eventos simulados se utilizó la formula del semiverseno también conocida como fórmula de Haversine en inglés. Dicha formula se conoce desde hace mucho tiempo y era usada por los navegantes para los viajes por mar, sin embargo, fue publicada por R. Sinnott en 1984 en la revista Sky and Telescope [84]. Esta expresión nos indica la ecuación del gran círculo de distancias, es decir estima la distancia de círculo máximo entre dos puntos, que sería la distancia más corta sobre una superficie esférica [85], esto se aprecia en la figura 4.1.

Para poder utilizar esta expresión es necesario conocer las longitudes y latitudes de los puntos de interés. A continuación, expresaremos la fórmula de haversine en términos de las longitudes y latitudes galácticas como la leeríamos a partir de los datos de nuestras simulaciones.

Tabla 4.2. Fuentes elegidas y sus características [94]

Tipo	Nombre	l °	b °	Distancia [Mpc]
AGN	Centaurus A	309.6	19.4	3.7
AGN	M87	283.7	74.5	18.5
AGN	NGC 1275	150.6	-13.3	76
AGN	IC 310	150.2	-13.7	83
AGN	3C 264	235.8	73	95
AGN	TX 0149+710	127.9	9	96
SBG	NGC 253	97.4	-88	2.7
SBG	M82	141.4	40.6	3.6
SBG	NGC 4945	305.3	13.3	4
SBG	M83	314.6	32	4
SBG	IC 342	138.2	10.6	4
SBG	NGC 6946	95.7	11.7	5.9
SBG	NGC 2903	208.7	44.5	6.6
SBG	NGC 5055	106	74.3	7.8
SBG	NGC 3628	240.9	64.8	8.1
SBG	NGC 3627	242	64.4	8.1
SBG	NGC 4631	142.8	84.2	8.7
SBG	M51	104.9	68.6	10.3
SBG	NGC 891	140.4	-17.4	11
SBG	NGC 3556	148.3	56.3	11.4
SBG	NGC 660	141.6	-47.4	15
SBG	NGC 2146	135.7	24.9	16.3
SBG	NGC 3079	157.8	48.4	17.4
SBG	NGC 1068	172.1	-51.9	17.9
SBG	NGC 1365	238	-54.6	22.3
SBG	Arp 299	141.9	55.4	46
SBG	Arp 220	36.6	53	80

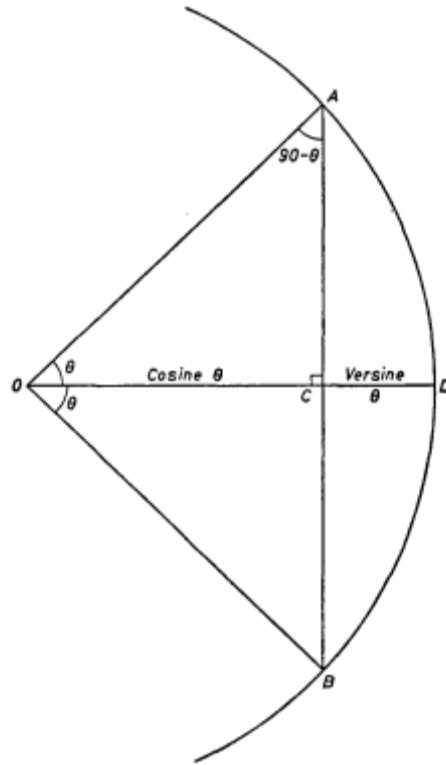


Figura 4.1 Seno, coseno y verseno de θ sobre la base de la circunferencia goniométrica [86]

Sean lat_0 y lon_0 la latitud y longitud de la posición de alguno de los objetos identificados como fuentes. Por otra parte, lat y lon la latitud y longitud de un evento observado. Entonces definimos

$$dlat = lat - lat_0. \quad (4.1)$$

$$dlon = -lon - lon_0. \quad (4.2)$$

En signo menos asociado al término de la longitud del evento observado es independiente de la fórmula de haversine pero se coloca ya que se requiere invertir las longitudes observadas para que correspondan con la vista del cielo desde la Tierra.

$$d_{ang} = 2arcsen\left(\sqrt{\text{sen}^2\left(\frac{dlat}{2}\right) + \cos(lat_0)\cos(lat)\text{sen}^2\left(\frac{dlon}{2}\right)}\right). \quad (4.3)$$

Este resultado está en radianes, para el reporte de la distancia angular se hizo la conversión de esta distancia angular a grados. Estas distancias angulares se median para cada evento respecto a cada una de las fuentes identificadas por categorías, primero AGN y luego SBG, con lo cual se obtenía el histograma de distancia angular contra número de partículas, se realizó una suma de estos histogramas para todas las fuentes de una categoría.

4.1.3 Función de autocorrelación de distancia angular

Como ya se describió en las secciones anteriores, una vez realizadas las simulaciones galácticas se estimó la distancia angular entre cada partícula de la simulación y las fuentes (tanto las partículas provenientes de las fuentes como del background isotrópico). Con ello se graficaron histogramas de número de partículas por distancia angular, como el que se observa en la figura 4.2

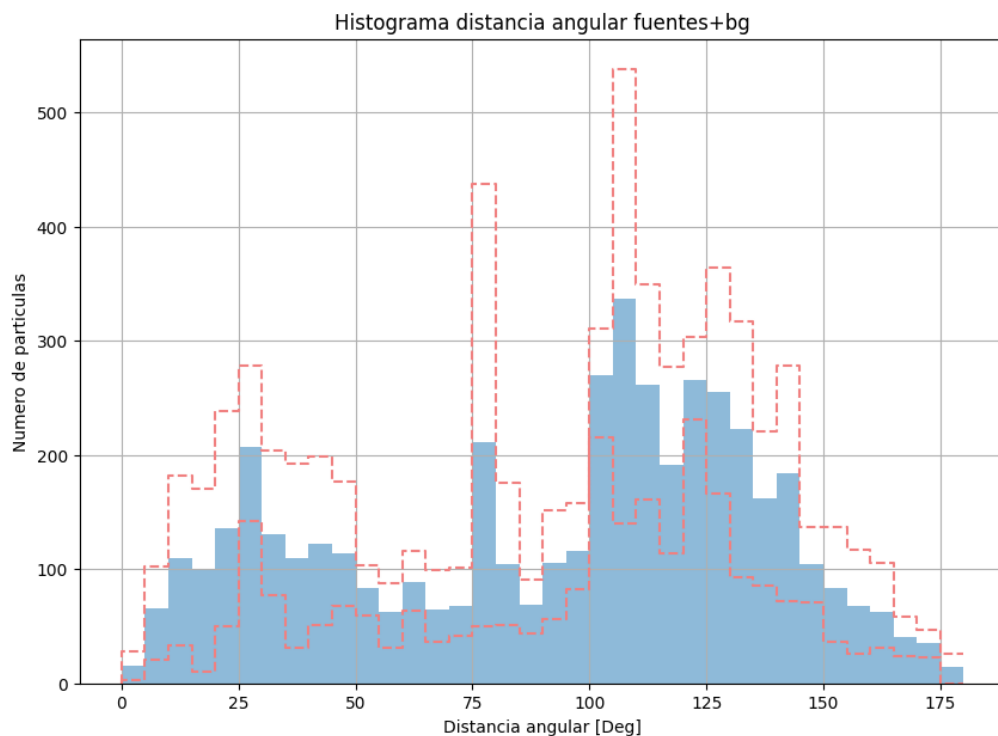


Figura 4.2 Ejemplo de un histograma de distancia angular estimado a partir de los cálculos de distancia angular aplicando la fórmula de Haversine, en líneas punteadas el nivel de confianza entre los percentiles 16 al 68.

El proceso de repetir la simulación galáctica y estimar el histograma se repitió 100 veces, estos datos fueron almacenados en una matriz a la cual se le calculo la mediana para cada bin de distancia angular (cada bin corresponde a una distancia angular de 5°), con la mediana estimada se procedió a graficar una línea de ploteo con los valores obtenidos, esta es la que se presenta como la función de autocorrelación de distancia angular. Cada grafica de función de autocorrelación presenta una línea continua que representa los valores de la mediana de los 100 histogramas, una banda de color alrededor de esta que representa el nivel de confianza entre el percentil 16 a 84, una segunda línea continua en rojo que representa solo la mediana para las partículas del background, con su respectiva banda de confianza, un ejemplo de esto se ve en la figura 4.3.

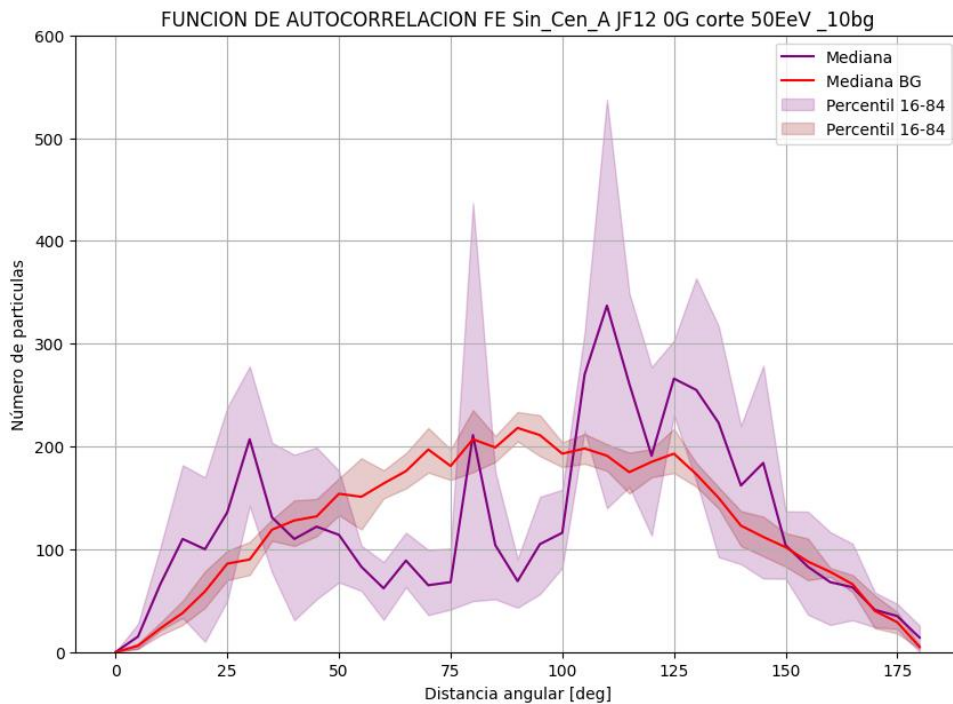


Figura 4.3 Ejemplo de función de autocorrelación de distancia angular estimado a partir de 100 realizaciones de la simulación y el histograma de distancia angular. La línea morada representa la mediana de los valores obtenidos en la simulación, la banda de color morado el nivel de confianza entre los percentiles 16 a 84 y la línea roja los valores para la mediana del background, con su respectiva banda de confianza.

4.1.4 Prueba χ^2

Una prueba de χ^2 es una prueba de hipótesis que compara la distribución observada de los datos con una distribución esperada de los datos. Existen varios tipos de pruebas de χ^2 , como son las de bondad de ajuste o las de asociación e independencia. En nuestro caso utilizamos una prueba de bondad de ajuste la cual sirve para someter a prueba hipótesis referidas a distribuciones de frecuencias, contrastando las frecuencias observadas con las esperadas de acuerdo con la hipótesis nula. Para ello se estima el valor del estadístico de prueba, el cual está dado por la siguiente expresión

$$\chi^2 = \sum \frac{(o_i - e_i)^2}{e_i}, \quad (4.4)$$

donde o_i representa a cada frecuencia observada y e_i representa a cada frecuencia esperada.

En nuestro caso consideramos como hipótesis nula los valores de la función de autocorrelación, del caso simulado aplicando la lente magnética JF12 y los comparamos con los valores de la función de autocorrelación de los casos de H7 y H14. Excepto en el caso donde comparamos los valores de H7 y H14, donde se tomó como hipótesis nula los valores de la función de autorrelación de H7.

Para la estimación de los valores de χ^2 aplicamos el software libre R studio [95], el cual incluye diversas pruebas estadísticas, en nuestro caso utilizamos el siguiente comando y posteriormente comparamos los valores obtenidos con un nivel de significancia elegido entre 1 sigma y 7 sigmas. En el caso de POEMMA al presentar que el nivel de confianza al discriminar en todos los rangos de energía y con todos los rangos de background llegaba a siete sigmas, se amplió el estudio hasta nueve sigmas.

```
Chisq.test(x, y=NULL, correct=TRUE,
```

```
  p=rep(1/length(x), length(x)), rescale.p=FALSE,
```

```
  simulate.p.value=FALSE, B=2000)
```

En los casos que se tenían altas energías la estadística se reducía y en algunas partes la función de autocorrelación vale cero, se realizaron las modificaciones pertinentes para omitir estos puntos y que el valor de χ^2 no se indeterminara.

4.1.5 Gráficas de variación del nivel de confianza para distinguir entre modelos de campo magnético aplicado

Una vez estimados los niveles de confianza en sigmas para poder discriminar entre modelos para diferentes casos se realizaron las gráficas de variación del nivel de confianza para distinguir entre modelos. En la mayoría de los casos se utilizó como hipótesis nula los resultados de la función de autocorrelación de los casos aplicando el modelo de campo magnético de Jansson y Farrar (2012) y como hipótesis de prueba los resultados de la función de autocorrelación de alguno de los modelos de Fittousi-Medina-D'Olivo. A continuación, mostramos dos ejemplos de estas graficas a fin de dar una descripción general antes de su aparición en esta tesis

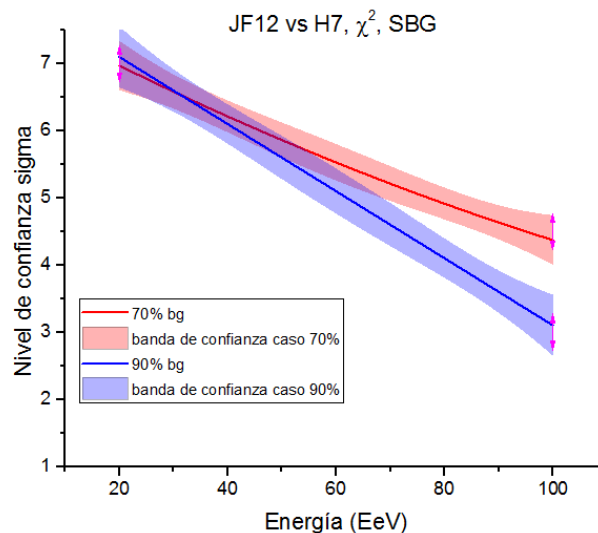


Figura 4.4 Ejemplo de gráfica de variación de nivel de confianza para discriminar entre modelos, variando el corte de energía mínimo de las partículas estudiadas

En la figura 4.4 observamos un ejemplo de una gráfica de variación de nivel de confianza para discriminar entre modelos, en este caso se fue variando el corte de energía mínima de las partículas en las simulaciones, variando el rango entre 20 EeV a 100 EeV, para cada una de estas gráficas vamos a presentar en el eje horizontal los rangos de energía y en el eje vertical el número de sigma con el cual la prueba χ^2 reflejaba su nivel de confianza para discriminar entre la hipótesis nula

y la hipótesis de prueba, variando estos desde 1 sigma hasta 7 sigmas (excepto para las gráficas del caso de POEMMA donde se amplió el estudio hasta en 9 sigmas). En cada gráfica se observarán dos líneas, la línea roja corresponde a los resultados con un porcentaje de background del 70% y la línea azul al caso con porcentaje de background del 90%, estas líneas fueron estimadas aplicando un proceso de mínimos cuadrados a los valores arrojados por la prueba χ^2 para un ajuste polinomial y su respectivo cálculo de bandas de confianza por parte del software OriginPro 2016.

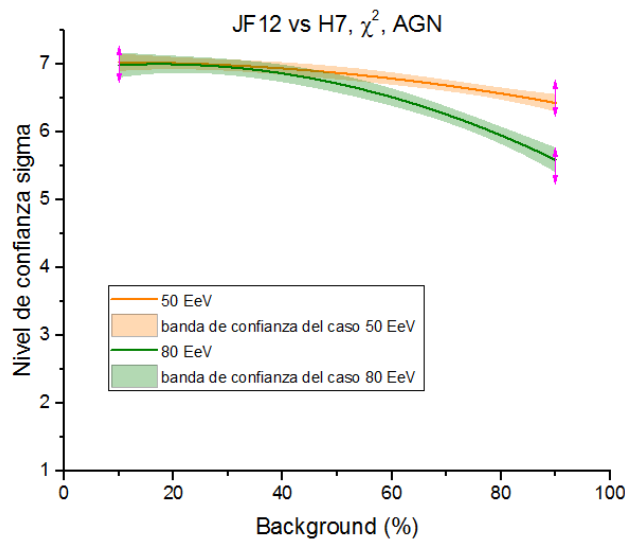


Figura 4.5 Ejemplo de grafica de variación de nivel de confianza para discriminar entre modelos, variando el porcentaje de background

En la figura 4.5 observamos un ejemplo de una gráfica de variación de nivel de confianza para discriminar entre modelos, en este caso se fue variando el porcentaje de background implementado desde 10% hasta 90%, para cada una de estas gráficas vamos a presentar en el eje horizontal los rangos de porcentaje de background y en el eje vertical el número de sigma con el cual la prueba χ^2 reflejaba su nivel de confianza para discriminar entre la hipótesis nula y la hipótesis de prueba, variando estos desde 1 sigma hasta 7 sigmas (excepto para las gráficas del caso de POEMMA donde se amplió el estudio hasta en 9 sigmas). En cada gráfica se observarán dos líneas, la línea naranja corresponde a los resultados con un corte de energía inferior de 50 EeV y la línea verde al caso con un corte de energía a 80 EeV, estas líneas fueron estimadas aplicando un proceso de mínimos cuadrados a

los valores arrojados por la prueba χ^2 para un ajuste polinomial y su respectivo cálculo de bandas de confianza por parte del software OriginPro 2016.

4.1.6 La problemática de Centarurus A

A continuación, presentamos algunas imágenes de los mapas de proyección Hammer aplicando las lentes magnéticas y sus respectivas funciones de autocorrelación para cada una de las tres lentes aplicadas. Por simplicidad del número de fuentes los primeros casos analizados fueron los AGN de los cuales como se ve en la tabla 4.2 son solo 6 fuentes las que se están considerando. En la siguiente imagen se presentan los mapas de proyección Hammer donde se aprecia la variación en la función de dispersión de puntos que se genera para los tres modelos diferentes de lente magnética.

En las figuras 4.6, 4.7 y 4.8. podemos observar cómo los mapas de proyección Hammer son diferentes para las distintas lentes magnéticas aplicadas. En el caso cuando aplicamos JF12 (figura 4.6) observamos una acumulación de partículas entre 30° y 120° de longitud, sin embargo, en las figuras 4.7 y 4.8 tenemos los casos de las lentes FMO donde en lugar de presentar esta concentración de partículas observamos algunas trazas de la función de dispersión de puntos que corren el cielo pasando por ambos hemisferios. Por otra parte, observando las funciones de autocorrelación de distancia angular, se encuentra un pico prominente en cada una de las figuras, en la figura 4.6 entre 150° y 175° , un pico análogo se observa en 4.7 y 4.8, pero en estas dos últimas hay otro pico entre 75° y 100° . Tras un análisis de que significaban estos picos que destacaban tan pronunciadamente de las funciones de autocorrelación, encontramos que estos representaban únicamente la emisión de Centaurus A (Cen A), la cual como se puede apreciar en la tabla 4.2, es el AGN más cercano, a solo 3.7 Mpc de distancia. Si comparamos la distancia la que lo encontramos con los demás AGN, notemos que este está 4 veces más cerca que el siguiente AGN considerado y hasta 19 veces más cercano que el siguiente.

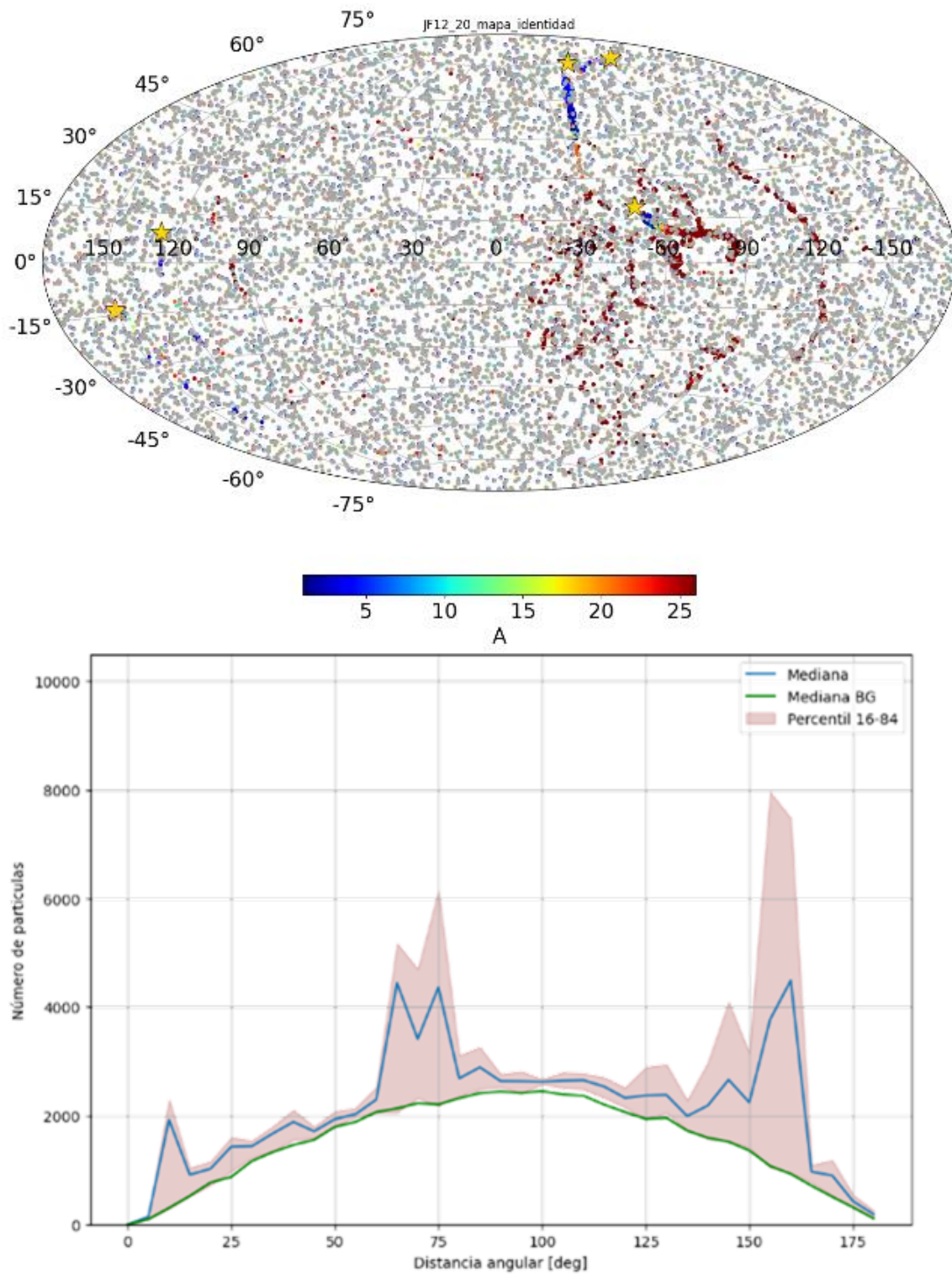


Figura 4.6 Caso de simulación de seis AGN más un background al 70% y un corte de energía de 20 EeV, observando un número de partículas reescaladas a las que observa Auger aplicando la lente magnética JF12. a) Mapa de proyección Hammer de las partículas observadas b) Función de autocorrelación.

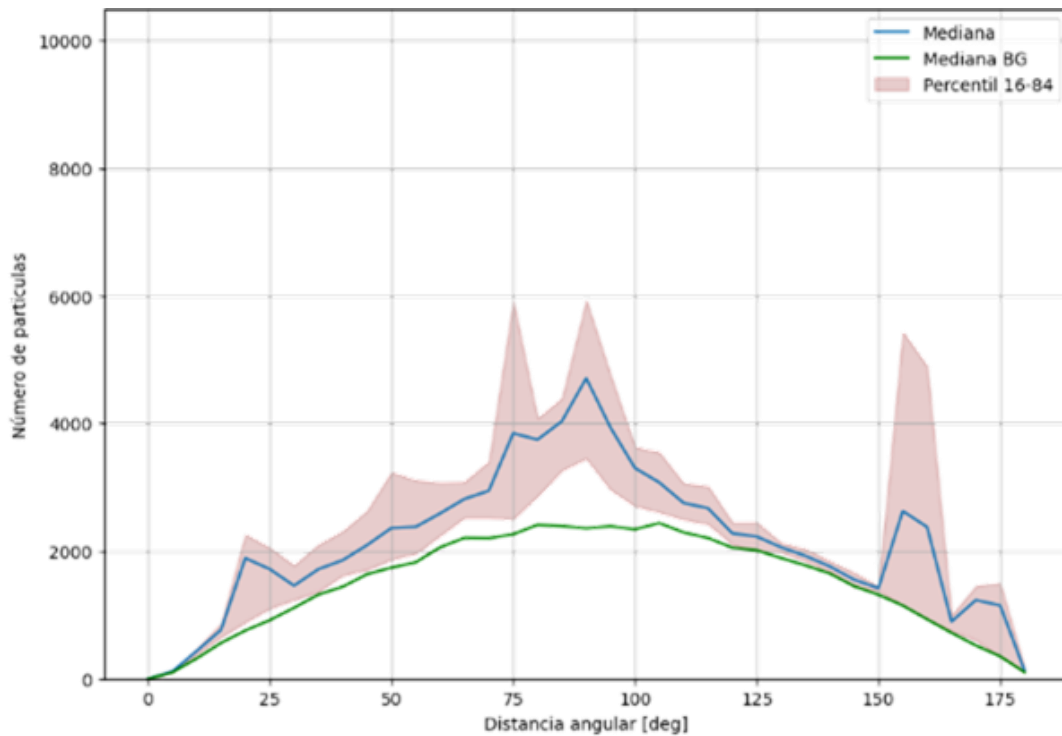
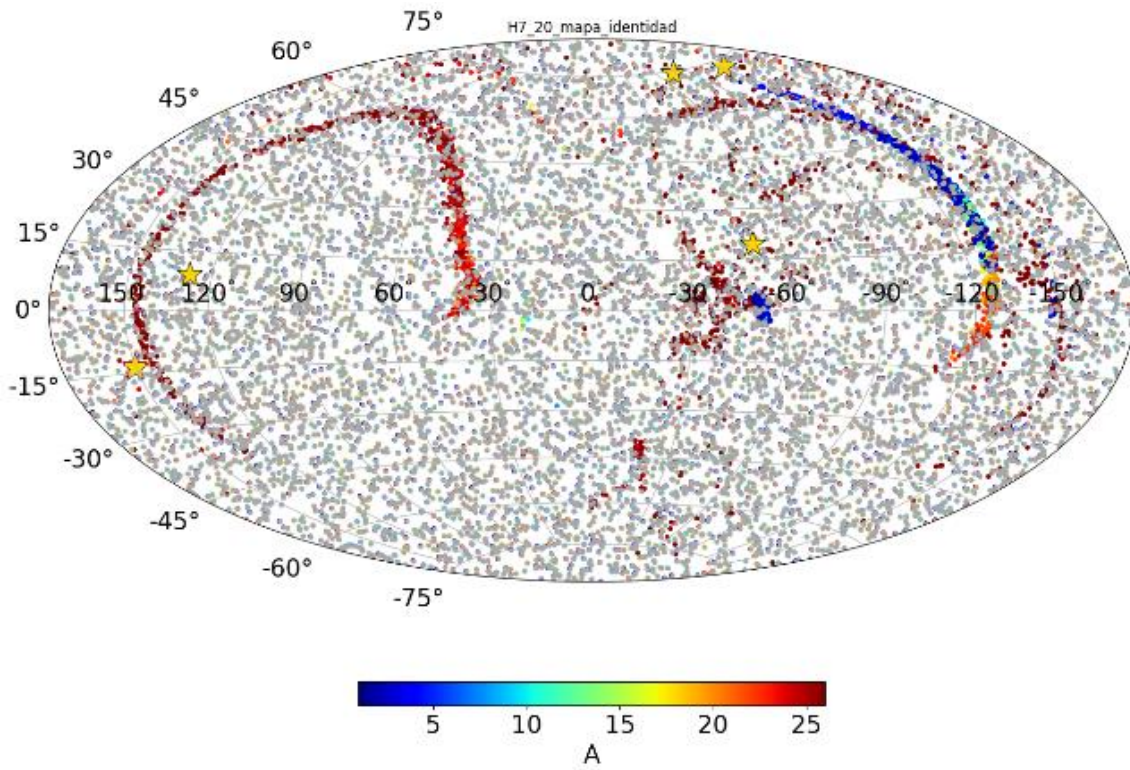


Figura 4.7 Caso de simulación de seis AGN más un background al 70% y un corte de energía de 20 EeV, observando un número de partículas reescaladas a las que observa Auger aplicando la lente magnética FMO H7. a) Mapa de proyección Hammer de las partículas observadas b) Función de autocorrelación.

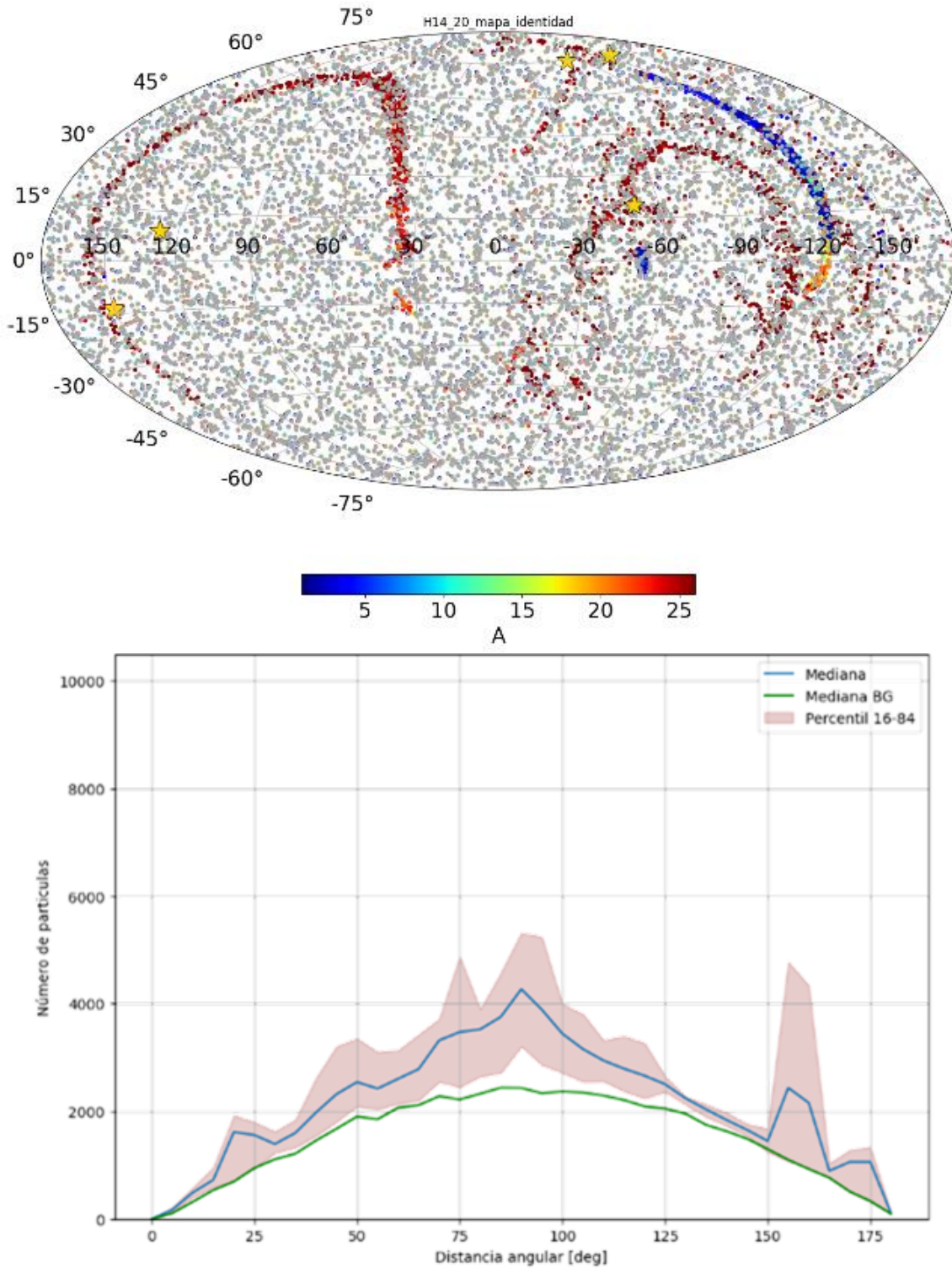


Figura 4.8 Caso de simulación de seis AGN más un background al 70% y un corte de energía de 20 EeV, observando un número de partículas reescaladas a las que observa Auger aplicando la lente magnética FMO H14. a) Mapa de proyección Hammer de las partículas observadas b) Función de autocorrelación.

Ya que en las simulaciones se partió de la hipótesis de que la luminosidad de todas las fuentes es la misma, (todas las fuentes emitían un millón de partículas) pero estas se encuentran a una distancia mayor, el flujo de partículas observado en la tierra decae como $1/r^2$, además el número de eventos observados en las proyecciones y con los cuales se realizó este primer análisis considera una reescalación del número de partículas observadas por Auger, combinando estos factores, el flujo observado de Cen A era dominante a la distribución de los demás AGN, esto no es compatible con las observaciones en las cuales un posible flujo proveniente de esta fuente no se destaca, una de las posibles razones del porque no se destaca este objeto como una fuente tan brillante comparada con el resto de las posibles fuentes, sería el hecho de que su jet no apunta hacia nosotros, sino que se observa un jet en escala de kiloparsecs a $6'$ al noreste de su núcleo [99], asumiendo que fuera en dirección del núcleo la dirección preferencial en la que se arrojan las partículas esto atenuaría su brillo observado en rayos cósmicos, para el resto de los AGN también habría que considerar la dirección de su jet, pero ya que estos se encuentran considerablemente más lejos, los campos magnéticos intergalácticos distribuirían las trayectorias de las partículas de forma que ya no fuera relevante la dirección del jet. Por esta razón fue por la cual se consideró un conjunto de simulaciones de AGN, pero sin Cen A. Por lo cual de ahora en adelante todas las simulaciones de AGN no incluirán a la fuente Cen A. En las siguientes secciones presentaremos el análisis estadístico realizado sobre múltiples casos simulados a fin de poder identificar en que situaciones y con qué nivel de confianza se puede distinguir entre las funciones de autocorrelación para los diferentes modelos de GMF.

4.2 Discusión cualitativa de las funciones de dispersión de puntos en diversos modelos de campo magnético aplicado

Los rayos cósmicos verán modificadas sus trayectorias debido a los campos magnéticos que atraviesan, algunas de las características de estos campos aún son desconocidas, o tal y como se describe al momento de presentar los modelos de FMO 2020 podemos encontrarlos con el caso de campos magnéticos que no son

fácilmente medidos con las técnicas actuales, tal y como podría ser las características del campo magnético del Halo de la Galaxia.

La actual interpretación de la dirección de llegada para partículas de alta energía es el asumir que partículas de alta energía que se presentan cercanas entre sí son producidas por la misma fuente, y que dicha fuente se encontrara angularmente cercana a la función de dispersión de puntos generada por esta traza de partículas. Un ejemplo de esto se expone en el trabajo de Caccianiga (2019) [39], donde para partículas alrededor de 40 EeV se espera una desviación angular de $15^\circ \pm 5^\circ$ para una región del cielo alrededor de longitud galáctica 305° a 309° y latitud galáctica entre 13.3° y 19.5° , razón por la cual se asocia que las partículas observadas en esta región pueden provenir de Centaurus A o NGC 4945.

Para poder contrastar dicha interpretación con lo que observamos en las simulaciones realizadas en esta tesis a continuación se presentan los mapas de proyección Hammer de la emisión de los AGN (sin Centaurus A) y de SBG con sus respectivas funciones de autocorrelación. Para estos casos se muestran las proyecciones para cada lente magnética y los mapas considerando el mapa de colores por energía y por composición

Primero notemos que algunas de las características que presentan las imágenes Fig 4.9, a 4.14 es que las PSF se extienden angularmente más allá de 15° aun considerando que nuestro límite inferior de energías es de 40 EeV, incluso en el caso donde estamos aplicando la lente magnética JF12 que es uno de los modelos de campo magnético galáctico más usados, donde en Fig. 4.9 observamos una traza ubicada a 30° y que se extiende por más de 60° de longitud. Las diferencias entre lo observado para las diferentes lentes también se ven reflejado en las funciones de autocorrelación por ejemplo el máximo de número de partículas para estas se ve en diferentes grados, en los casos de FMO este se presenta entre 75° a 100° y con JF12 se encuentre entre 100° a 125° . Esta falta de coincidencia angular se mantuvo en todos los casos estudiados.

Más abajo presentamos las proyecciones y funciones de autocorrelación para la emisión de los SBG, también en condiciones de 70% de background y un corte de energía inferior de 40 EeV.

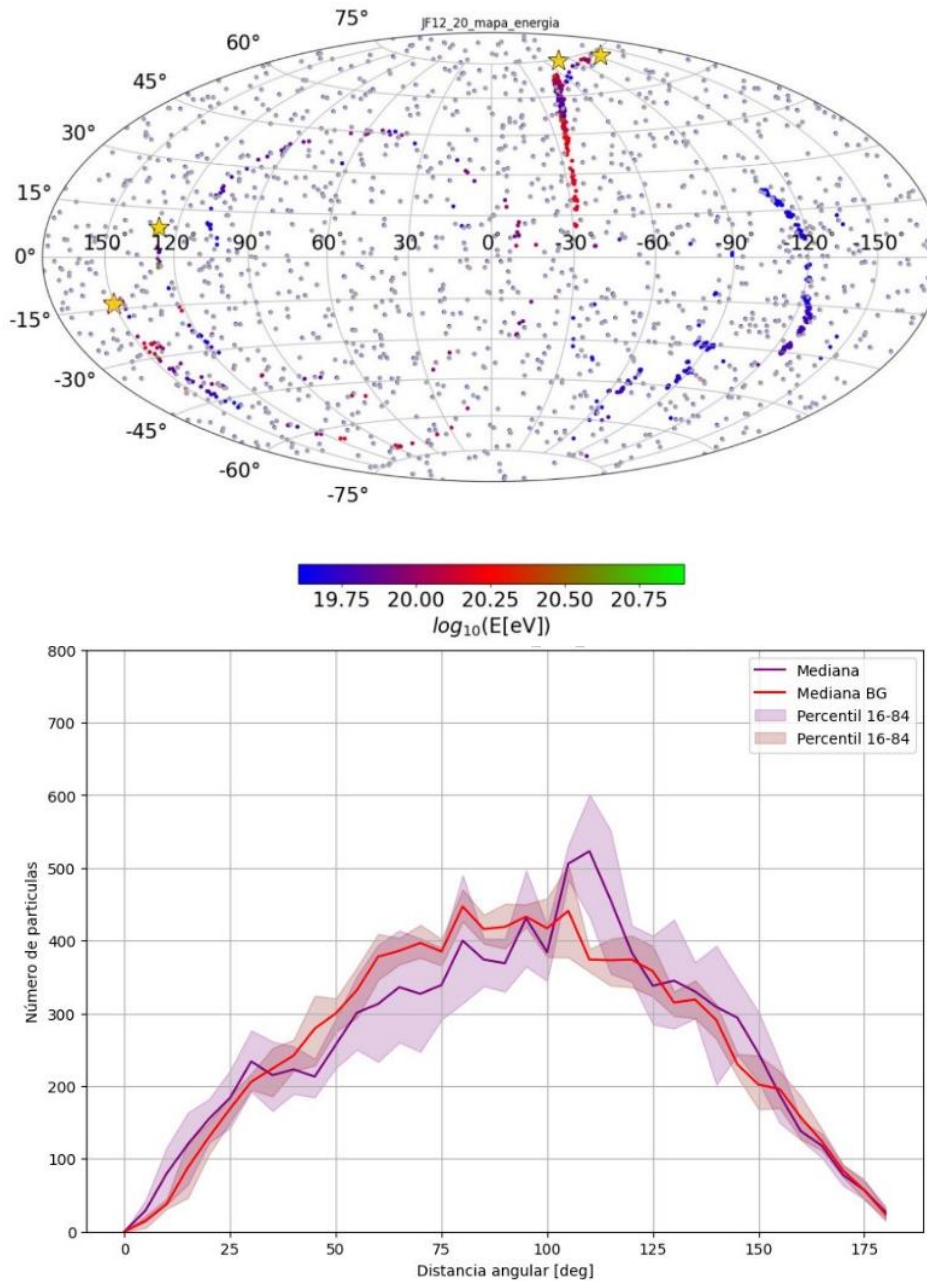


Figura 4.9 Caso de simulación de AGN (sin Cen A) con background al 70% y un corte de energía de 40 EeV, observando un número de partículas reescaladas a las que observa Auger aplicando la lente magnética JF12 a) Mapa de proyección Hammer de las partículas observadas respecto a su energía b) Función de autocorrelación de distancia angular

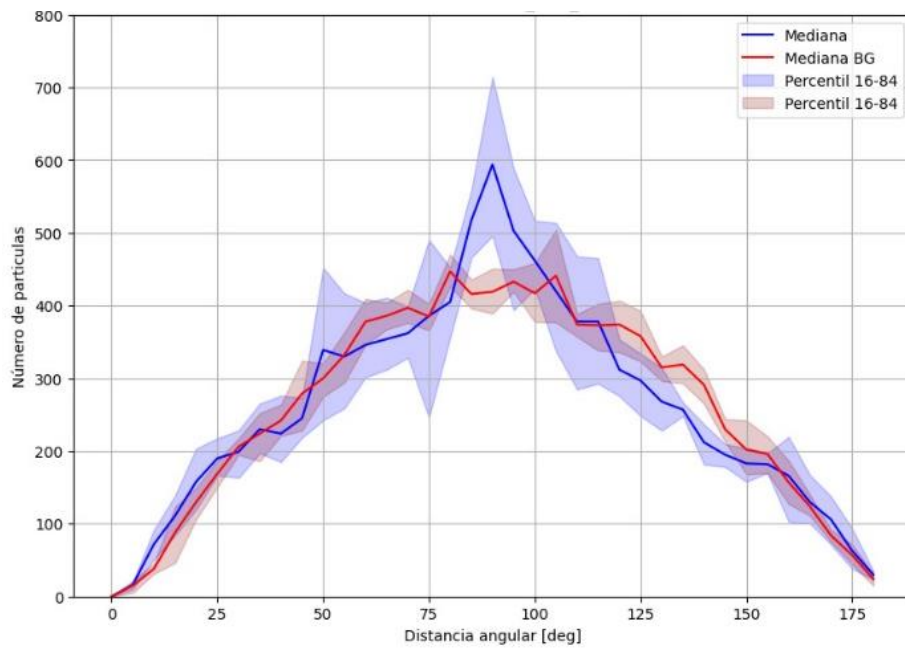
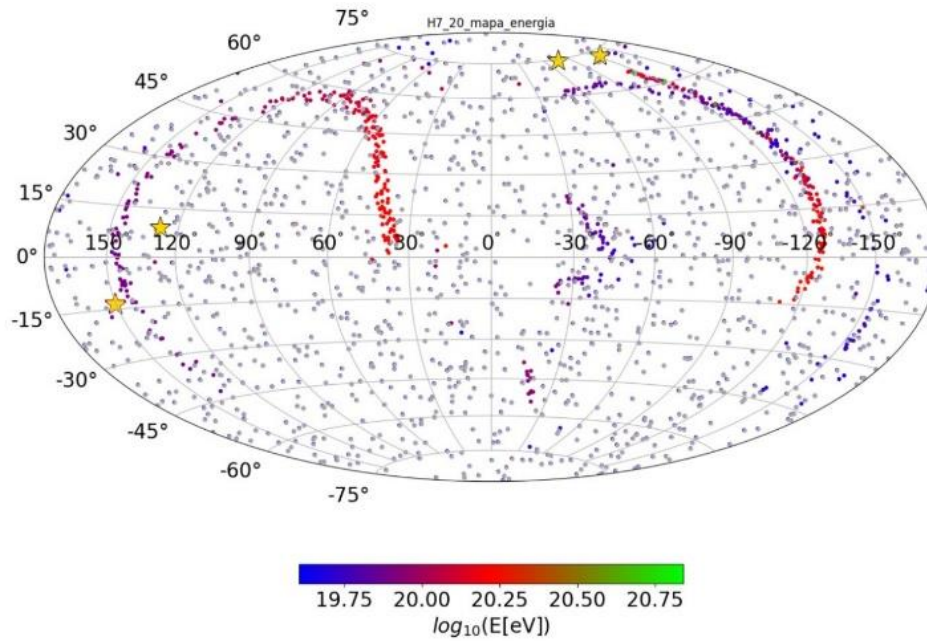


Figura 4.10 Caso de simulación de AGN (sin Cen A) con background al 70% y un corte de energía de 40 EeV, observando un número de partículas reescaladas a las que observa Auger aplicando la lente magnética FMO H7 a) Mapa de proyección Hammer de las partículas observadas respecto a su energía b) Función de autocorrelación de distancia angular

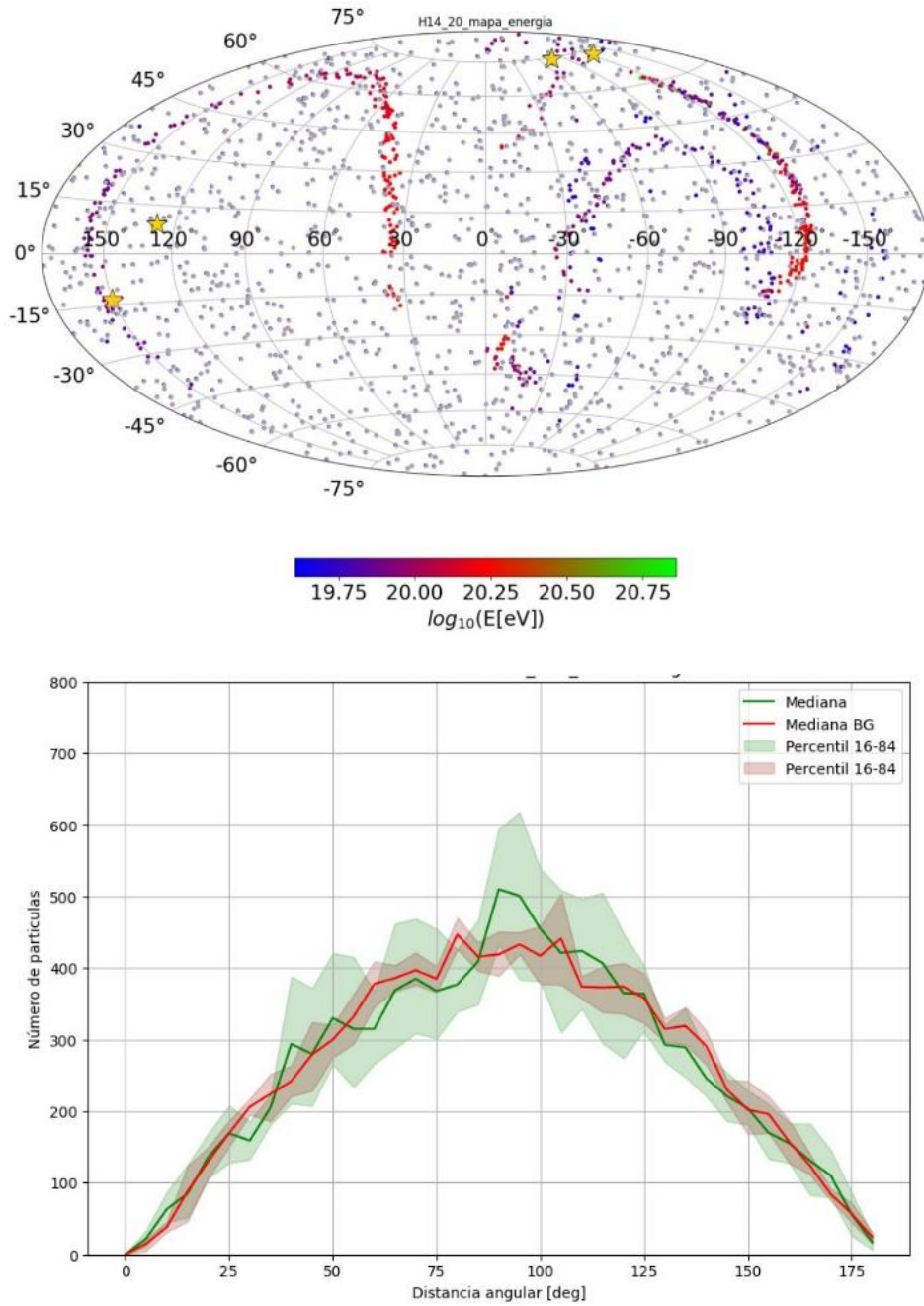


Figura 4.11 Caso de simulación de AGN (sin Cen A) con background al 70% y un corte de energía de 40 EeV, observando un número de partículas reescaladas a las que observa Auger aplicando la lente magnética FMO H14 a) Mapa de proyección Hammer de las partículas observadas respecto a su energía b) Función de autocorrelación de distancia angular

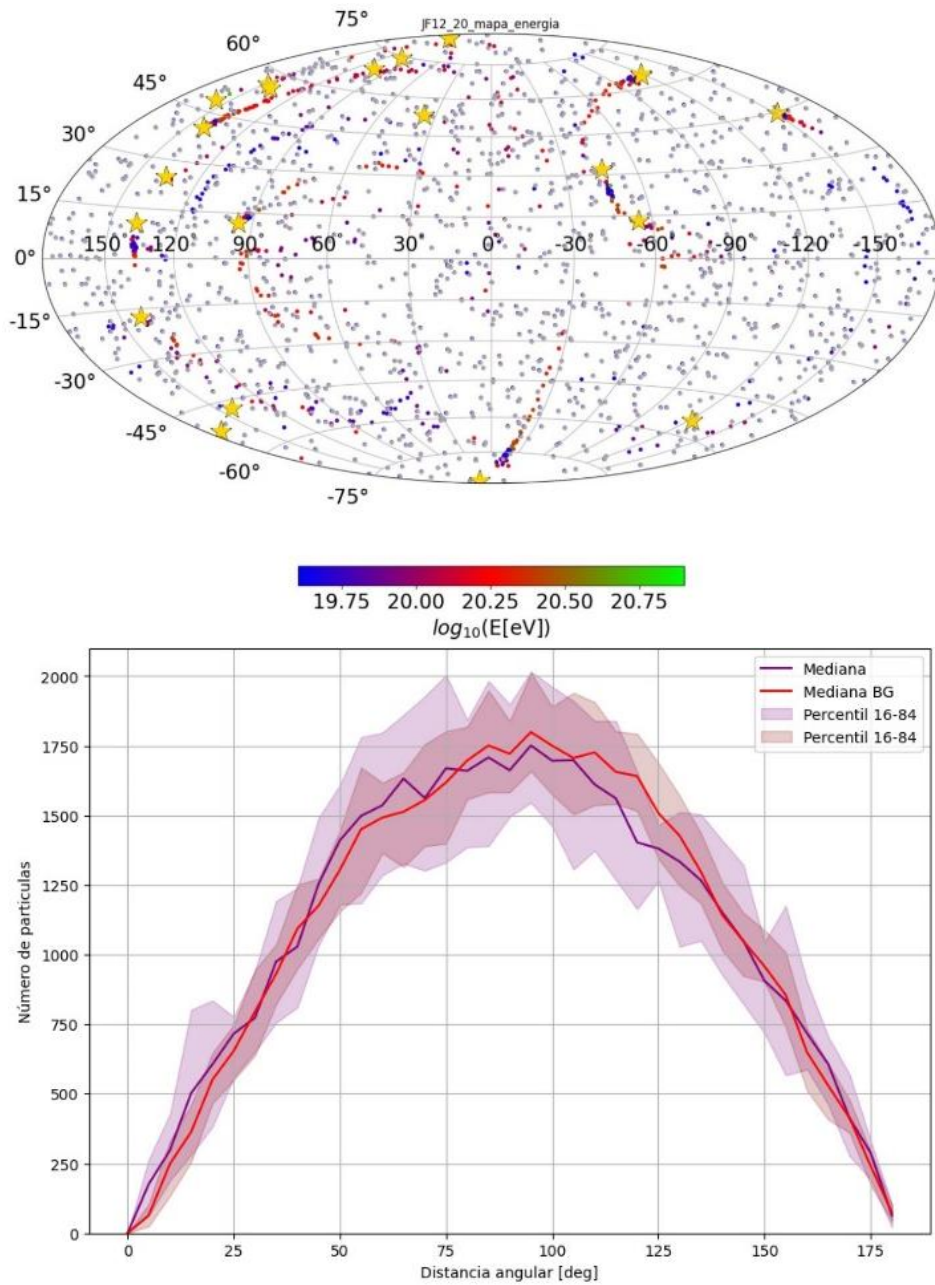


Figura 4.12 Caso de simulación de SBG con background al 70% y un corte de energía de 40 EeV, observando un número de partículas reescaladas a las que observa Auger aplicando la lente magnética JF12 a) Mapa de proyección Hammer de las partículas observadas respecto a su energía b) Función de autocorrelación de distancia angular

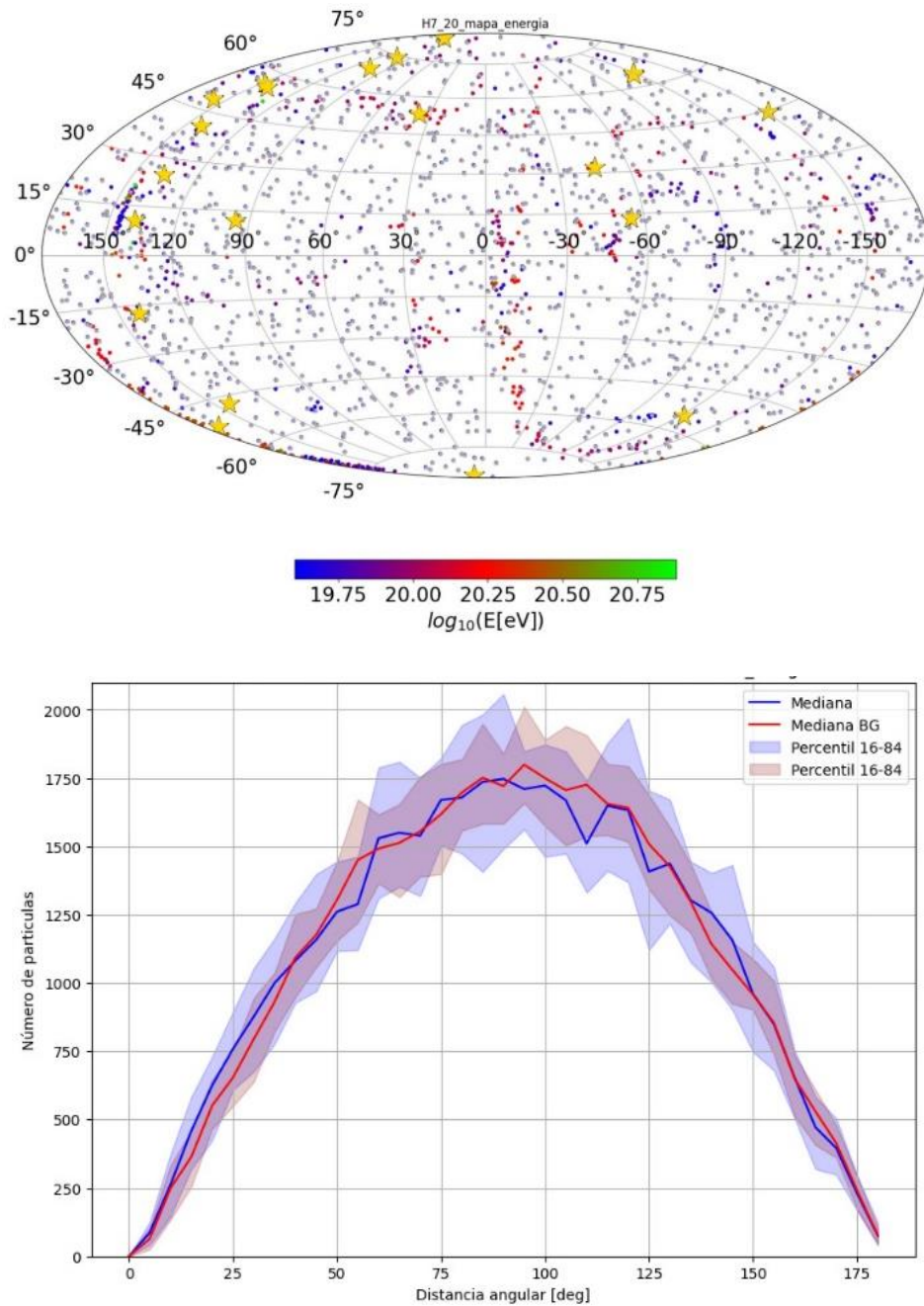


Figura 4.13 Caso de simulación de SBG con background al 70% y un corte de energía de 40 EeV, observando un número de partículas reescaladas a las que observa Auger aplicando la lente magnética FMO H7 a) Mapa de proyección Hammer de las partículas observadas respecto a su energía b) Función de autocorrelación de distancia angular

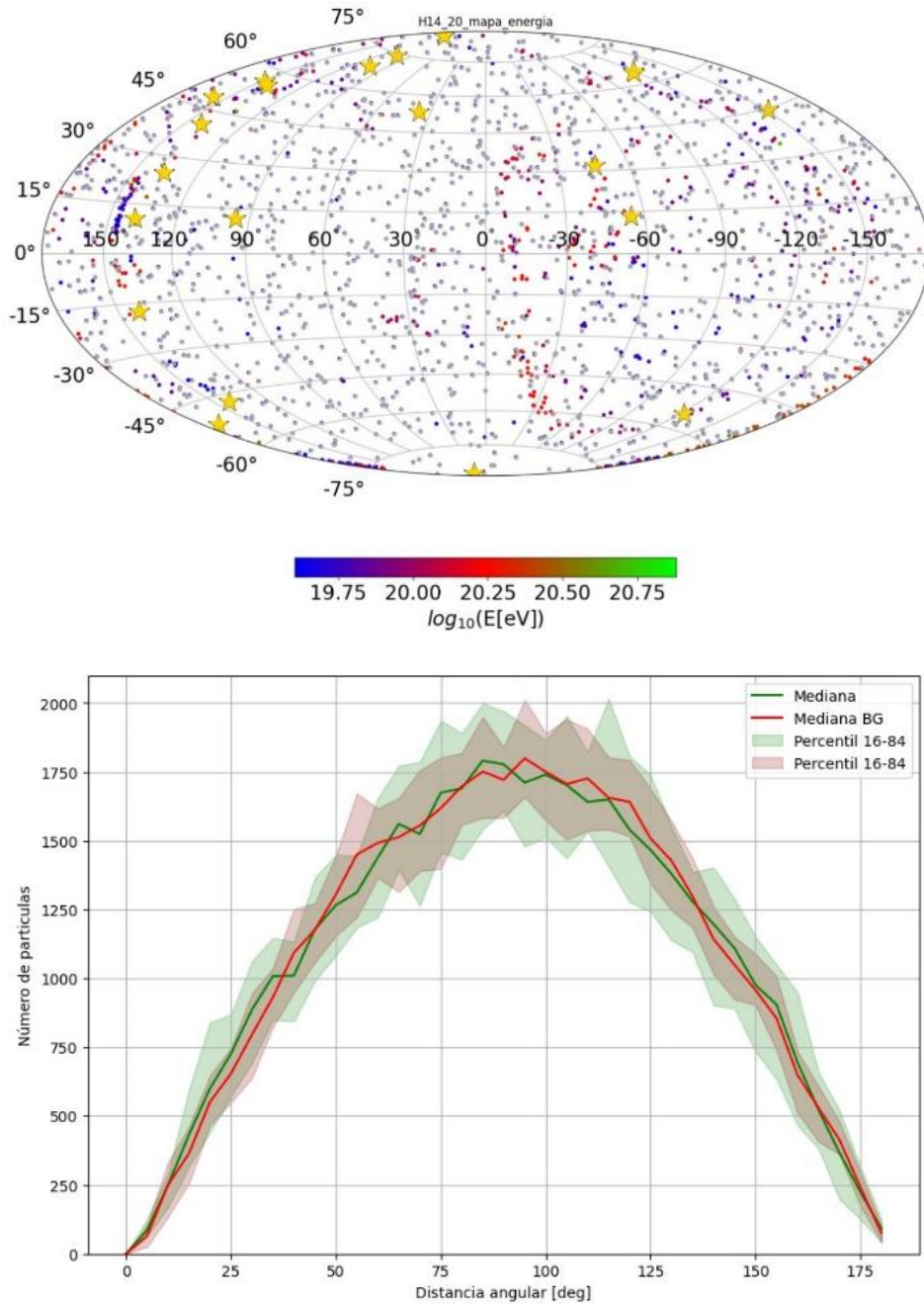


Figura 4.14 Caso de simulación de SBG con background al 70% y un corte de energía de 40 EeV, observando un número de partículas reescaladas a las que observa Auger aplicando la lente magnética FMO H14 a) Mapa de proyección Hammer de las partículas observadas respecto a su energía b) Función de autocorrelación de distancia angular

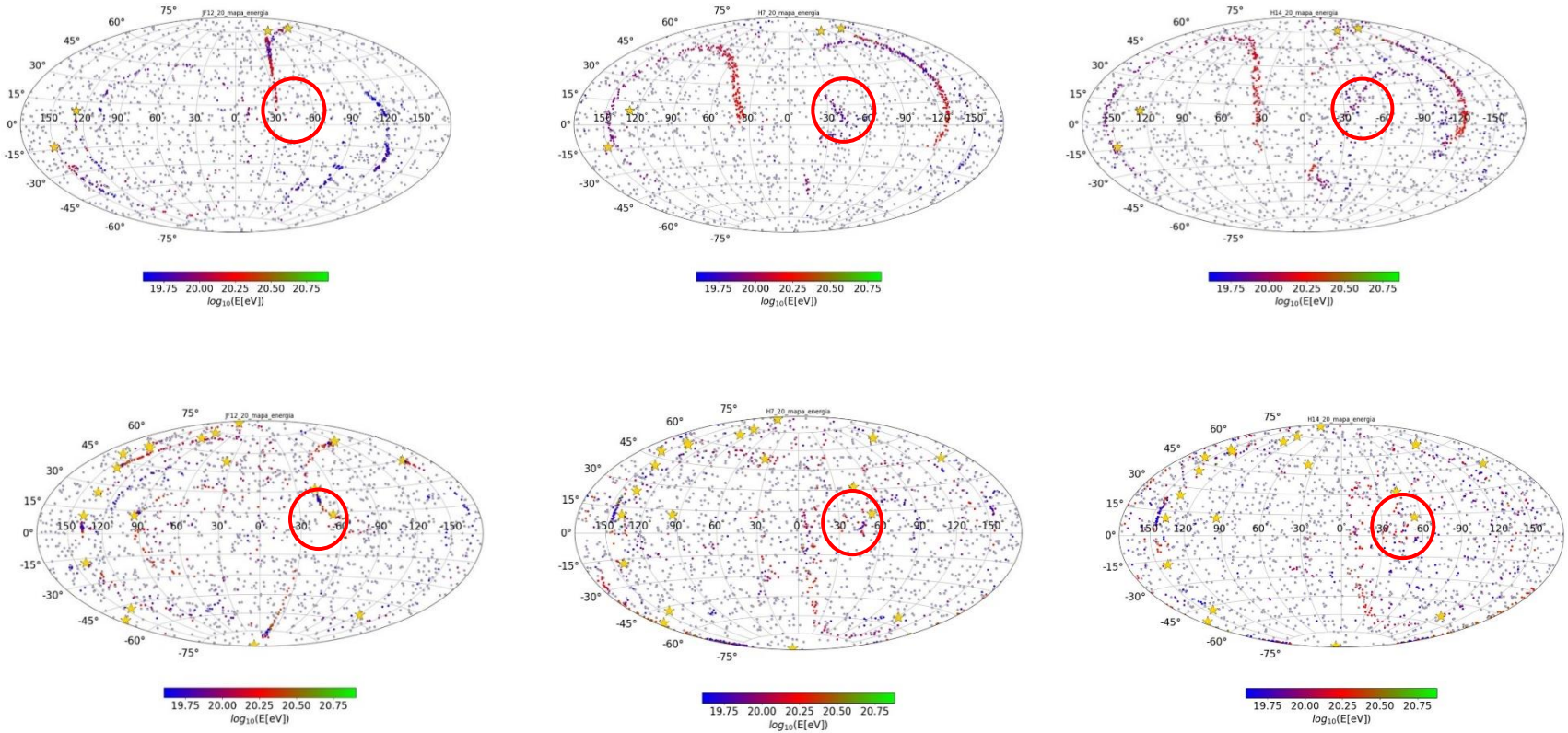


Figura 4.15 Primera fila. Mapas de proyección Hammer de la simulación con 5 AGN (omitiendo Centaurus A) señalando en el círculo rojo la región donde se encuentran Centaurus A y NGC 4945. Segunda fila. Mapas de proyección Hammer de la simulación de SBG señalando en el círculo rojo la región donde se encuentran Centaurus A y NGC 4945

En estas imágenes observamos una distribución donde ya no es tan sencillo identificar trazas, esto debido a que aquí tenemos 21 fuentes y estas además están distribuidas más homogéneamente tanto angularmente como con respecto a la distancia que tienen a la Vía Láctea. Aun así, observamos en la aplicación de H7 a 150° observamos una traza poco mayor 15° de extensión por el cielo

En la figura 4.15 observamos una imagen recopila todos los casos expuestos en esta sección señalando la región del cielo donde se encontrarían Centaurus A y NGC 4945. Observamos que para la primera fila donde en la simulación no se incluyó la emisión de Centaurus A ni NGC 4945 se presentan partículas con energías mayores a 40 EeV, esto sería una discrepancia con la interpretación que presenta Caccianiga (2019) [39], respecto a las fuentes que emiten partículas en esta región.

4.3 Análisis de las funciones de autocorrelación de distancia angular

A continuación, se presentará el análisis estadístico realizado para diversos casos estudiados. Primero se estudió una distribución análoga a la de Auger, es decir solo observando partículas en el hemisferio sur basados en la estadística reportada en 2019. Luego encontramos un análisis asumiendo que el cielo completo observará el doble de partículas reportadas por el Observatorio Pierre Auger en 2019. Aquí encontramos que también se compararon las funciones de autocorrelación, pero medidas desde las posiciones de un tipo de fuente diferente a las que emitieron las partículas. Y finalmente encontraremos el análisis estadístico que esperamos para POEMMA en sus 5 años que se prevé que esté en funcionamiento el experimento.

4.3.1. Casos basados en la estadística del Observatorio Pierre Auger

En sus más de diez años de funcionamiento el Observatorio Pierre Auger ha sido uno de los dos principales observatorios de rayos cósmicos de ultra alta energía en el mundo. Su estadística actual varía desde un par de miles de partículas alrededor de 19 EeV hasta solo unas 15 partículas por encima de los 100 EeV. Estos valores, aunque puedan resultar bajos son en realidad un valioso aporte para el estudio de un fenómeno cuyas incidencias pueden tardar siglos en observarse. En esta sección

presentamos los resultados del nivel de confianza con el cual podemos discrepar entre los modelos de campo magnéticos seleccionados para simulaciones que considera la estadística reportada por el observatorio Pierre Auger hasta 2019 y una distribución que solo se observara en el hemisferio sur. Las gráficas se dividen en dos grupos. Por una parte, tenemos el nivel de confianza con el que podemos discriminar modelos según la variación de la energía de las partículas observadas, esto con dos casos diferentes de background 70% y 90%. Por otro el nivel de confianza con el que podemos discriminar modelos según la variación del porcentaje de background que acompaña a la simulación, estas se muestran para dos cortes inferiores de energía de 50 EeV y 80 EeV. Estos casos nos permitieron observar las tendencias de posibilidad de discriminación arrojados por la prueba χ^2 a las funciones de autocorrelación que arrojaron las simulaciones. Hay que recordar que en las gráficas se muestran los casos para los AGN y otras para los SBG.

Observando las gráficas 4.16, 4.17, 4.18 y 4.19, cuyo propósito fue el estudio de la discriminación entre modelos para la variación de energía, se observa como al incrementarse ésta tenemos una reducción del nivel de confianza para discriminar.

En la figura 4.16, donde se presenta el caso del análisis para los AGN, contrastando los resultados para las lentes magnéticas JF12 y H7, se presenta como a bajas energías este cae desde un nivel de confianza de 7 sigmas para diferenciar con partículas de 20 EeV, hasta 6.5 sigmas para diferenciar con partículas por encima de 100 EeV, en el caso con 70% background y 4.5 sigmas para el caso con 90%. Análogamente en la figura 4.17, que también estudia los AGN, contrastando los resultados para las lentes magnéticas JF12 y H7, se observa una reducción del nivel de confianza desde 7 sigma a 20 EeV, hasta 5.5 sigmas para diferenciar a partículas por encima de los 100 EeV en el caso con 70% de background y 3 sigmas para el caso con 90% de background.

Por su parte en la figura 4.18 se presenta el caso del análisis para los SBG, contrastando los resultados para las lentes magnéticas JF12 y H7, se observa como a bajas energías este cae desde un nivel de confianza de 7 sigma para diferenciar con partículas de 20 EeV, hasta 4.5 sigmas para diferenciar con partículas por

encima de 100 EeV con 70% de background y 3 sigmas para el caso con 90% de background. En la figura 4.19, que también estudia los SBG, contrastando los resultados para las lentes magnéticas JF12 y H7, se presenta una reducción del nivel de confianza desde 7 sigmas a 20 EeV, hasta 3.5 sigmas para diferenciar a partículas por encima de los 100 EeV cuando tenemos 70% de background y 2 sigmas cuando tenemos 90% de background.

De lo anterior se tiene que, en ambos tipos de fuente, y con la comparación de los dos tipos de lentes, conforme incrementamos la energía se reduce el nivel de confianza con el cual podemos discriminar entre los modelos de lente magnética según la función de autocorrelación de distancia angular contra número de partículas. Cabe destacar que para las más bajas energías aun con la estadística actual reportada por el Observatorio Pierre Auger es posible discriminar con un nivel de confianza de siete sigmas entre modelos según la prueba χ^2 , notemos que en los casos 4.16, 4.17, y 4.18 aun a altas energías tenemos una posibilidad de discriminación hasta en 3 sigmas.

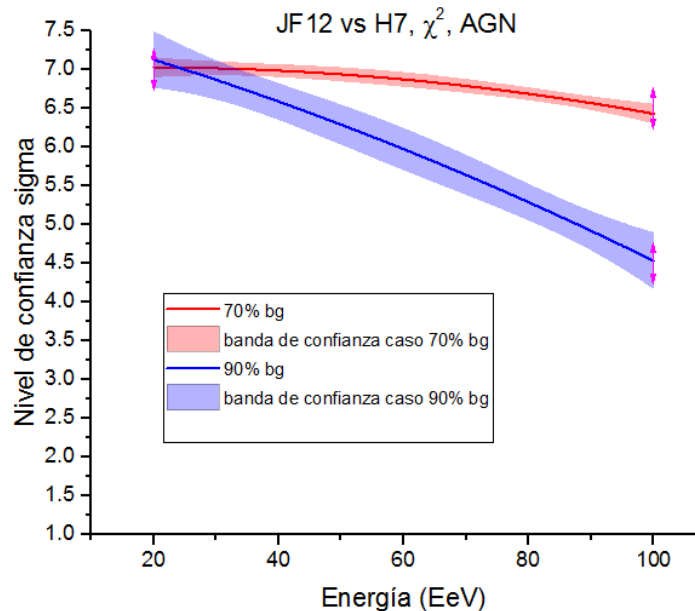


Figura 4.16 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones de AGN aplicando las lentes JF12 y H7, para dos casos uno con 70% bg (rojo) y otro con 90% bg (azul)

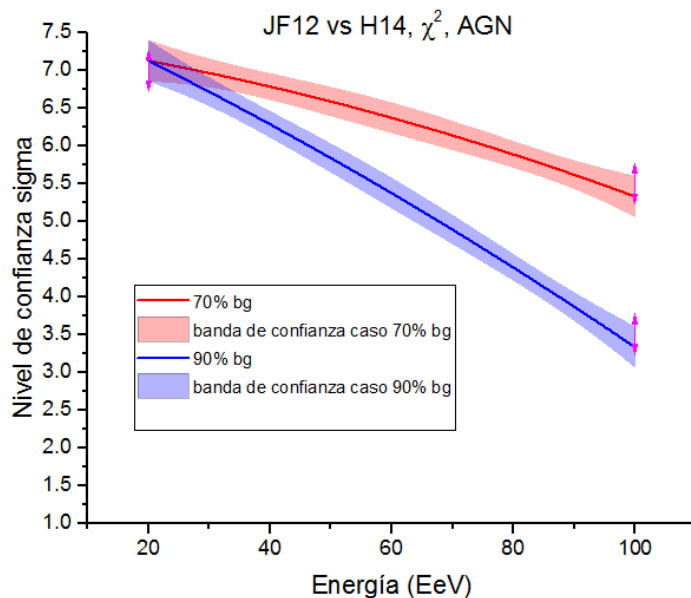


Figura 4.17 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones de AGN aplicando las lentes JF12 y H14, para dos casos uno con 70% bg (rojo) y otro con 90% bg (azul)

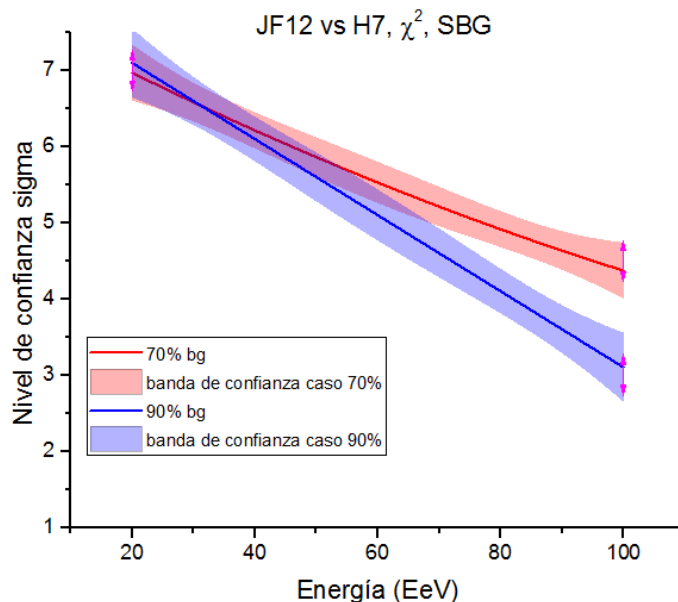


Figura 4.18 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones de SBG aplicando las lentes JF12 y H7, para dos casos uno con 70% bg (rojo) y otro con 90% bg (azul)

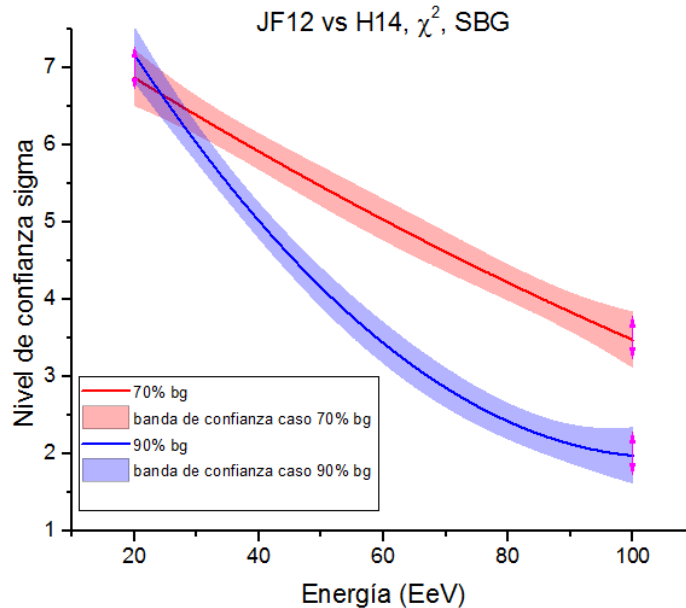


Figura 4.19 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones de SBG aplicando las lentes JF12 y H14, para dos casos uno con 70% bg (rojo) y otro con 90% bg (azul)

En las gráficas 4.20, 4.21, 4.22 y 4.23, se presentan los casos tanto para AGN como para SBG, pero de la variación de nivel de confianza de discriminación arrojado por la prueba χ^2 al incrementar el porcentaje de background.

En la figura 4.20, donde se presenta el caso para los AGN, contrastando los resultados para las lentes magnéticas JF12 y H7, se observa que conforme incrementamos el porcentaje de background se reduce el nivel de confianza en N sigmas, desde 7 sigma a 10% de background hasta 6.5 sigma para 90% de background en el corte de 50 EeV, y hasta 5.5 sigmas para el corte de 80 EeV. En la siguiente figura 4.21, se tiene el caso de AGN aplicando las lentes magnéticas JF12 y H14. A 10% de background se reporta un nivel de confianza de 7 sigma el cual se reduce hasta 6.5 sigmas a 90% de background con un corte de energía inferior de 50 EeV y 4 sigmas para el caso con 80 EeV. Las figuras 4.22 y 4.23 presenta estos casos, pero para las simulaciones que consideraban la emisión de los SBG. Al igual que en los casos anteriores se ve una reducción del nivel de confianza de de 7 sigmas para 10% de background a 5.5 sigma con 90% de

background para 50 EeV y 4 para 80 EeV. Y de 7 sigmas para 10% de background a 5.5 sigmas para 50 EeV y 2 sigmas para 80 EeV.

La tendencia observada en estas figuras es que conforme se incrementa el porcentaje de background la prueba χ^2 deja de poder distinguir estadísticamente entre la media de las funciones de autocorrelación sin importar cual sea el tipo de fuentes simuladas.

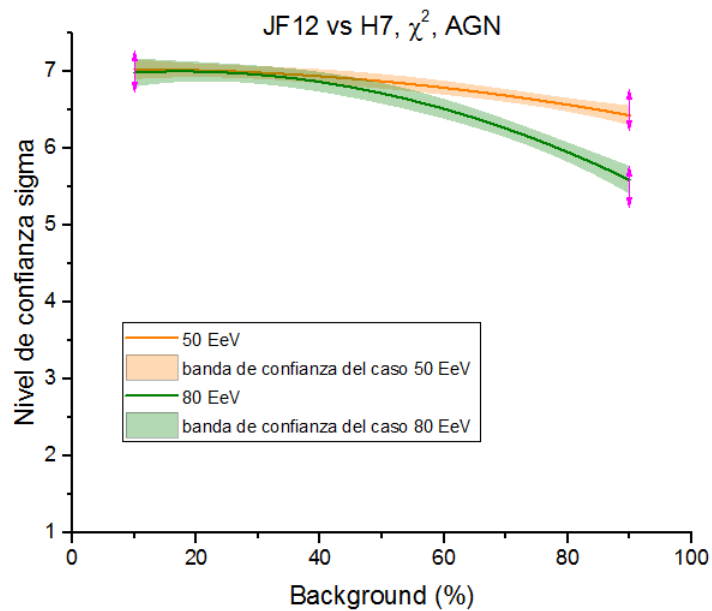


Figura 4.20 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones de AGN aplicando las lentes JF12 y H7, para dos casos uno con 50 EeV (naranja) y otro con 80 EeV (verde)

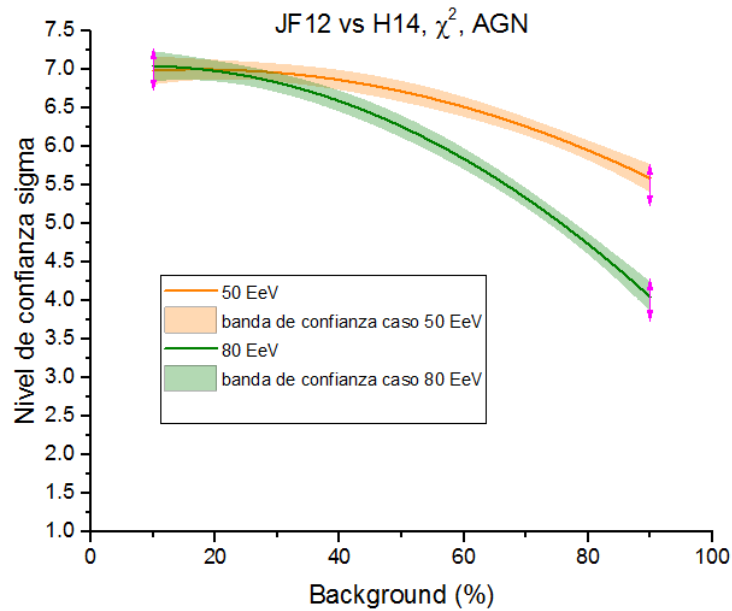


Figura 4.21 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones de AGN aplicando las lentes JF12 y H14, para dos casos uno con 50 EeV (naranja) y otro con 80 EeV (verde)

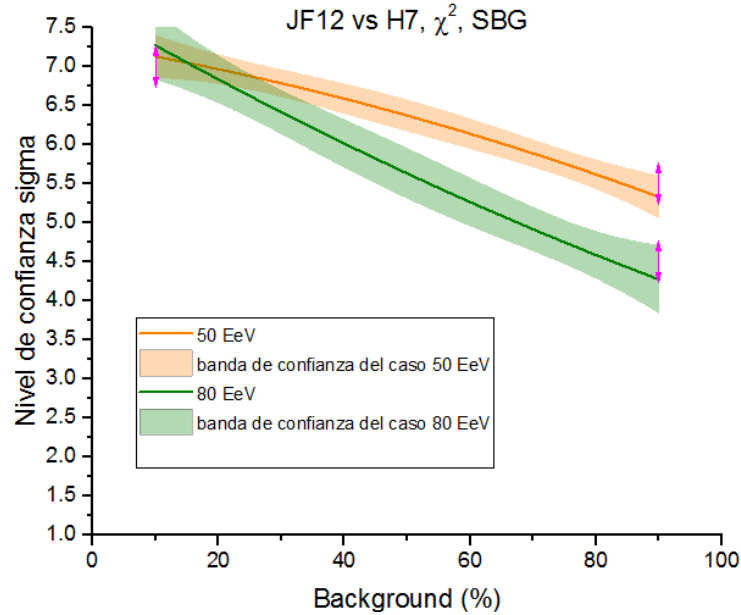


Figura 4.22 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones de SBG aplicando las lentes JF12 y H7, para dos casos uno con 50 EeV (naranja) y otro con 80 EeV (verde)

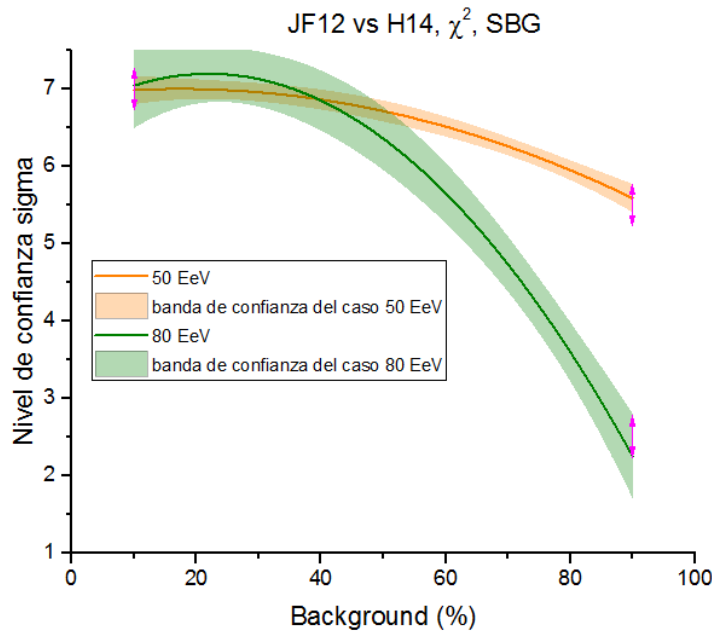


Figura 4.23 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones de SBG aplicando las lentes JF12 y H14, para dos casos uno con 50 EeV (naranja) y otro con 80 EeV (verde)

4.3.2 Casos basados en una reescalación del cielo observado por el Observatorio Pierre Auger

Se realizó el análisis considerando una observación del Pierre Auger idealizada en la cual si este tuviera la posibilidad de observar el cielo completo esperaríamos ver el doble de partículas. Cuantas partículas se consideran en este caso se reporta en la tabla 4.1 al inicio de este capítulo.

Los resultados variando la energía mínima de las partículas observadas se presenta en las figuras 4.24, 4.25, 4.26 y 4.27. En todas estas figuras se reportan dos casos diferentes de porcentaje de background que acompañan a la simulación.

En la figura 4.24, observamos como para el caso con 70% de background el nivel de confianza en la discriminación se mantiene casi constante variando entre 7 sigmas y 6.8 sigmas. Semejante el caso de 90% de background varía entre 7 sigmas a 20 EeV y 6.5 sigmas para altas energías. En la figura 4.25, se presentan estos mismos resultados, pero para la implementación de la lente magnética de H14. Aquí se observa que para bajas energías (20 EeV) es posible discriminar hasta en 7

sigmas, sin embargo, para el caso con 70% de background este se reduce hasta 6.7 sigmas, mientras que para el caso con 90% se reduce hasta 4.5 sigmas para energías de 100 EeV.

En la figura 4.26, se observa que para bajas energías ambas pueden seguir discriminándose hasta en 7 sigmas, mientras que para el caso con 70% de background este se reduce hasta 6 sigma, mientras que el caso con 90% de background se reduce hasta 4 sigma para energías de 100 EeV. Finalmente, dentro de estos casos que estudian la variación de energía tenemos la figura 4.27, la cual se reduce desde 7 sigma hasta 4 sigmas para el caso con 70% de background y a solo 2 sigmas para el caso con 90% de background.

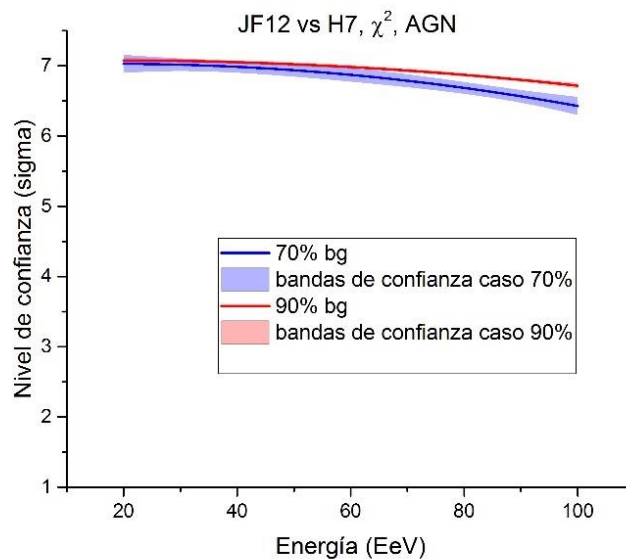


Figura 4.24 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones de AGN aplicando las lentes JF12 y H7, para dos casos uno con 70% bg (rojo) y otro con 90% bg (azul). Considerando una reescalación de los datos observados por el observatorio Pierre Auger

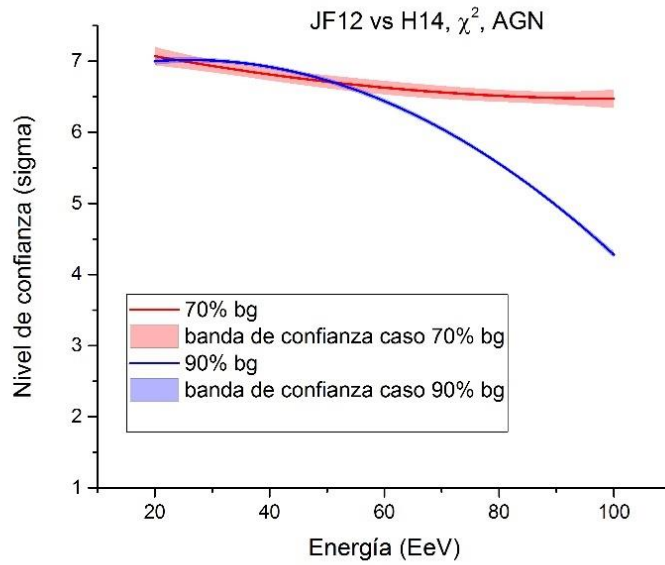


Figura 4.25 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones de AGN aplicando las lentes JF12 y H14, para dos casos uno con 70% bg (rojo) y otro con 90% bg (azul). Considerando una reescalación de los datos observados por el observatorio Pierre Auger

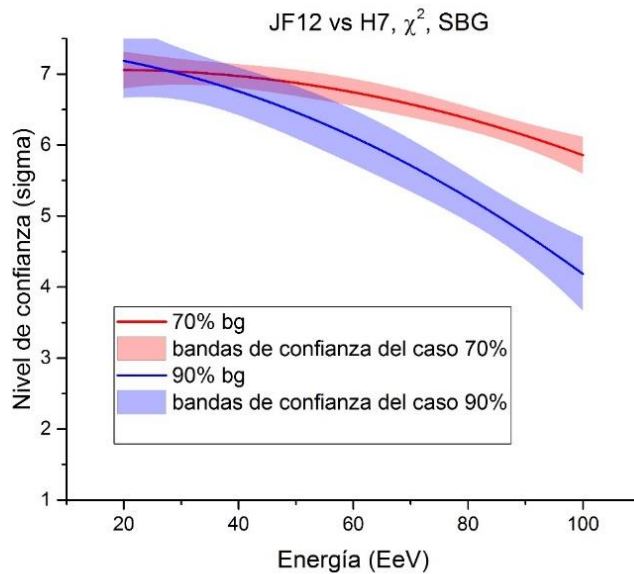


Figura 4.26 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones de SBG aplicando las lentes JF12 y H7, para dos casos uno con 70% bg (rojo) y otro con 90% bg (azul). Considerando una reescalación de los datos observados por el observatorio Pierre Auger

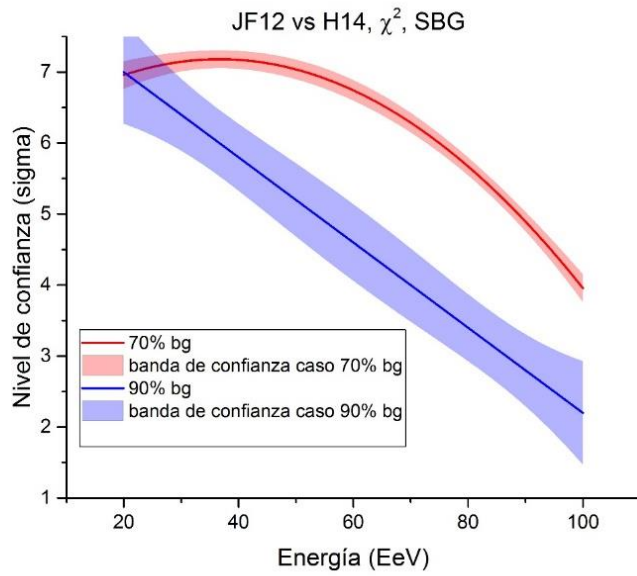


Figura 4.27 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones de SBG aplicando las lentes JF12 y H14, para dos casos uno con 70% bg (rojo) y otro con 90% bg (azul). Considerando una reescalación de los datos observados por el observatorio Pierre Auger

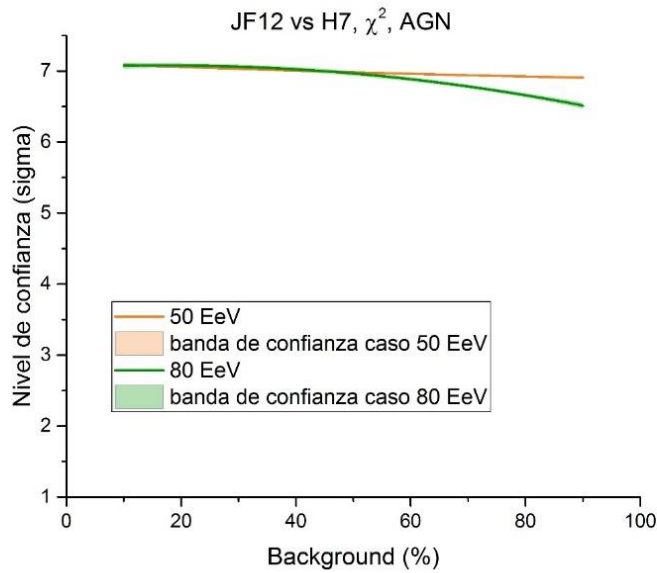


Figura 4.28 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones de AGN aplicando las lentes JF12 y H7, para dos casos uno con 50 EeV (naranja) y otro con 80 EeV (verde). Considerando una reescalación de los datos observados por el observatorio Pierre Auger

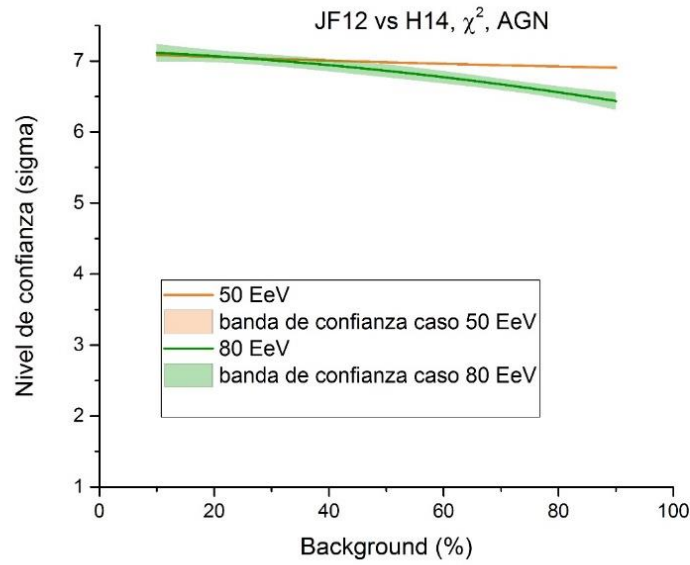


Figura 4.29 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones de AGN aplicando las lentes JF12 y H14, para dos casos uno con 50 EeV (naranja) y otro con 80 EeV (verde). Considerando una reescalación de los datos observados por el observatorio Pierre Auger

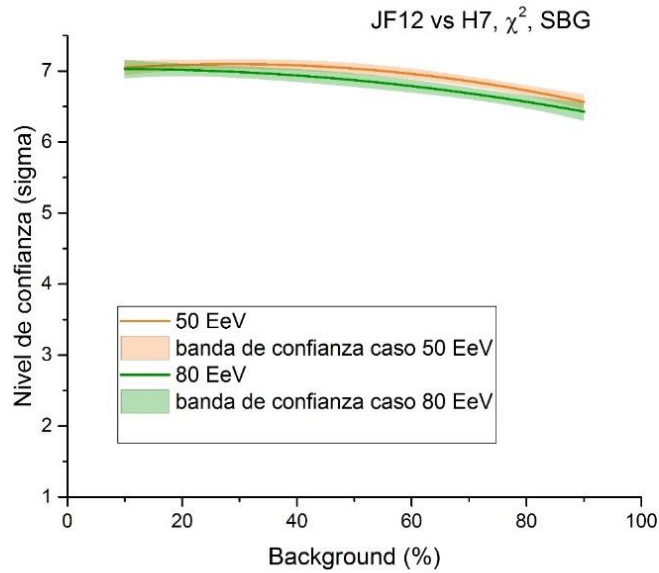


Figura 4.30 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones de SBG aplicando las lentes JF12 y H7, para dos casos uno con 50 EeV (naranja) y otro con 80 EeV (verde). Considerando una reescalación de los datos observados por el observatorio Pierre Auger

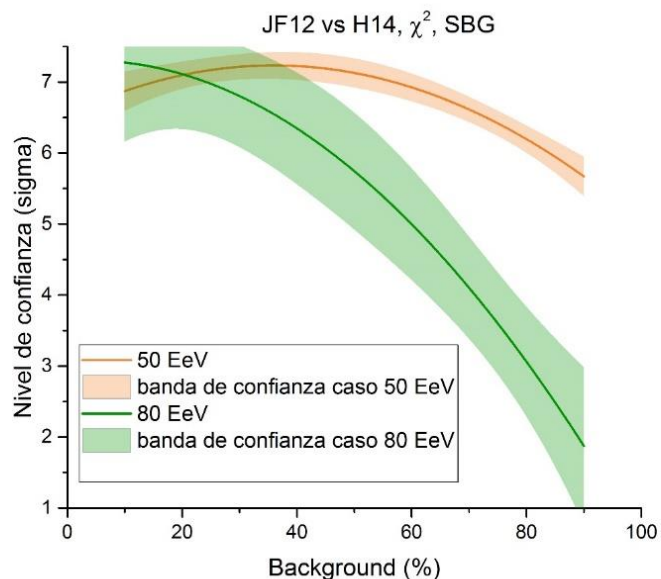


Figura 4.31 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones de SBG aplicando las lentes JF12 y H14, para dos casos uno con 50 EeV (naranja) y otro con 80 EeV (verde). Considerando una reescalación de los datos observados por el observatorio Pierre Auger

En cuanto a cómo se modifica el nivel de discernimiento entre modelos según la prueba χ^2 cuando se varía el porcentaje de background desde 10% hasta 90%, se muestran estos resultados en las figuras 4.28 a la 4.31. En la figura 4.28 que estudia los AGN con la implementación de la lente magnética H7 aparece que para el corte de energía de 50 EeV se mantiene constante con 7 sigmas sin importar el porcentaje de background, en cambio a 80 EeV este decae, pero únicamente hasta 6.5 sigmas. Para la implementación de la lente magnética H14, reportada en la figura 4.29, tenemos que al igual que en la anterior el caso a 50 EeV se mantiene prácticamente constante con 7 sigmas, y a 80 EeV decae hasta 6.5 sigmas.

Por otro lado, cuando se hace el análisis para el estudio de SBG, la figura 4.30 reporta que el comportamiento tanto a 50EeV como a 80EeV son semejantes variando de 7 a 6.5 sigmas. En la figura 4.31 observamos un decaimiento al implementar la lente magnética H14, donde se ve que para el caso de 50 EeV hay un decaimiento hasta 6 sigmas. Y en el caso con 80 EeV decae hasta 2 sigmas.

Después de haber realizado el análisis de la posibilidad de discriminar las medias de las funciones de autocorrelación, se consideró un análisis, pero ahora se estimó la función de autocorrelación midiendo las distancias angulares desde las otras fuentes, es decir se estimó la función de autocorrelación de la emisión de los SBG, pero midiendo la distancia angular desde la posición de los 5 AGN considerados. Análogamente se estimó la función de autocorrelación de la emisión de los AGN, pero midiendo la distancia angular desde la posición de los 21 SBG. Estos casos se presentan en las figuras de la 4.32 a la 4.39

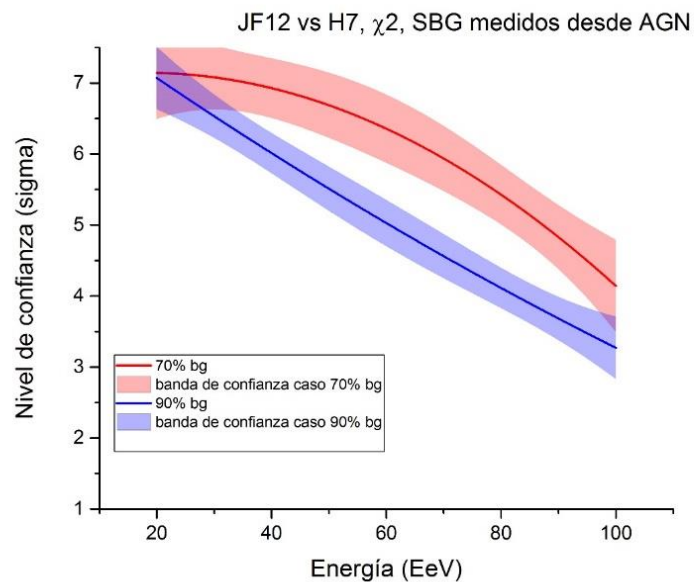


Figura 4.32. Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones emitiendo SBG pero estimada desde la posición de los AGN aplicando las lentes JF12 y H7, para dos casos uno con 50 EeV (naranja) y otro con 80 EeV (verde). Considerando una reescalación de los datos observados por el observatorio Pierre Auger

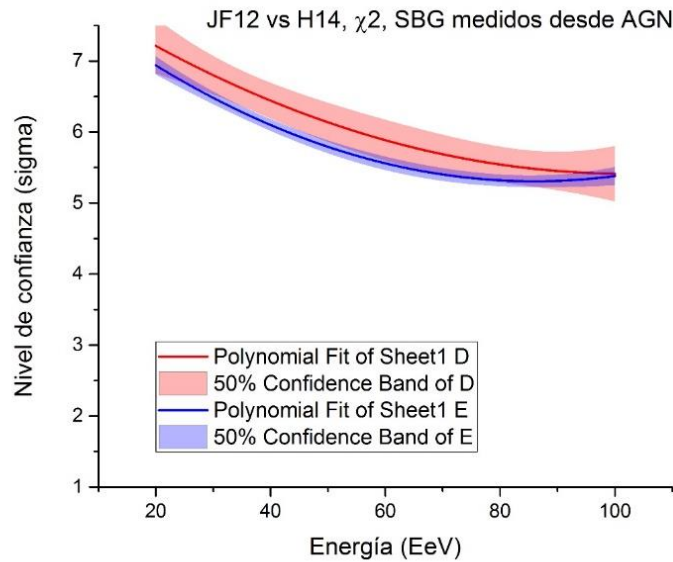


Figura 4.33 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones emitiendo SBG pero estimada desde la posición de los AGN aplicando las lentes JF12 y H14, para dos casos uno con 50 EeV (naranja) y otro con 80 EeV (verde). Considerando una reescalación de los datos observados por el observatorio Pierre Auger

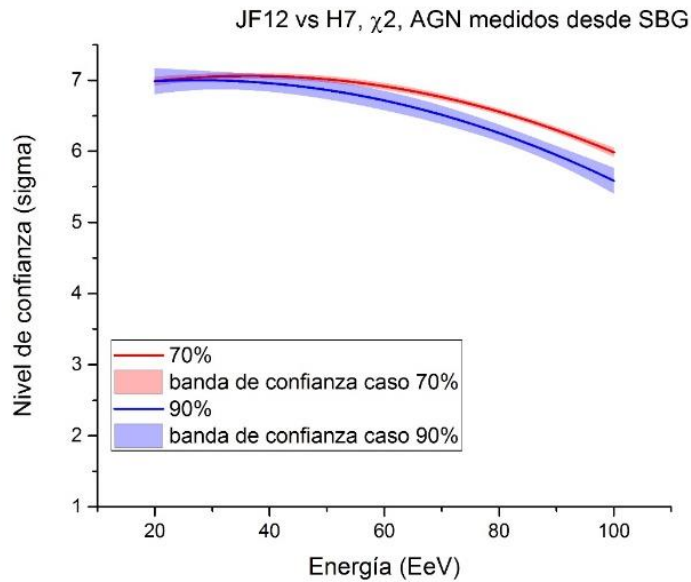


Figura 4.34 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones emitiendo AGN pero estimada desde la posición de los SBG aplicando las lentes JF12 y H7, para dos casos uno con 50 EeV (naranja) y otro con 80 EeV (verde). Considerando una reescalación de los datos observados por el observatorio Pierre Auger

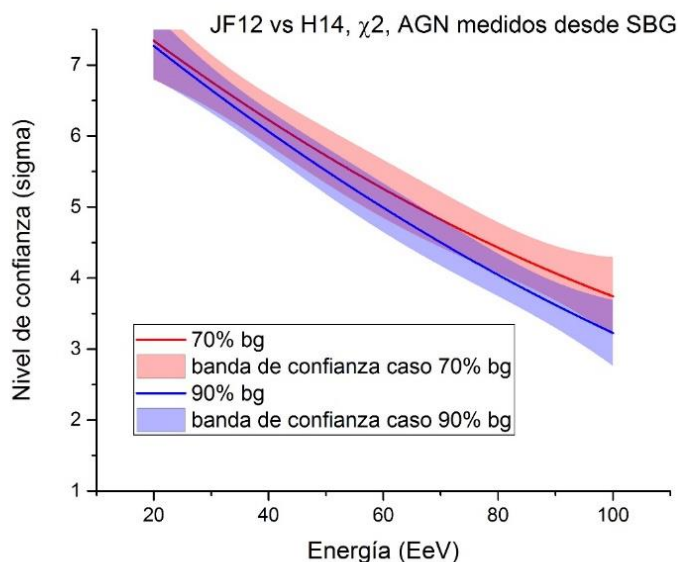


Figura 4.35 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones emitiendo AGN pero estimada desde la posición de los SBG aplicando las lentes JF12 y H14, para dos casos uno con 50 EeV (naranja) y otro con 80 EeV (verde). Considerando una reescalación de los datos observados por el observatorio Pierre Auger

En las figuras 4.32 y 4.33 tenemos el análisis de la función de autocorrelación con simulaciones en las que emitían las SBG, pero estimada la función desde la posición de los AGN. En la figura 4.32 se reportan los resultados comparando la implementación de las lentes magnéticas JF12 vs H7, donde se observa que para el caso con 70% de background el nivel de confianza decae conforme se incrementa la energía pasando de 7 sigmas a 20 EeV hasta 5.5 sigmas en 100 EeV, Mientras que en el caso de 90% decae hasta 3.5 sigmas a 100 EeV.

La figura 4.33 muestra los resultados, pero con la lente magnética H14. En este caso se presenta que para 70% de background se tiene una caída de nivel de confianza que va desde 7 sigmas a 20 EeV hasta 5.5 sigmas en 100 EeV, Para 90% de background, tenemos un poco menos de 7 sigmas a 20 EeV e igualmente 5.5 sigmas en 100 EeV.

Las figuras que siguen 4.34 y 4.35, muestran los resultados, pero con una función de autocorrelación estimada al comparar la posición de las partículas en una

simulación de emisión de los AGN, pero calculadas desde la posición de los SBG. En la Figura 4.34, se presenta que para ambos casos se parte desde 7 sigmas a 20 EeV y para 70% de background se llega a 6 sigma para 100 EeV, mientras que para 90% de background se llega a 5.5 sigmas en esta misma energía. La figura. 4.35, utiliza los datos con la implementación de H14. En este caso los valores del decaimiento de nivel de confianza tienen un comportamiento bastante similar, yendo desde 7 sigmas a 20 EeV, hasta 4 sigmas para 70% de backgroun y 3.5 sigmas a 90% de background.

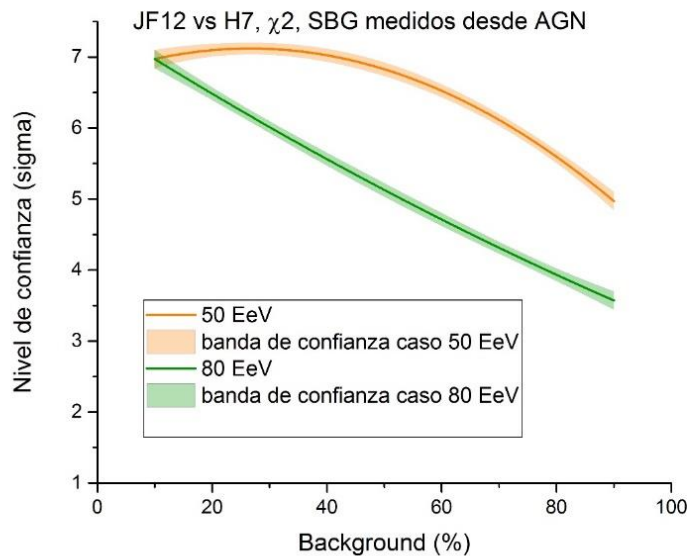


Figura 4.36 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones emitiendo SBG pero estimada desde la posición de los AGN aplicando las lentes JF12 y H7, para dos casos uno con 50 EeV (naranja) y otro con 80 EeV (verde). Considerando una reescalación de los datos observados por el observatorio Pierre Auger

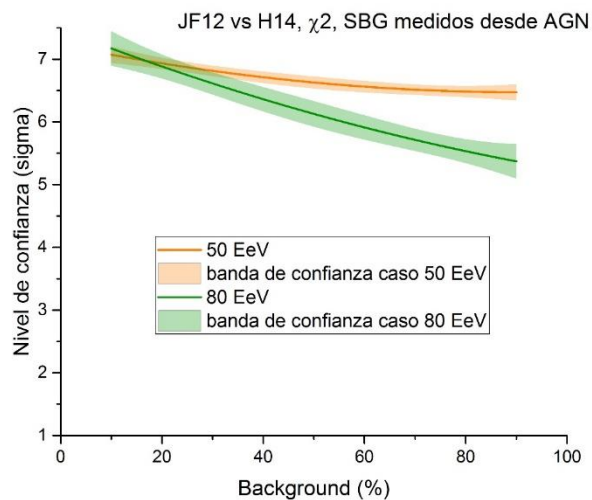


Figura 4.37 . Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones emitiendo SBG pero estimada desde la posición de los AGN aplicando las lentes JF12 y H14, para dos casos uno con 50 EeV (naranja) y otro con 80 EeV (verde). Considerando una reescalación de los datos observados por el observatorio Pierre Auger

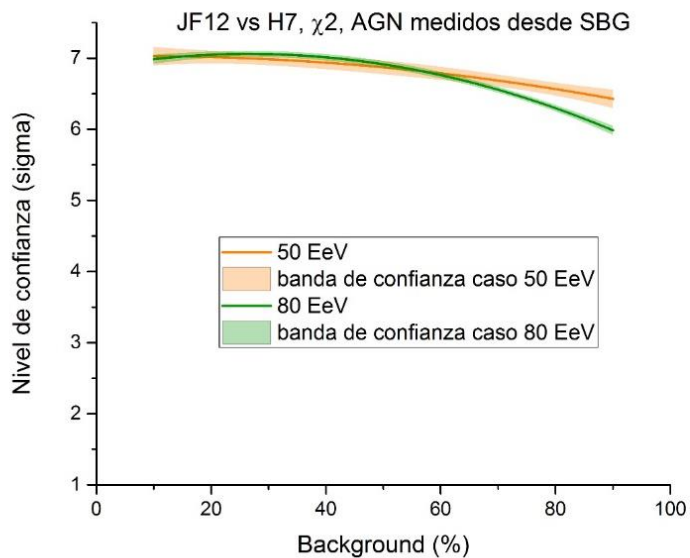


Figura 4.38 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones emitiendo AGN pero estimada desde la posición de los SBG aplicando las lentes JF12 y H7, para dos casos uno con 50 EeV (naranja) y otro con 80 EeV (verde). Considerando una reescalación de los datos observados por el observatorio Pierre Auger

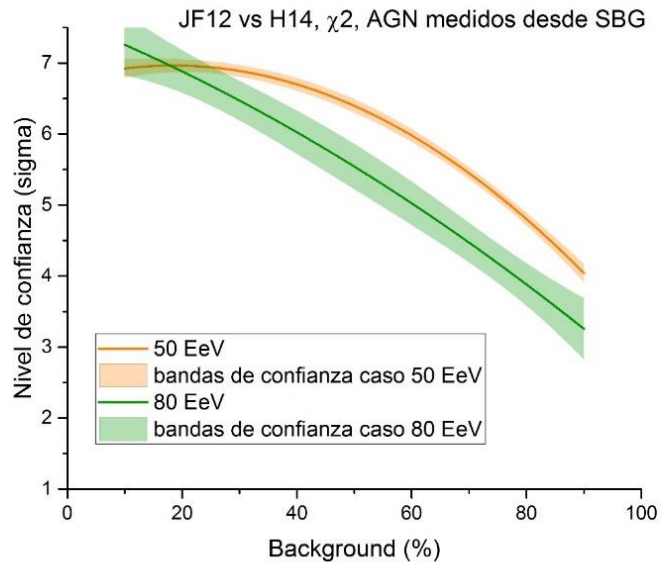


Figura 4.39 .Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones de emitiendo AGN pero estimada desde la posición de los SBG aplicando las lentes JF12 y H14, para dos casos uno con 50 EeV (naranja) y otro con 80 EeV (verde). Considerando una reescalación de los datos observados por el observatorio Pierre Auger

Ahora para los casos en los que se varió el porcentaje de background. Primero tenemos el caso en el que se estimó la función de autocorrelación de simulaciones emitiendo SBG pero calculada desde las posiciones de los AGN. La figura 4.36, que sería el caso con la implementación de la lente magnética H7, muestra como para los dos cortes de energía considerados ambos tienen un nivel de confianza en la discriminación de modelos arrojada por la prueba χ^2 de hasta 7 sigmas para un porcentaje de background de 10% y en el caso del corte de 50 EeV este se reduce hasta 5 sigmas en 90% de background. En el caso de 80 EeV se reduce hasta 3.5 sigmas. La figura 4.37, que muestra la comparación con la lente H14, aquí el nivel de confianza para discriminar decae para el caso de 50EeV desde 7 sigmas a 10% de background hasta 6.5 sigmas a 90% de background. Y en el caso de 80EeV desde 7 sigmas a 10% de background hasta 5.5 sigmas en 90% de background.

Las figuras 4.38 y 4.39 muestran los resultados comparando las medias de las funciones de autocorrelación mediante la prueba χ^2 , pero para una simulación de emisión de AGN, pero medidas desde las posiciones de los SBG. En Fig. 4.37 se

observa que para el caso con corte de energía a 50 EeV a 10% de background se tiene una sigma de 7, y a 90% de background este llega a 6.5 sigmas. Mientras que en el corte de 80 EeV se va desde 7 sigmas a 10% de background a 6 sigmas en 90% de background.

Ya habiendo visto que cuando comparamos JF12 tanto con H7 como con H14, al menos para bajas energías (20 EeV) es posible discriminar entre todos los casos a 7 sigmas. Esta posibilidad de discriminación se reduce conforme se incrementa la energía y el background. Se realizó un último análisis con la estadística reescalada reportada por el Observatorio Pierre Auger, pero comparando las funciones de autocorrelación al implementar H7 como nuestra hipótesis de prueba contra las funciones de autocorrelación al implementar H14.

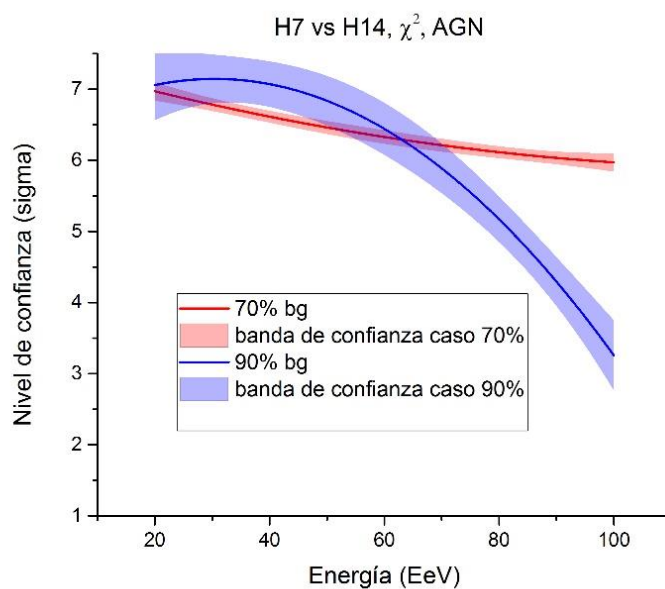


Figura 4.40 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones AGN aplicando las lentes H7 y H14, para dos casos uno con 70% de background (rojo) y otro con 90% de background (azul). Considerando una reescalación de los datos observados por el observatorio Pierre Auger.

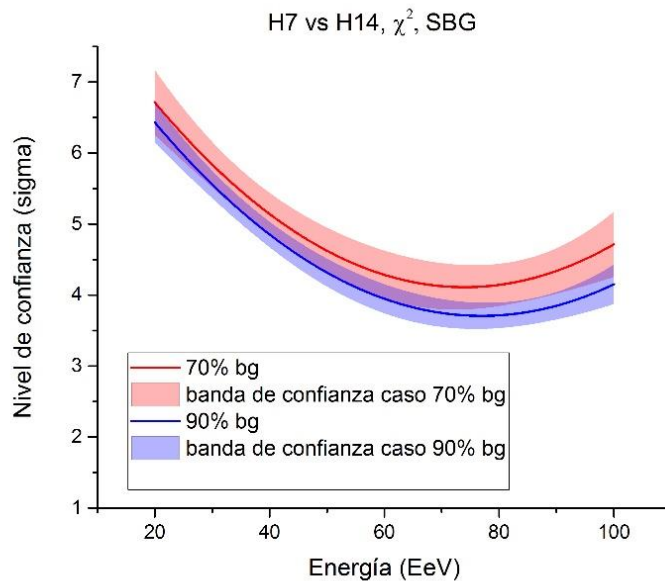


Figura 4.41 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones SBG aplicando las lentes H7 y H14, para dos casos uno con 70% de background (rojo) y otro con 90% de background (azul). Considerando una reescalación de los datos observados por el observatorio Pierre Auger

En la figura 4.40 tenemos la comparación del nivel de confianza arrojado por la prueba χ^2 al intentar discriminar estadísticamente entre las medias de las funciones de autocorrelación implementando las lentes magnéticas de H7 y H14 cuando se considera como fuentes de emisión los AGN. El caso con 70% de background varia su nivel de confianza desde 7 sigma a 20 EeV a 6.5 para 100 EeV. Mientras que en el caso con 90% de background varia desde 7 sigmas a 20 EeV hasta 3 sigmas para 100 EeV. En la figura 4.41 tenemos este análisis, pero para la emisión de SGB, en el caso de 70% de background se reduce de 7 sigma en 20 EeV a 5 sigmas en 100 EeV. Pasando por un mimino de 4.5 sigmas alredero de 60 EeV. En el caso con 90% de backgound va de 7 sigma en 20 EeV a 4 sigmas en 100 EeV.

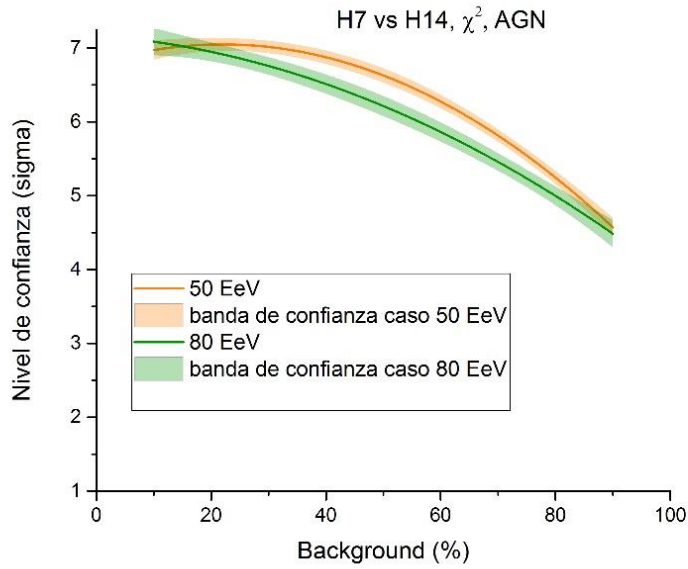


Figura 4.42 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones AGN aplicando las lentes H7 y H14, para dos casos uno con 50 EeV (naranja) y otro con 80 EeV (verde). Considerando una reescalación de los datos observados por el observatorio Pierre Auger.

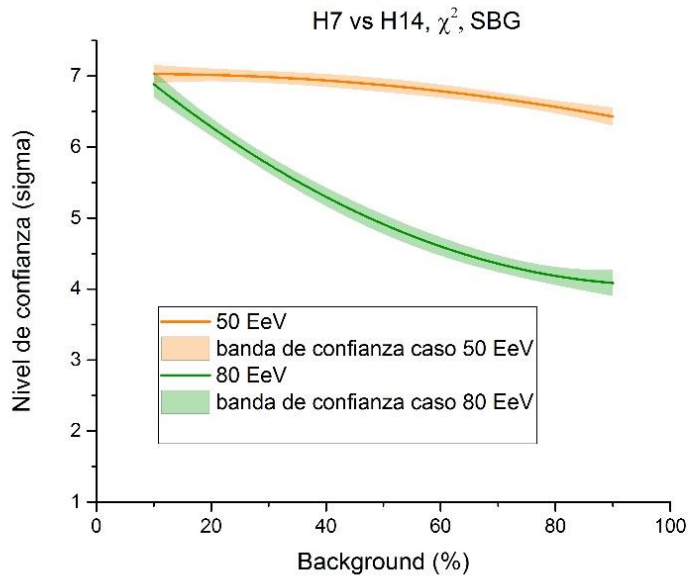


Figura 4.43 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones SBG aplicando las lentes H7 y H14, para dos casos uno con 50 EeV (naranja) y otro con 80 EeV (verde). Considerando una reescalación de los datos observados por el observatorio Pierre Auger.

Los resultados cuando variamos el background al comparar la implementación de las lentes H7 comparada con H14 se muestran para los AGN en la figura 4.42, donde se observa que con el corte de 50EeV el nivel de confianza desciende de 7 sigmas a 10% de background hasta 4.5 sigmas, los mismos valores se presentan para el caso del corte de 80EeV. En la figura 4.43 tenemos los resultados considerando la emisión de los SBG, en este caso los resultados varían de 7 sigma para 10% de background a 6.5 sigma en el caso de 50EeV y a 4 sigma para el caso de 80 EeV

4.3.3 Caso teórico de la observación esperada por POEMMA

Como parte de la nueva generación de observatorios de rayos cósmicos ultra energéticos, encontramos a POEMMA una propuesta que pretende observar el cielo en 4π str, los detalles de este observatorio se presentaron en el capítulo 1. En los objetivos de POEMMA encontramos que espera captar 30 veces el flujo observado por Auger a lo largo de sus 5 años de funcionamiento que tiene previsto. Los últimos resultados que presentamos en esta tesis son el nivel de significancia para discriminar estadísticamente entre los modelos aplicando la prueba de χ^2 , para ello se consideraron los casos de comparar JF12 contra H7 y JF12 contra H14. Esto se calculó para diferentes meses y años del teórico funcionamiento de POEMMA, en el cual se considera que observa todo el cielo y que su tasa de flujo observado sea constante. En la tabla 4.3 se muestran los tiempos considerados y la razón de partículas que se espera observe POEMMA respecto a las partículas actualmente observadas por Auger.

En la figura 4.44 observamos la comparación de cómo se va modificando el nivel de confianza para discriminar entre modelos de campo magnético arrojado por la prueba χ^2 al comparar JF12 con H7, para dos casos uno con 70% de background y otro a 90% de background. Cada panel representa los resultados para un tiempo diferente. Se presenta que el nivel de confianza se incrementa con el tiempo pasando de 7 sigmas a 20 EeV y 6.5 sigmas a 100 EeV con 70% de background, 7

sigmas a 20EeV a 5.5 sigmas en 100EeV, en 2 meses. A 9 sigmas para ambos casos de diferente background en todos los rangos de energía.

Tabla 4.3. Tiempo y flujo esperado que observe POEMMA

Tiempo	Razón de observación POEMMA respecto a observación de Auger
2 meses	1
6 meses	3
1 año	6
2 años	12
3 años	18
4 años	24
5 años	30

En la figura 4.45 observamos la comparación de cómo se va modificando el nivel de confianza, pero al comparar JF12 con H14, para dos casos uno con 70% de background y otro a 90% de background. Cada panel representa los resultados para un tiempo diferente. Se presenta que el nivel de confianza se incrementa con el tiempo pasando de 7 sigmas a 20 EeV y 6 sigmas a 100 EeV con 70% de background, 7 sigmas a 20EeV a 4 sigmas en 100EeV, en 2 meses. A 9 sigmas para ambos casos de diferente background en todos los rangos de energía.

En la figura 4.46 observamos la comparación de cómo se va modificando el nivel de confianza, al comparar JF12 con H7, pero para las funciones de autocorrelación de los SBG, con dos casos uno con 70% de background y otro a 90% de background. Cada panel representa los resultados para un tiempo diferente. Se presenta que el nivel de confianza se incrementa con el tiempo pasando de 7 sigmas a 20 EeV y 5.5 sigmas a 100 EeV con 70% de background, 7 sigmas a 20EeV a 4.5 sigmas en 100EeV con 90% de background, en 2 meses. A 9 sigmas para ambos casos de diferente background en todos los rangos de energía.

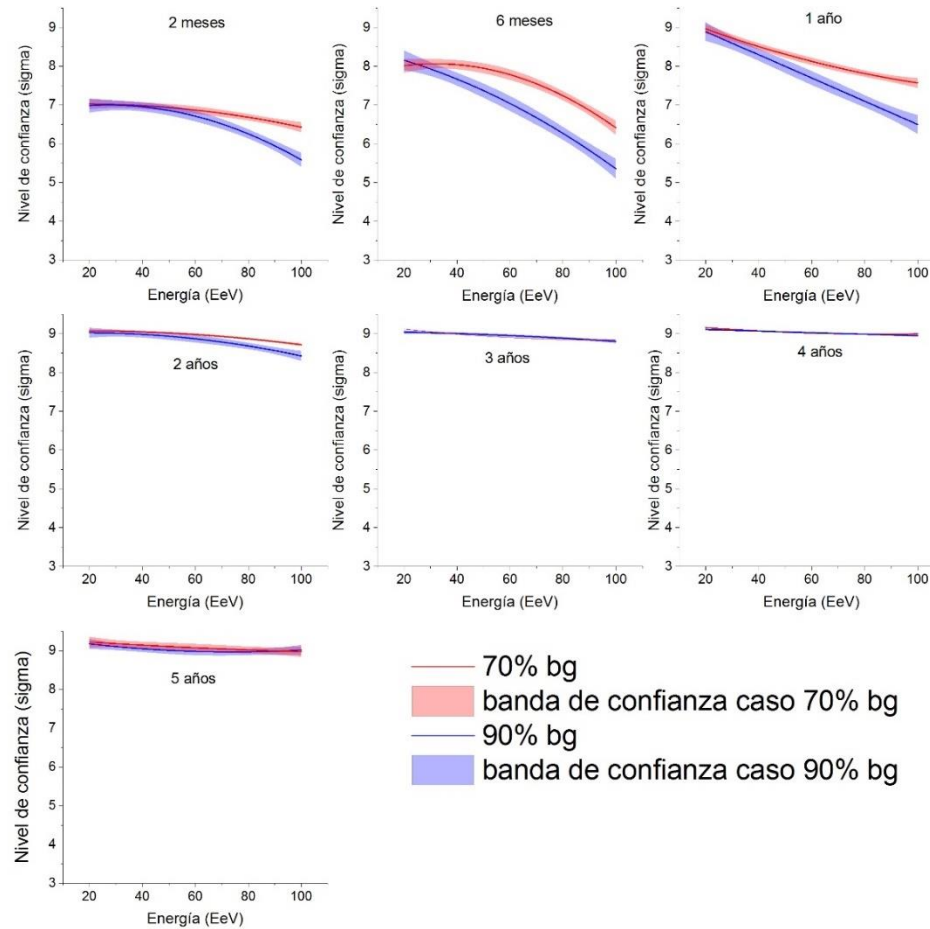


Figura 4.44 Comparación de nivel de confianza (σ) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones AGN aplicando las lentes JF12 y H7, para dos casos uno con 70% de background y otro con 90% de background. Considerando el número de partículas teórico que debe observar POEMMA desde sus 2 meses de funcionamiento hasta 5 años

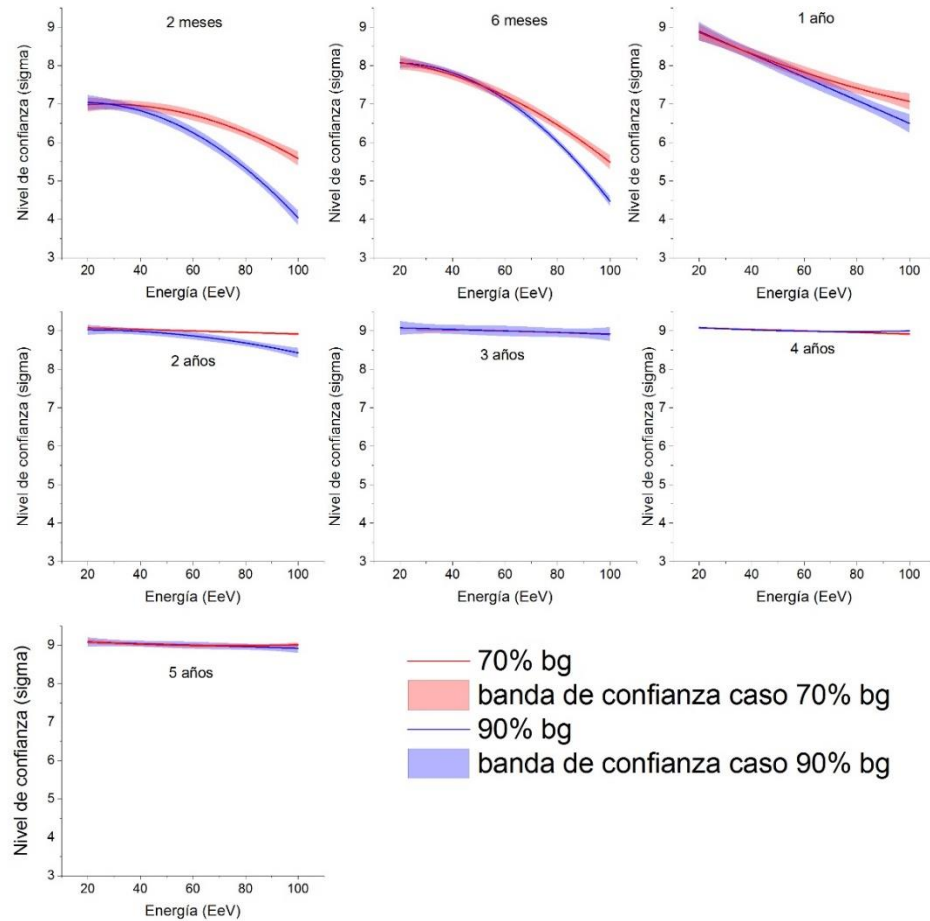


Figura 4.45 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones AGN aplicando las lentes JF12 y H14, para dos casos uno con 70% de background y otro con 90% de background. Considerando el número de partículas teorico que debe observar POEMMA desde sus 2 meses de funcionamiento hasta 5 años

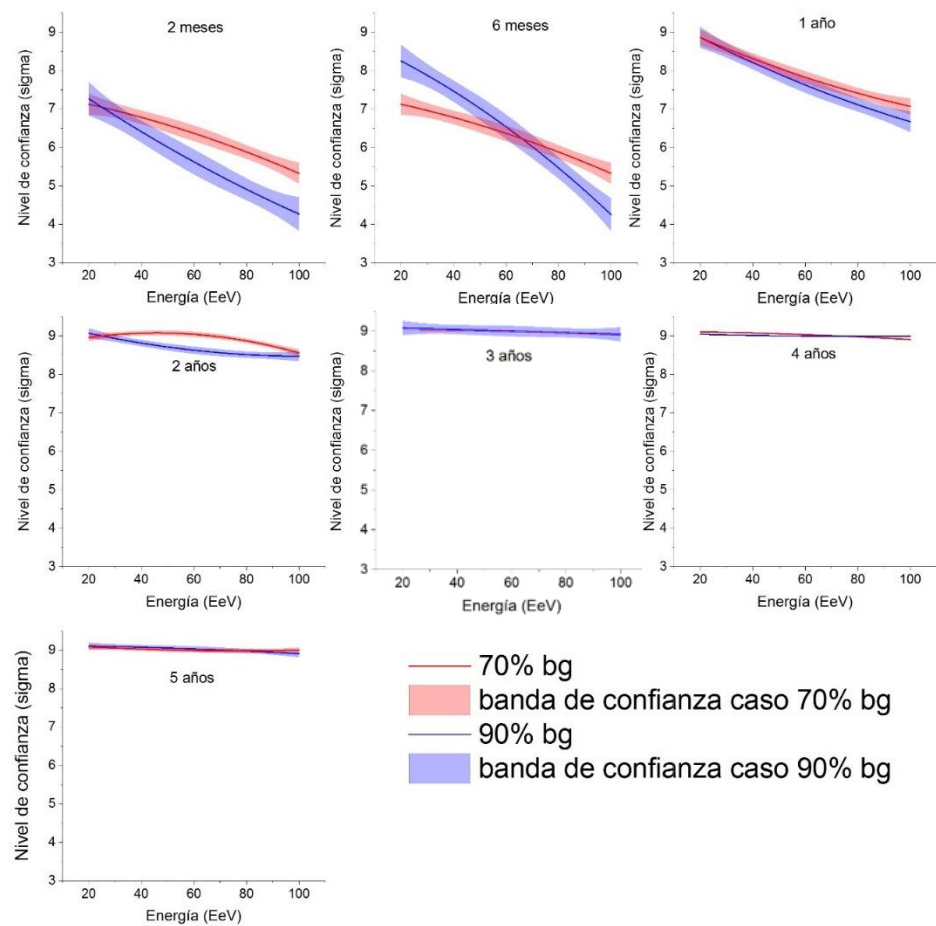


Figura 4.46 Comparación de nivel de confianza (σ) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones SBG aplicando las lentes JF12 y H7, para dos casos uno con 70% de background y otro con 90% de background. Considerando el número de partículas teórico que debe observar POEMMA desde sus 2 meses de funcionamiento hasta 5 años

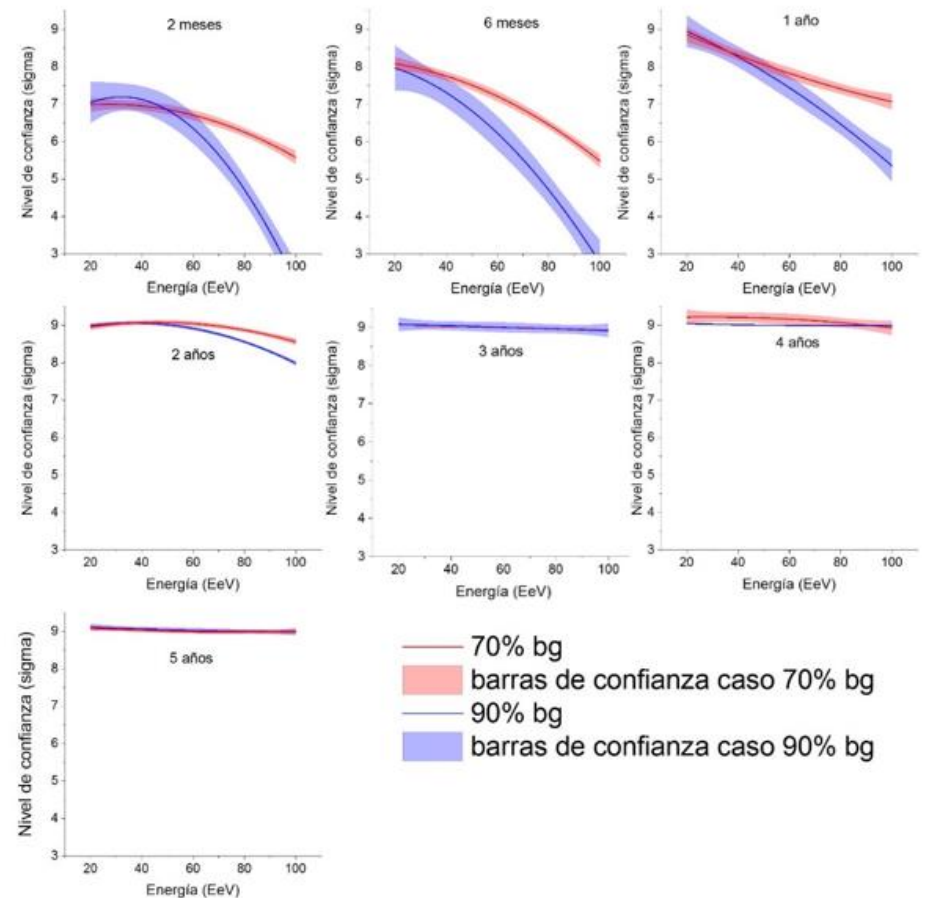


Figura 4.47 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones SBG aplicando las lentes JF12 y H14, para dos casos uno con 70% de background y otro con 90% de background. Considerando el número de partículas teórico que debe observar POEMMA desde sus 2 meses de funcionamiento hasta 5 años

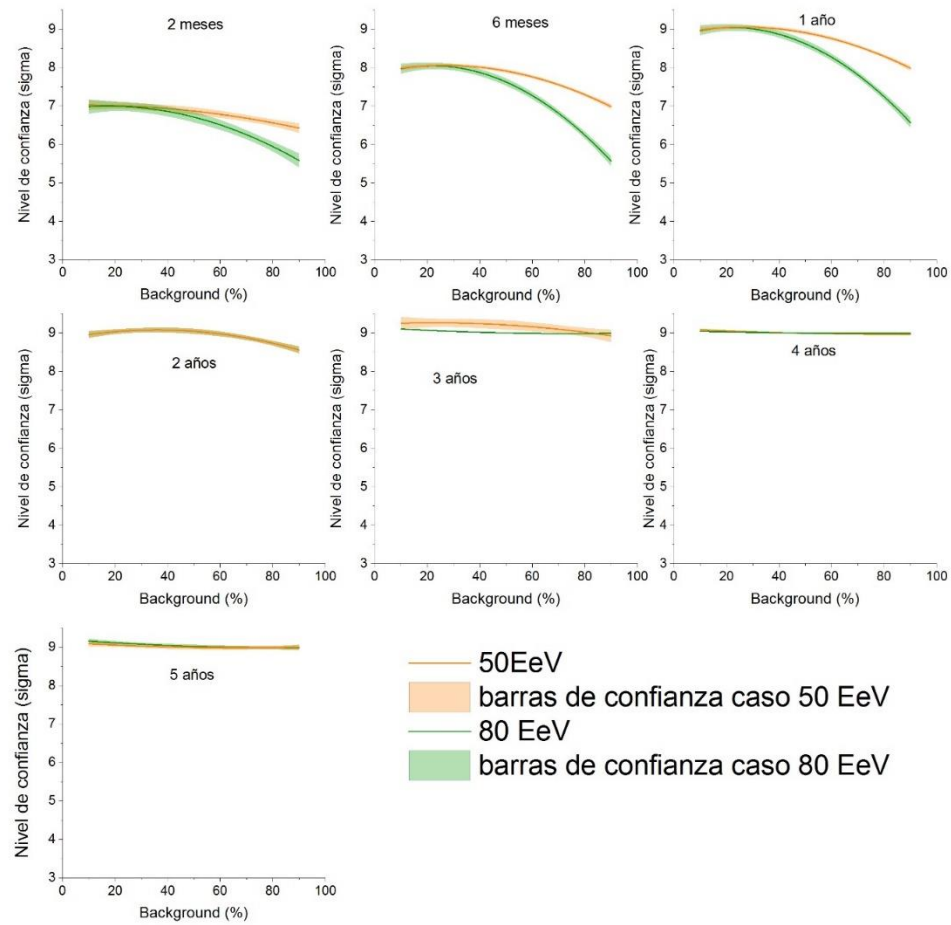


Figura 4.48 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones AGN aplicando las lentes JF12 y H7, para dos casos uno con 50 EeV y otro con 80EeV. Considerando el número de partículas teorico que debe observar POEMMA desde sus 2 meses de funcionamiento hasta 5 años

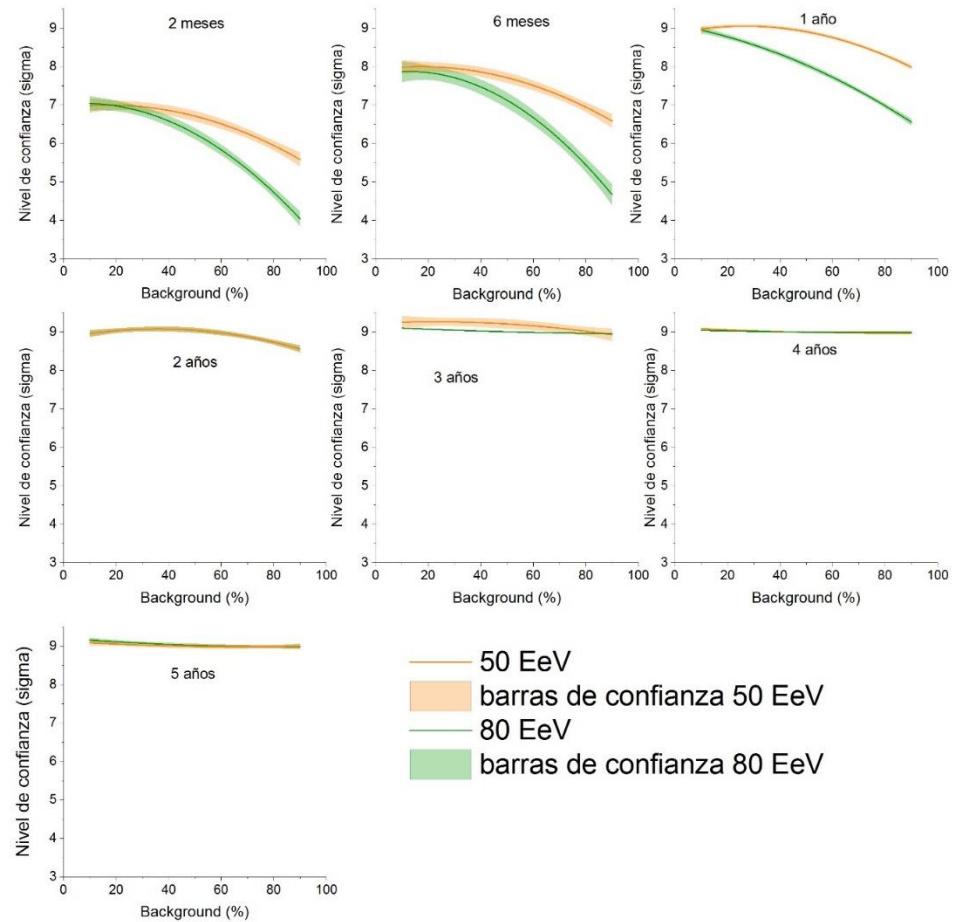


Figura 4.49 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones AGN aplicando las lentes JF12 y H14, para dos casos uno con 50 EeV y otro con 80 EeV. Considerando el número de partículas teórico que debe observar POEMMA desde sus 2 meses de funcionamiento hasta 5 años

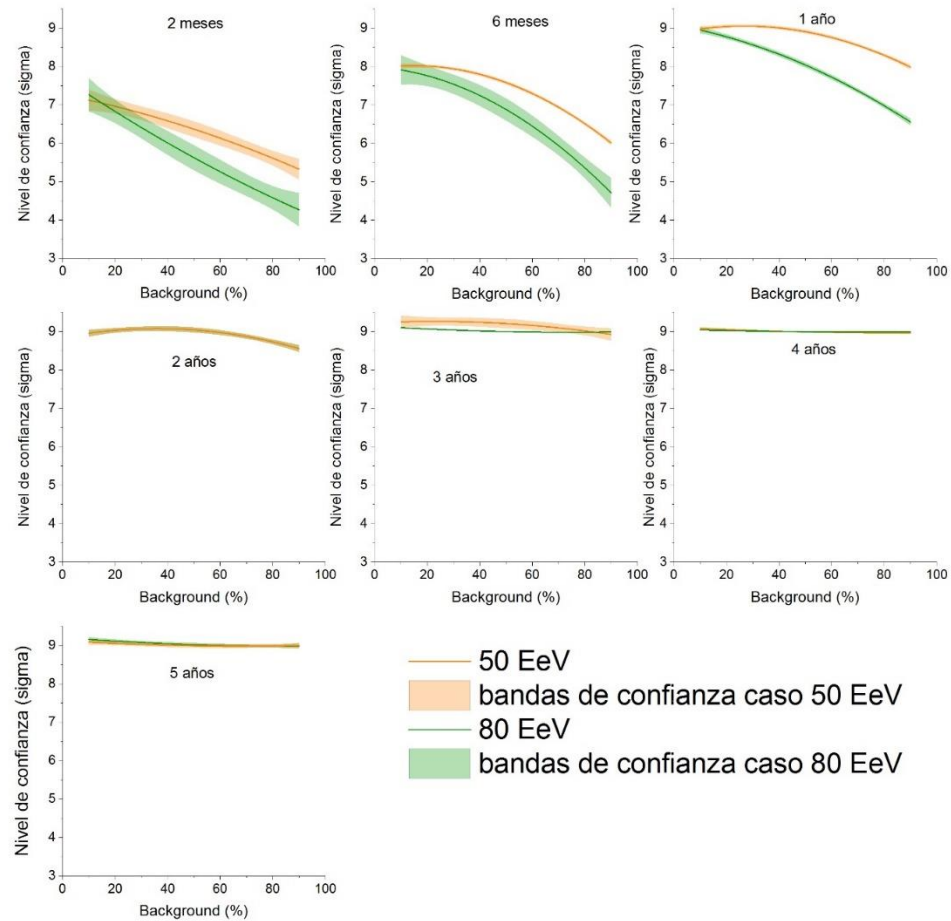


Figura 4.50 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones SBG aplicando las lentes JF12 y H7, para dos casos uno con 50 EeV y otro con 80 EeV. Considerando el número de partículas teórico que debe observar POEMMA desde sus 2 meses de funcionamiento hasta 5 años

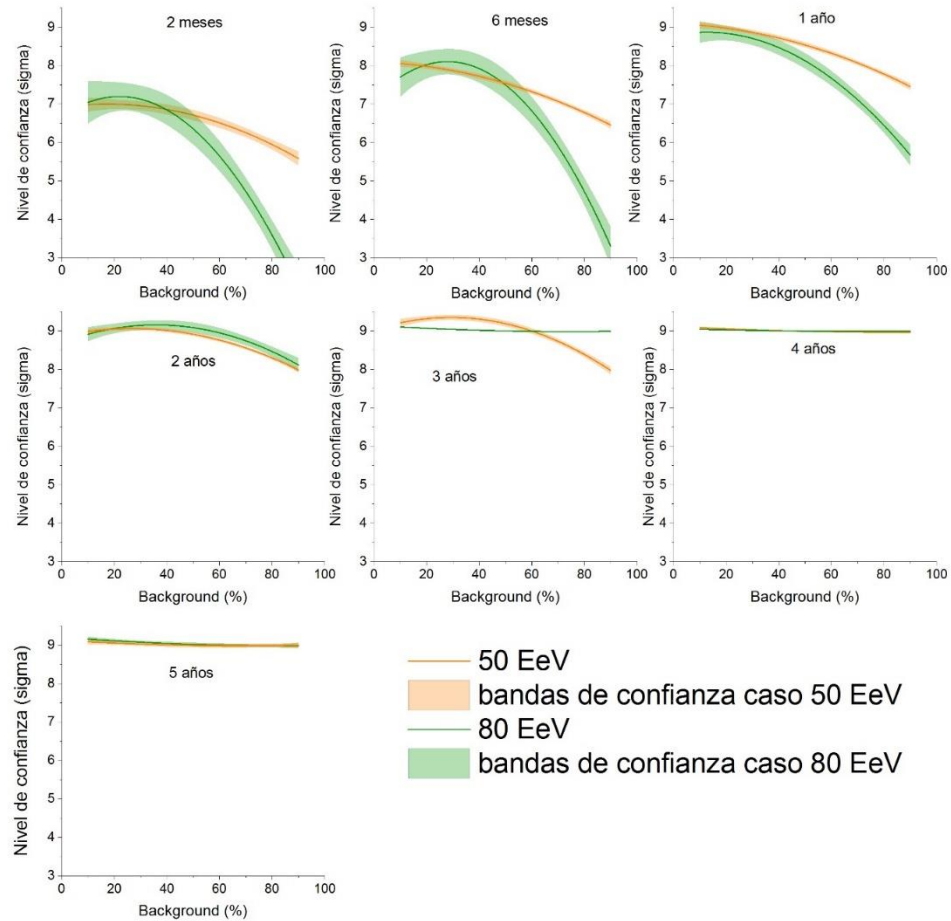


Figura 4.51 Comparación de nivel de confianza (sigma) para discriminar entre las medias de las funciones de autocorrelación de simulaciones SBG aplicando las lentes JF12 y H14, para dos casos uno con 50 EeV y otro con 80 EeV. Considerando el número de partículas teórico que debe observar POEMMA desde sus 2 meses de funcionamiento hasta 5 años

La figura 4.47 muestra el mismo análisis, pero comparando JF12 con H14. Ahí se observa que el nivel de confianza se incrementa con el tiempo pasando de 7 sigmas a 20 EeV y 6 sigmas a 100 EeV con 70% de background y 7 sigmas a 20 EeV y 3 sigmas a 100 EeV a 90% de background en solo dos meses. A 9 sigmas en todos los rangos de energía indistintamente del background utilizado.

Ahora respecto al análisis variando el porcentaje de background utilizado, tenemos la figura 4.48, donde se muestra la comparación temporal del nivel de confianza observado al comparar JF12 con H7 para la simulación de los AGN. Ahí se presenta que este se incrementa con el tiempo pasando de que en dos meses tenemos que a 10% de background se puede discriminar con hasta 7 sigmas de confianza mientras que a 90% de background se llega a 6.5 sigmas para el caso con 50 EeV., en el caso con 80 EeV se reduce a 6 sigmas para 90% de background. Desde el tercer año ya se alcanzado un nivel de confianza para discriminar de 9 sigmas en ambos casos de 50 EeV y 80 EeV a lo largo de todos los porcentajes de background estimados. La figura 4.49 hace este comparativo, pero para las lentes JF12 y H14. En donde se pasa de 7 sigmas para 10% de background, 6 sigmas en el caso de 50 EeV y 4 sigmas en el caso con 80 EeV cuando se presenta un 90% de background a tener 9 sigmas en todo el rango de porcentaje de background para ambos casos de límite inferior de energía tanto en el año 3, 4 y 5.

En la figura 4.50 se muestra la evolución temporal del nivel de confianza al variar el porcentaje de background para las simulaciones de SBG al comparar JF12 con H7. El nivel de confianza se incrementa de 7 sigmas a 10% de background y 5.5 sigmas en el caso de 50 EeV y 4.5 en el caso de 80 EeV cuando se han recopilado datos por dos años a 9 sigmas en todos los porcentajes de background y ambos casos de energía al llegar al tercer año. De forma análoga la figura 4.51 muestra la evolución temporal del nivel de confianza al variar el porcentaje de background para las simulaciones de SBG, pero comprando JF12 con H14. Igualmente, en los últimos 3 años ya se logra un nivel de confianza de 9 sigmas para discriminar modelos aplicando la prueba χ^2 .

Capítulo 5 Conclusiones

Para esta tesis se realizaron diversas simulaciones de la emisión y observación en la atmósfera terrestre de rayos cósmicos ultra energéticos con el uso del software libre CRPropa 3. Para ello se consideraron dos diferentes tipos de fuentes emisoras, cinco Galaxias de núcleo Activo (AGN) y veintiún Galaxias con brote estelar (SBG) dentro de un radio de 100 Mpc alrededor de la Vía Láctea. Dicha emisión fue con un índice espectral $Y=-1$, con partículas únicamente de Fe. Sin considerar un campo magnético intergaláctico.

Una vez realizada las simulaciones extragalácticas se realizó otra simulación de las trayectorias galácticas aplicando tres diferentes lentes magnéticas que consideraban tres diferentes modelos de campo magnético galáctico, Jansson & Farral 2012 y dos variaciones del modelo Fitoussi, Medina & D'Olivo 2020. Como resultado de esta simulación se obtuvieron mapas de proyección Hammer que muestran la dirección de llegada de las partículas a la atmósfera terrestre, con esto se estimaron las funciones de autocorrelación de distancia angular contra número de partículas, las cuales se calcularon con ayuda de la fórmula de Haversine, midiendo la distancia desde las coordenadas observadas para cada fuente.

Estos procesos se repitieron para ambos tipos de fuentes analizando diferentes cortes de energía, los parámetros de corte inferior de energía variaron desde 20 EeV hasta 110 EeV, y modificando el porcentaje de un fondo isotrópico (background) de partículas entre 10 % hasta 90 %. Asimismo, se consideraron diversos casos respecto al número de partículas observadas basándonos en el número reportado por el observatorio Pierre Auger en el artículo (Veron 2019), también se analizaron casos con una reescalación asumiendo una observación ideal del observatorio Pierre Auger en el cual viese el cielo completo considerando el doble de estadística que la reportada. Por último, se consideró las simulaciones con el número teórico de partículas que se espera sean observadas por POEMMA a lo largo de sus cinco años de funcionamiento.

Siendo el objetivo de este trabajo el caracterizar y llamar la atención del potencial impacto en la interpretación astrofísica de las direcciones de llegada de los rayos

cósmicos ultra energéticos ante la posible existencia de un Halo magnético extenso, e intentando mostrar si es posible distinguir a partir de las firmas magnéticas de las direcciones de llegada la presencia de un Halo magnético estructurado, dominado por una componente regular y extendida, de los casos realizados se hizo un análisis de prueba de hipótesis nula aplicando el test de χ^2 fin de analizar el nivel de confianza con el que podemos discriminar entre los casos que aplican diferentes modelos de lente magnética. Este análisis se realizó considerando la variación de energías mínimas y el porcentaje de background que acompañaban a las simulaciones.

En el momento de la realización de los mapas de proyección Hammer y la estimación de las funciones de autocorrelación nos encontramos con la situación de que para las fuentes de AGN se observaba un exceso puntualizado en picos específicos, después de variar algunos parámetros se detectó que dicho exceso representaba únicamente el brillo de la fuente Centaurus A, el cual es el AGN más cercano a nosotros. Sin embargo, dicho AGN no reporta un brillo tan significativo en los resultados reportados por el observatorio, razón por la cual se decidió omitir dicha fuente de los análisis futuros. La interpretación que realizamos respecto a esta diferencia de brillo simulado y observado es el que en nuestra simulación los objetos emiten isotrópicamente, pero Centaurus A físicamente presenta un Jet el cual no está direccionado hacia la Vía Láctea, y en caso de que su emisión tenga una dirección preferencial paralela a su jet, eso sumado a su cercanía podría representar que las trayectorias de las partículas aún no se han dispersado lo suficiente para asemejar una emisión isotrópica. Situación que no se presentaría igual en los demás AGN ya que el siguiente está a cuatro veces la distancia de Centaurus A y su emisión ya se observaría isotrópica.

En la sección dos del capítulo 4 de resultados se muestra distintos mapas de proyección Hammer y sus respectivas funciones de autocorrelación las cuales fueron descritas cualitativamente, y donde se destaca el hecho de que las funciones de dispersión de puntos observadas pueden marcar trazas que corren hasta por más de 40° de amplitud en latitud e incluso pueden extenderse hasta cambiar de

hemisferio respecto a la posición de la fuente que las emitió. En la figura 50 se muestra que incluso en los casos donde no se consideró la emisión de Centaurus A ni de NGC 4945 se observan partículas a energías superiores a 40 EeV en una distancia angular de 15° alrededor de las posiciones de dichas fuentes, este resultado discrepa de los resultados reportados por Caccianiga 2019 [38] donde las partículas observadas en esta región se atribuyen a alguna de las dos fuentes mencionadas. La observación de estos casos en donde aun con el modelo de JF12 se presentan partículas de alta energía en dicha región nos motiva a sugerir una reinterpretación de las distancias angulares esperadas al momento de querer correlacionar la posición de las posibles fuentes con la dirección de llegada de las partículas observadas a altas energías. Este resultado es aún más notorio si implementamos las lentes magnéticas de FMO, por lo cual también sería necesario integrar a la interpretación la posibilidad de características del campo magnético de la Vía Láctea que de momento no pueden medirse con precisión pero que la observación de otras galaxias espirales pareciera indicar que debemos presentar.

Respecto a los resultados obtenidos del análisis de la aplicación de la prueba de χ^2 para discriminar las funciones de autocorrelación al implementar las distintas lentes magnéticas. Se tiene que cuando se utiliza la estadística actual reportada por el observatorio Pierre Auger, a bajas energías todos los casos considerados presentan un nivel de confianza de discriminación de hasta 7 sigmas, sin embargo, este se reduce conforme incrementamos la energía llegando hasta solo 2 sigmas para el caso de 100 EeV, con un background del 90% al comparar JF12 con H14 en los SBG. Una tendencia parecida se observó cuando se analizaron los casos, pero variando el background, es decir al aumentar este el nivel de confianza se redujo, siendo 7 sigmas el nivel a 10% de background y solo 2 sigmas a 90% de background.

Respecto al análisis, pero considerando una reescalación del cielo de lo observado por el observatorio Pierre Auger. Tenemos que para ambos tipos de fuentes ambos niveles de confianza al discriminar se reducen, tanto al incrementar la energía como al incrementar el background. Todos los casos reportan un nivel de confianza en la discriminación de 7 sigmas para 20 EeV al igual que con 10% de background, sin

embargo, para los SBG al comparar las fuentes JF12 y H14 se reducen hasta 2 sigmas a energías de 100 EeV o 90% de background.

Finalmente, el caso en el que se estudia la modificación del nivel de confianza para discriminar según la prueba de χ^2 aplicado a las partículas que se espera observe POEMMA, aquí a las energías más bajas que estamos considerando, es decir 20 EeV se tiene que con el paso del tiempo se mejora el nivel de confianza para discriminar pasando de 7 sigmas a 9 sigmas. En cuanto a altas energías, es decir 100 EeV se pasa desde 5.5 sigmas cuando solo han pasado dos meses a 9 sigmas pasando el tercer año de funcionamiento. Para el análisis variando el porcentaje de background se observa algo análogo en donde a partir del tercer año de funcionamiento es posible discernir con 9 sigmas de confianza en todos los rangos de porcentaje de background.

De las tendencias de estos análisis observamos que el nivel de discriminación se reduce al incrementar la energía, esto se atribuye a dos factores, el primero es que a altas energías las partículas presentan una rigidez mayor por lo que se ven menos afectadas por el campo magnético que atraviesan y en segundo al hecho de que existe una estadística tan baja, (solo 21 partículas observadas en la reescalación) a las más altas energías que no es posible distinguir entre modelos, esta situación ya no se presenta en los datos de POEMMA al llegar al tercer año, puesto que su estadística esperada sería de 18 veces la estadística actual. Por otra parte, el nivel de confianza de discriminación también se ve reducido conforme se incrementa el porcentaje de background lo cual es físicamente consistente ya que al dominar la componente isotrópica del background las funciones de autocorrelación se homogenizan, sin embargo con el número de partículas que esperamos observe POEMMA esta situación también se ve sobrepasada y aun considerando un 90% de background, los datos de este satélite nos permitirían discriminar hasta con 9 sigmas de confianza.

Cabe señalar que, aunque las simulaciones y el análisis estadístico realizado muestran la posibilidad de discriminar con los datos actuales, hay que recordar que las simulaciones se realizaron considerando dos factores idealizados, por una parte, se consideró una emisión únicamente de hierro, lo cual contrasta con la emisión

mixta esperada. Y es que, aunque el observatorio Pierre Auger reporta que X_{\max} muestra una composición pesada a alta energía estos datos no descartan la emisión mixta.

Por otra parte, sería más adecuado no omitir el campo magnético intergaláctico para sumar sus efectos al campo magnético presentado por la Vía Láctea. Además, es importante señalar que el análisis estadístico de las funciones de autocorrelación se realizó considerando las posiciones de las mismas fuentes que emitían las partículas simuladas, siendo esta una suposición muy fuerte al asumir cuales son las fuentes de emisión, tema que aún está a discusión al no poder identificar aun la relación de las direcciones de llegada con la dirección de emisión. Esta situación intento aliviarse realizando los análisis presentados en la sección 4.3.2 donde se estima la función de autocorrelación, pero desde el otro candidato a fuentes al que se estaba simulando. En este caso se observa la misma tendencia en la que al aumentar la energía o el background se reduce el nivel de confianza de discriminación, pero este se reduce más que los observados en los casos donde la función de autocorrelación se estima desde las posiciones de las mismas fuentes emisoras. Finalmente hay que señalar que se hizo la comparación de capacidad de discriminación entre los resultados obtenidos al implementar las dos lentes magnéticas de FMO entre ellas, lo cual se muestra igual de favorable para bajas energías (20 EeV) y 10% de background y llega a un mínimo de 3 sigmas para altas energías (80 EeV) o en 4 sigmas para los casos con 90% de background.

Aun habiendo cumplido el objetivo de esta tesis, podría ser relevante considerar el mismo análisis, pero considerando otros factores como serian la emisión de partículas de baja masa en la inyección de las fuentes. Considerar una emisión de fuentes mixta, es decir tanto AGN como SBG simultáneamente. Considerar una variación de casos en el campo magnético intergaláctico. O implementar el análisis con los datos de Telescope Array y en un futuro no muy lejano con los datos ya reportados por POEMMA.

Referencias

- [1] T. Gaisser, R. Engel, and E. Resconi, *Cosmic Rays and Particles Physics*. Cambridge University Press, 2016.
- [2] G. E. Romero and J. M. Paredes, *Introducción a la astrofísica relativista*. Barcelona: Edicions de la Universitat de Barcelona, 2011.
- [3] O. A. Toborda-Pulgarin, “Efectos del campo magnético galáctico en las anisotropías a gran escala de los rayos cósmicos de alta energía,” Universidad Nacional de Cuyo, 2013.
- [4] V. F. Hess, “Penetrating Radiation in Seven Free Ballon Flights,” *Phys. Zeitschrift*, vol. 13, no. 1084, 1912.
- [5] M. Walter and A. W. Wolfendale, “Early history of cosmic particle physics,” *Eur. Phys. J. H*, vol. 37, pp. 323–358, 2012, doi: 10.1140/epjh/e2012-30020-1.
- [6] P. Auger, P. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin, N. Robley, and A. Freón, “Extensive Cosmic-Ray Showers,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 11, pp. 288–291, 1939.
- [7] C. Anderson, “The Positive Electron,” *Phys. Rev.*, vol. 43, pp. 491–499, 1933.
- [8] M. Bertolotti, *Celestial Messengers, Cosmic Rays the story of a scientific adventure*. Springer, 2013.
- [9] A. Ferriz Mas and J. A. Garzón Heydr, “Los rayos cósmicos: una nueva ventana al universo,” *Revista de divulgación del Instituto de Astrofísica de Andalucía*, 2018. <http://revista.iaa.es/content/los-rayos-cósmicos-una-nueva-ventana-al-universo>.
- [10] S. Mollerach and E. Roulet, “Progress in high-energy cosmic ray physics,” *Natl. Sci. Tech. Res. Counc.*, vol. 98, pp. 85–118, 2018.
- [11] L. Cazon and The Pierre Auger Collaboration, “Hadronic physics with the Pierre Auger Observatory,” 2016.
- [12] G. MedinaTanco, “Notas de clase de Rayos Cosmicos Ultra Energeticos,” 2019.
- [13] D. G. Melo, “El detector de Fluorescencia del Observatorio Pierre Auger,” Universidad Nacional de General San Martín, 2007.
- [14] T. Stanev, “Ultra High Energy Cosmic Rays,” 2004. astro-ph/0411113.
- [15] The Universty of Adelaide, “The Fly’s Eye Observatory (1981-1993),” 2005. <http://www.physics.adelaide.edu.au/astrophysics/hires/flyseye.html>.
- [16] P. Sokolsky and G. Thomson, “Highest energy cosmic-rays and results form

- the HiRes experiment,” *J. Phys. G Nuclear Part. Phys.*, vol. 34, pp. 401–428, 2007, doi: 10.1088/0954-3899/34/11/R01.
- [17] The University of Adelaide, “High Resolution Fly’s Eye (HiRes) Project,” 2005. <http://www.physics.adelaide.edu.au/astrophysics/hires/index.html>.
- [18] Institute for Cosmic Ray Research University of Tokyo, “AGASA (Akeno Giant Air Shower Array),” 2003. <http://www-akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA/>.
- [19] A. D. Guzman Cabrera, “Mapeo de Objetos extragalacticos utilizando partículas cargadas sobre la superficie terrestre,” Universidad Nacional Autónoma de México, 2009.
- [20] G. MedinaTanco, “Ultra-high Energy Cosmic Rays: from GeV to ZeV,” *Solar, Stellar Galact. Connect. Between Part. Phys. Astrophys.*, pp. 165–196, 2007, doi: https://doi.org/10.1007/978-1-4020-5575-1_5.
- [21] H. Sagawa and Telescope Array Collaboration, “Telescope Array extension,” *Nucl. Part. Phys. Proceeding*, pp. 145–152, 2016.
- [22] The Telescope Array Collaboration, “The Cosmic Ray Energy Spectrum between 2PeV and 2EeV Observed with the TALE Detector in Monocular Mode,” *Astrophys. J.*, vol. 865, 2018.
- [23] Pierre Auger Observatory, “A Hybrid Detector.” <https://www.auger.org/index.php/observatory/auger-hybrid-detector>.
- [24] J. Abraham and The Pierre Auger Collaboration, “Trigger and aperture of the surface detector array of the Pierre Auger Observatory,” *Nucl. Instrum. Meth*, vol. 613, pp. 29–39, 2010.
- [25] J. Abraham and The Pierre Auger Collaboration, “The Fluorescence Detector of the Pierre Auger Observatory,” *Nucl. Instruments Methods Phys. Res.*, vol. 620, pp. 227–251, 2010.
- [26] “Ubicación del Observatorio,” *Visitantes auger*, 2018. <https://visitantes.auger.org.ar/index.php/ubicacion/>.
- [27] B. Zimmermann and The Pierre Auger Collaboration, “Cosmic ray physics with the Auger Engineering Radio Array (AERA),” *Nucl. Part. Phys. Proc.*, pp. 90–95, 2017.
- [28] S. N. Müller, “Measurement of the cosmic ray composition with air showers detected by the AMIGA extension at the Pierre Auger Observatory,” Universidad Nacional de San Martín, 2018.
- [29] Pierre Auger Observatory, “HEAT High Elevation Auger Telescopes,” 2018. <https://www.auger.org/index.php/observatory/heat>.
- [30] T. Abu-Zayyad *et al.*, “The Knee and the Second Knee of the Cosmic-Ray Energy Spectrum,” *Astropart. Phys.*, 2018.
- [31] Particle Data Group, “Review of particle physics,” *Chinese Phys.*, vol. 40, p.

426, 2016.

- [32] A. D. Supanitsky, A. Cobos, and A. Etchegoyen, "Origin of the light cosmic ray component below the ankle," *Phys. Rev. D*, vol. 98, 2018.
- [33] G. MedinaTanco, "Space instrumentation for CR and Ultra-high energy cR," in *Reunión Anual de la Division de Particulas y Campos de la SMF*, 2021.
- [34] V. Verzi and The Pierre Auger Collaboration, "Measurement of the energy spectrum of energy cosmic rays using the Pierre Auger Observatory," 2019.
- [35] O. Deligny, The Pierre Auger Collaboration, and Telescope Array Collaborations, "The energy spectrum of ultra-high energy cosmic rays measured at the Pierre Auger Observatory and at the Telescope Array," 2019.
- [36] A. Di Matteo *et al.*, "Arrival Directions of Cosmic Rays at Ultra-High Energies," 2016.
- [37] A. Gómez, "Estudio de la comparación de rayos cósmicos de ultra alta energía en el Observatorio Pierre Auger," Universidad Nacional de la Plata, 2011.
- [38] The Telescope Array Collaboration, "Pierre Auger Observatory and Telescope Array: Joint Contributions to the 34th International Cosmic Ray Conference," 2015.
- [39] L. Caccianiga and The Pierre Auger Collaboration, "Anisotropies of the highest energy cosmic-ray events recorded by the Pierre Auger Observatory 15 years of operation," 2019.
- [40] O. A. Toborda-Pulgarin, "Estudios de anisotropias a grandes escalas angulares de los rayos cósmicos de alta energía detectados por el observatorio Pierre Auger," Centro Atómico Bariloche, 2018.
- [41] R. Kumar and D. Eichler, "The isotropy problem of sub-ankle ultra high energy cosmic rays," *Astrophys. J.*, vol. 781, 2014.
- [42] The Pierre Auger Collaboration, "An indication of anisotropy in arrival directions of Ultra-high-energy Cosmic Rays through Comparison to the Flux Pattern of Extragalactic Gamma-Ray Sources," *Astrophys. J. Lett.*, 2018.
- [43] B. C., "The angular resolution of the Pierre Auger Observatory," *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, doi: 10.1016/j.nuclphysbps.2009.03.063.
- [44] D. Mockler and The Pierre Auger Collaboration, "Reconstruction of Vertical Events Recorded by the Surface Detector of the Pierre Auger Observatory," 2019.
- [45] G. Golup, "Estudio de las direcciones de arribo de los rayos cósmicos de ultra-alta energía del observatorio Pierre Auger," Centro Atómico Bariloche, 2012.

- [46] A. Aab and The Pierre Auger Collaboration, "Search for magnetically induced signatures in the arrival directions of ultra-high-energy cosmic rays measured at the Pierre Auger Observatory," *JCAP*, vol. 06, 2020.
- [47] M. Wirtz and The Pierre Auger Collaboration, "Search for magnetically-induced signatures in the arrival directions of UHECR measured by the Pierre Auger Observatory," 2019.
- [48] A. Olinto *et al.*, "The POEMMA (Probe of extreme multi-messenger Astrophysics) Observatory," 2020.
- [49] A. Ruzmaikin, A. Shukurov, and D. Sokoloff, *Magnetic Fields of Galaxies*. Kluwer Academic Publishers, 1988.
- [50] R. Beck, "Galactic and extragalactic magnetic fields," *Sp. Science Reviews*, vol. 99, 2001, doi: 10.1023/A:1013805401252.
- [51] D. Harari, S. Mollerach, E. Roulet, and F. Sánchez, "Lensing of ultra-high energy cosmic rays in turbulent magnetic fields," *J. High Energy Phys.*, vol. 2002, 2002, doi: 10.1088/1126-6708/2002/03/045.
- [52] S. Mollerach and E. Roulet, "Progress in high-energy cosmic ray physics," *Prog. Part. Nucl. Phys.*, vol. 98, 2018, doi: 10.1016/j.pnpnp.2017.10.002.
- [53] T. Stanev, *High Energy Cosmic Rays*. Springer, 2010.
- [54] M. KachelrieR, "Lecture Notes on High Energy Cosmic Rays," 2007.
- [55] K. Kotera and A. Olinto, "The Astrophysics of Ultrahigh Energy Cosmic Rays," *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, vol. 49, 2011, doi: 10.1146/annurev-astro-081710-102620.
- [56] R. Durrer and A. Neronov, "Cosmological magnetic fields: their generation, evolution and observation.," *A&ARv*, vol. 21, p. 62, 2013, doi: 10.1007/s00159-013-0062-7.
- [57] S. Furlanetto and A. Loab, "Intergalactic magnetic fields from quasar outflows.," *Astrophys. J.*, vol. 556, 2001, doi: 10.1086/321630.
- [58] D. Ryu and H. Kang, "Cosmic Magnetic Fields in Large Scale Filaments and Sheets," *Astron. Astrophysics*, vol. 335, 1998.
- [59] R. Jansson and G. R. Farrar, "A new model of the galactic magnetic field," *Astrophys. J.*, vol. 757, no. 1, 2012, doi: 10.1088/0004-637X/757/1/14.
- [60] P. Terral and K. Ferriere, "Constraints from Faraday rotation on the magnetic field structure in the Galactic halo," *Astron. Astrophysics*, vol. 600, 2017.
- [61] J. Han, K. Ferriere, and R. Manchester, "The spatial energy spectrum of magnetic fields in our galaxy," *Astrophys. J.*, vol. 610, 2004, doi: 10.1086/421760.
- [62] A. Chavez, "Correlación de rayos cósmicos ultraenergéticos usando peso

por distancia y desviación por campos magnéticos galácticos,” Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo, 2013.

- [63] U. Reyes, “Energía cinética de neutrones emergentes producidos por fotodesintegración en un acelerador médico lineal,” *Rev. Mex. Ing. biomédica*, vol. 34, pp. 125–130, 2013.
- [64] B. Wundheiler, “Rayos cósmicos con energías entre 10^{17} y 10^{19} ,” Universidad de Buenos Aires, 2013.
- [65] T. Fitoussi, “Private communication: Hydrogen and iron graphs,” 2020.
- [66] T. Fitoussi, “Les cascades électromagnétiques cosmologiques comme sondes du milieu intergalactique,” Université Paul Sabatier, 2017.
- [67] F. Lacasa, “Non-gaussianity and extragalactic foregrounds to the cosmic microwave background,” 2014.
- [68] G. Lagache, “Cosmic, Dusty infrared galaxies : Sources of the Astrophysics, infrared background.,” *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 2005.
- [69] M. Schirber and J. Bullock, “Faint active galactic nuclei and the ionizing background,” *Astrophys. J.*, vol. 504, 2003, doi: 10.1086/345662.
- [70] E. Armengaud, G. Sigl, and F. Miniati, “CRpropa: A numerical tool for the propagation of UHE cosmic rays, gamma rays and neutrinos,” *Astropart. Phys.*, vol. 28, pp. 463–471, 2007.
- [71] C. Heiter, D. Kuempel, D. Waltz, and M. Erdmann, “Production and propagation of ultra-high energy photons using CRPropa 3,” *Astropart. Phys.*, vol. 102, pp. 39–50, 2018.
- [72] Cr. 3, “Galactic Lensing of Simulated Cosmic Rays,” 2020. https://crpropa.github.io/CRPropa3/pages/example_notebooks/galactic_lensing/lensing_cr.v4.html.
- [73] R. Alves Bautista *et al.*, “Cosmic ray propagation with CRPropa 3,” *Journas Phys. Conf. Ser.*, vol. 608, 2015.
- [74] R. Alves Batista *et al.*, “CRPropa A Toolbox of Cosmic Rays,” *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 1181, 2019.
- [75] R. Alves Batista *et al.*, “CRPropa 3 a public astrophysical simulation framework for propagating extraterrestrial ultra high energy particles,” *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2016.
- [76] S. Motalebi, *HEALPix and healpy with examples*. 2020.
- [77] “CRPropa 3 Documentación,” 2020. <https://crpropa.github.io/CRPropa3/>.
- [78] S. Mollerach, “Techniques to study cosmic ray anisotropies,” 2009.
- [79] G. R. Farrar, N. Awal, and M. Sutherland, “The Galactic Magnetic Field and UHECR Optics,” 2015.

- [80] C. for C. and P. P. N. Y. University, "The Galactic Magnetic Field," 2012. [www.apc.uhttps://arxiv.org/pdf/1512.00051.pdf](https://arxiv.org/pdf/1512.00051.pdf)iv-paris7.fr/~semikoz/CosmicRays/CosmicRays/Dec13/farrar.pdf.
- [81] R. Jansson and G. R. Farrar, "A new model of the galactic magnetic field," *Astrophys. J.*, 2012.
- [82] G. R. Farrar, "The Galactic magnetic field and its lensing of ultrahigh energy and galactic cosmic rays," 2015.
- [83] T. Fitoussi, G. MedinaTanco, and D. J. Carlos, "Faraday rotatio constraints of large scale Halo model," 2020.
- [84] O. Camino Costa, "Desarrollo de una aplicación de realidad aumentada sobre Android para el apuntalamenito de los nodos en el telescopio de neutrinos Antares," Universidad Politecnica de Valencia, 2012.
- [85] C. D. Amaya Jaramillo, "Sistema de monitoreo pasivo para vehículos mediante GPS," Escuela Politécnica Nacional, 2010.
- [86] C. Cotter, *Sines, Versines and Haversines in Nautical Astronomy*. .
- [87] B. Nizamov and M. Pshirkov, "Constraints on the AGN flares as sources of ultra-high energy cosmic rays from the Fermi-LAT observations," 2020, doi: 10.1088/1475-7516/2020/03/060.
- [88] C. for A. and Supercomputing, "Cosmos -Active Galactic Nuclei." <https://astronomy.swin.edu.au/cosmos/A/Active+Galactic+Nuclei>.
- [89] P. Petitjean, F. Wang, W. F, and J. Wei, "GRBs and fundmental physics," 2016.
- [90] INAOE, "HAWC: Observaciones de Fuentes transitorias para Analizar los Rayos Cósmicos Extra-Galácticos." https://www.inaoep.mx/~hawc/ciencia/rayos_cosmicos.php.
- [91] A. Di Matteo, T. Bister, J. Biteau, L. Caccianiga, The Pierre Auger Collaboration, and Telescope Array Collaborations, "Full-sky searches for anisotropies in UHECR arrival directions with the Pierre Auger Observatory and the Telescope Array," 2019.
- [92] A. Romero -Wolf, J. Alvarez, A. Anchordoqui, D. Bergman, and W. Cavalho, "Radio Detection of Ultra-high energy cosmic rays with low lunar orbiting Small Sats," *Lett. Interes.*, 2021, [Online]. Available: <https://arxiv.org/pdf/2008.11232.pdf>.
- [93] T. Muxlow, R. Beswick, A. Richards, and H. Thrall, "Starburst Galaxies," 2020.
- [94] N. Wilson, K. Karl-Heinz, and M. Erick, "Testing the Pierre Auger Observatory starburst galaxy correlation aided anisotropy result with CRPropa simulations," *Verhandlungen der Dtsch. Phys. Gesellschaft*, 2019.

- [95] “Rstudio chisq.” p. <https://www.rdocumentation.org/packages/stats/vers,> 2020.
- [96] N. Boardman *et al.*, “Are the Milky Way and andromeda unusual? A comparison with Milky Way and Andromeda analogues,” *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, vol. 498, no. 4, pp. 4943–4954, 2020.
- [97] T. Jaffe, “Practical Modeling of Large-Scale Galactic Magnetic Fields: Status and Prospects,” *Galaxies*, 2019.
- [98] M. Krause *et al.*, “CHANG-ES XXII: Coherent Magnetic Fields in the Halos of Spiral Galaxies,” *A&A*, 2020, doi: 10.1051/0004-6361/202037780.
- [99] R. Kraft, W. Forman, C. Jones, and M. S, “Chandra Observations of the X-Ray Jet in Centarurus A,” *Astrophys. J.*, 2001.
- [100] T. . Kneiske and H. Dole, “A lower-limit flux for the extragalactic background light,” *Astron. Asthophysics*, vol. 515, 2010.
- [101] J. Puget and F. Stecker, “The distribution of cosmic rays in the galaxy and their dynamic as deduced from recent gamma ray observations,” *Astrophys. J.*, 1974.
- [102] A. Franceschini and G. Rodighiero, “The extragalactic background light revisited and the cosmic photon-photon opacity,” *Astron. Asthophysics*, 2018.
- [103] J. Frinke, S. Razzaque, and C. Dermer, “Modeling the Extragalactic background light from stars and dust,” 2009.
- [104] R. Gilmore, R. Somerville, J. Primack, and A. Dominguez, “Semi-analytic modeling of the EBL and consequences for extragalactic gamma-ray spectra,” *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 2011.
- [105] R. Protheroe and P. Biermann, “A new estimate of the extragalactic radio background and implications for ultra-high-energy gamma-ray propagation,” *Astroparticles Phys.*, 1996.
- [106] N. Oppermann, H. Junklewitz, and M. Greiner, “Estimating extragalactic Faraday rotation,” *Astron. Asthophysics*, 2014.
- [107] W. MathWorld, “Hammer-Aitoff Equal-Area Projection,” 2021. <https://mathworld.wolfram.com/Hammer-AitoffEqual-AreaProjection.html>.