

DEPARTAMENTO DE ASTROFISICA

Universidad de La Laguna

***Búsqueda de evidencias de aceleración de
hadrones en Remanentes de Supernova***

Memoria que presenta
D^a. M^a Teresa Costado Dios
para optar al grado de
Doctor en Ciencias Físicas.

Dirigida por
Ramón García López
y
Carlos Delgado Méndez



INSTITUTO DE ASTROFISICA DE CANARIAS
diciembre de 2009

”La constancia es la virtud por la que todas las cosas dan su fruto”

Agradecimientos

En primer lugar quisiera dar las gracias a los directores de mi tesis, que sin ellos este trabajo no hubiera sido posible. También agradecerles la oportunidad que me dieron de unirme al grupo de Astrofísica de Partículas del Instituto de Astrofísica de Canarias, de realizar el doctorado en tan prestigiosa institución y de entrar a formar parte de sus vidas. Es mucho lo que he aprendido con y de ellos tanto profesional como personalmente, porque me han ayudado en mi trabajo y dado consejos muy útiles en mi vida.

Como miembro de la Colaboración MAGIC, estoy muy agradecida de pertenecer a tan prestigioso e importante proyecto, de haber encontrado y conocido a personas maravillosas, que sin el esfuerzo de cada uno de ellos, y también de los que ya no están, el proyecto no hubiera sido posible. Espero que mi trabajo también sea un pequeño granito de arena a tan grandioso experimento. Sinceramente, dentro de este grupo de trabajo y de la colaboración, me he sentido muy querida porque todos ellos forman una gran familia.

También quisiera agradecer a todos los miembros de mi grupo su apoyo, en especial a Carlos, su paciencia ante mis continuas preguntas y dudas desde el principio y a lo largo de los años que ha durado mi doctorado.

A los miembros del tribunal, mi agradecimiento por haberse prestado a leer y evaluar mi trabajo.

A toda la gente que he conocido en mi paso por Tenerife, tanto compañeros de profesión como personal del IAC, que me han ayudado y aconsejado en muchos momentos, en especial a María Díaz, Carmen Eliche y Carmen Padilla.

A mi familia, mi pareja y amigos que siempre han estado ahí, en los momentos buenos y en los malos, con su apoyo incondicional, sin importar nada ni nadie, sólo mi felicidad.

Y por último, a tí lector, que si estás leyendo esto es porque te interesa el tema de mi tesis y sabré que tanto esfuerzo habrá servido para futuras generaciones de investigadores.

Resumen

Desde el espacio exterior llegan constantemente a la Tierra gran cantidad de partículas cargadas, la mayoría protones, aunque algunas veces también llegan núcleos atómicos que pueden ser tan masivos como el hierro. El espectro de estas partículas abarca un rango muy amplio de energía y sigue una ley de potencias. Este espectro plantea el problema de averiguar cuáles son los mecanismos físicos que lo pueden generar. Una de las primeras cuestiones es determinar el lugar de origen y la correlación con algún objeto astrofísico con el objetivo de elaborar un modelo que explique a qué se deben esas altas energías. Es de esperar que en los posibles escenarios astrofísicos en los que estas partículas adquieren su energía se libere radiación electromagnética. La dirección de estos fotones no sufre los efectos de los campos magnéticos interestelares, por tanto el estudio y detección de los mismos proporciona la posibilidad de encontrar información acerca del origen de los rayos cósmicos.

Nuestro propósito será el estudio del origen de los rayos cósmicos Galácticos. Se llevará a cabo un análisis de un conjunto de candidatos a fuentes de rayos cósmicos observadas con el telescopio MAGIC-I (Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov) para obtener el espectro de la señal de la emisión asociada o, en caso de no encontrarse, determinar un límite superior al flujo de rayos γ para compararlo con observaciones de otros telescopios o para en un futuro hacer más observaciones con los telescopios MAGIC. Básicamente se observarán Remanentes de Supernova, pues son los mejores candidatos a regiones donde se aceleren los hadrones existentes en los rayos cósmicos de tan altas energías.

Summary

From outer space constantly a large amount of charged particles arrive at Earth, mostly protons, although sometimes also the atomic nuclei arrive, which can be as massive as iron. The spectrum of these particles covers a wide range of energy and follows a power law. Then we have the problem of finding out what are the physical mechanisms that can generate this spectrum. One of the first questions is to determine the origin and correlation with some astrophysical objects to produce a model that should explain these high energies. It is hoped that the astrophysics scenarios, in which these particles acquire their energy, electromagnetic radiation is released. The direction of these photons does not suffer the effects of interstellar magnetic fields, therefore the study and detection of them provide the possibility of finding information about the origin of cosmic rays.

Our aim will be to study the origin of Galactic cosmic rays. It was carried out an analysis of a set of candidate sources of cosmic rays observed with the telescope MAGIC-I (*Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov*) to obtain the spectrum of the signal from the associated emissions or, if not found, to determine an upper limit to the flux of gamma rays to compare with observations done by other telescopes or in the future to make more observations with the MAGIC telescopes. Basically supernova remnants will be observed, since they are the best candidates to be regions where hadron are accelerated that can be found in high energy cosmic rays.

Índice

1. Introducción	1
2. Astronomía de rayos γ de muy alta energía	5
2.1. Radiación Cósmica	5
2.2. Producción y propagación de los rayos γ	13
2.3. Técnicas de detección	16
2.3.1. Desde globos y satélites	16
2.3.2. Desde tierra	21
2.4. Fuentes cósmicas de muy alta energía	27
2.4.1. Remanentes de Supernova	27
2.4.2. Púlsares y su nebulosa	32
2.4.3. Sistemas Binarios con acreción estelar	32
2.4.4. Núcleos Activos de Galaxias	36
2.4.5. Luz extragaláctica de fondo	36
2.4.6. Explosiones de rayos γ	37
2.4.7. Búsqueda de candidatos a materia oscura no bariónica	37
3. Cascadas atmosféricas y luz Cherenkov	39
3.1. Cascadas atmosféricas	39
3.1.1. Cascadas iniciadas por rayos γ	40
3.1.2. Cascadas iniciadas por rayos cósmicos	41
3.1.3. Desarrollo longitudinal y lateral de la cascada	43
3.2. Luz Cherenkov	48
3.3. Técnica de detección de los telescopios Cherenkov	53
4. Los telescopios MAGIC	61
4.1. Telescopio MAGIC-I	61
4.1.1. Montura, reflector y espejos	62
4.1.2. La cámara	66
4.1.3. Los fotomultiplicadores	68
4.1.4. El sistema de lectura	70
4.1.5. El sistema de <i>trigger</i>	71

4.1.6.	El sistema de adquisición de datos	74
4.1.7.	El sistema de calibración	77
4.2.	Resultados relevantes de MAGIC-I	79
4.2.1.	Materia Oscura	80
4.2.2.	Explosiones de Rayos Gamma	81
4.2.3.	Núcleos Activos de Galaxias	81
4.2.4.	Púlsares	83
4.2.5.	Fuentes Galácticas	85
4.3.	Telescopio MAGIC-II	87
5.	Proceso de análisis de los datos de MAGIC-I	93
5.1.	Observaciones con el telescopio MAGIC-I	95
5.2.	Simulaciones Monte Carlo	96
5.3.	Calibración y extracción de las imágenes de las cascadas	98
5.3.1.	Sustracción del pedestal	98
5.3.2.	Integración de la carga en cada píxel	99
5.3.3.	Calibración	101
5.3.4.	Limpiado y parametrización de la imágenes	102
5.4.	Reconstrucción de los sucesos	105
5.4.1.	Cortes de calidad	106
5.4.2.	Estimación de la hadronicidad	107
5.5.	Estimación de los parámetros primarios	109
5.5.1.	Estimación de la energía	109
5.5.2.	El método <i>DISP</i>	110
5.6.	Significancia y Espectro	112
5.6.1.	Significancia	112
5.6.2.	Cálculo área efectiva y tiempo de observación efectivo	114
5.6.3.	Espectro	116
5.7.	Sensibilidad de MAGIC-I	120
6.	Desarrollo de los mapas del cielo	123
6.1.	Skymap	123
6.2.	Estimación del fondo	124
6.2.1.	Método <i>Template</i>	125
6.2.2.	Método <i>Ring</i>	126
6.2.3.	Método <i>Model</i>	129
7.	Estudio de Remanentes de Supernova	137
7.1.	Justificación de los cortes	137
7.2.	Caracterización y resultados de las fuentes analizadas	140
7.2.1.	Análisis de IC443	143
7.2.2.	Análisis de W66	151
7.2.3.	Análisis de W44	158

8. Otras fuentes analizadas	167
8.1. Cúmulo globular M13	168
8.2. Región de formación estelar M42	173
9. Conclusiones y Trabajo Futuro	179
A .Apéndice A: Mecanismo de aceleración de Fermi	185
B .Apéndice B: El experimento AMS	191
C .Apéndice C: Parámetros de Hillas	199
D .Apéndice D: Mirando al cielo	205
Bibliografía	213

Índice de tablas

2.1. Características principales de cuatro telescopios Cherenkov	27
7.1. Tipos de datos para las fuentes observadas	142
7.2. Límites superiores al flujo diferencial para la fuente W66	158
7.3. Límites superiores al flujo diferencial para la fuente W44	164
8.1. Tipos de datos para las fuentes observadas	167
8.2. Límites superiores al flujo diferencial para la fuente M13	172
8.3. Límites superiores al flujo diferencial para la fuente M42-MTHS . . .	177
D .1. Las fuentes analizadas y su constelación	205

Índice de figuras

2.1. Detectores de rayos cósmicos	8
2.2. Espectro de los diferentes componentes de los rayos cósmicos	9
2.3. Espectro de energía obtenido con el programa CORSIKA	10
2.4. Espectro de un rayo cósmico representando la energía frente al flujo	11
2.5. Esquema representativo de la dirección de un rayo γ y de un rayo cósmico	12
2.6. Principales procesos que afectan a partículas de energías relativistas	13
2.7. Fotografía del experimento CREAM	17
2.8. Fotografías de los experimentos CGRO e INTEGRAL	18
2.9. Fotografías del satélite Fermi-GLAST y AMS	20
2.10. Imágenes de los experimentos STACEE, CACTUS y CELESTE	22
2.11. Imágenes del experimento PAO y de un detector de OWL	24
2.12. Imágenes de los experimentos Tibet AS-gamma y HEGRA	25
2.13. Imágenes de los experimentos VERITAS, CANGAROO-III, HESS y MAGIC-I	26
2.14. Mapa del cielo de fuentes γ de muy alta energía descubiertas hasta 2007	28
2.15. Imágenes de la Nebulosa del Cangrejo en diferentes filtros	29
2.16. Imagen de una variable cataclísmica con sus componentes	33
2.17. Objetos donde se producen chorros	35
3.1. Desarrollo de una cascada atmosférica iniciada por un rayo γ	41
3.2. Desarrollo de una cascada hadrónica iniciada por un rayo cósmico	43
3.3. Desarrollo longitudinal en la atmósfera de una cascada electromagnética	45
3.4. Número de electrones de una cascada electromagnética frente a la profundidad atmosférica	46
3.5. Desarrollo lateral de una cascada electromagnética	47
3.6. Imagen del anillo Cherenkov para las cascadas	49
3.7. Densidad de fotones para un rayo γ y para un protón	50
3.8. Espectro de la luz Cherenkov después de los procesos de atenuación	52
3.9. Dos técnicas de detección terrestre dependiendo de la energía del rayo γ primario	54

3.10. Esquema del principio de la técnica Cherenkov	56
3.11. Ejemplo de los diferentes tipos de imágenes en la cámara	57
4.1. Imagen del telescopio MAGIC-I	62
4.2. Esquema del telescopio MAGIC-I	63
4.3. Estructura interna de los espejos del telescopio MAGIC-I	64
4.4. Sistema activo de control de las posiciones de los espejos de MAGIC-I	65
4.5. Vista frontal de la cámara de MAGIC-I	66
4.6. Esquema y dimensiones de la cámara de MAGIC-I	67
4.7. Imagen de los PMTs colocados en la cámara	69
4.8. Esquema y eficiencia de los fotomultiplicadores	69
4.9. Cadena de lectura de los datos de MAGIC-I	71
4.10. Región de <i>trigger</i> en la cámara de MAGIC-I	72
4.11. Anillo donde se realiza el análisis del <i>sumtrigger</i>	74
4.12. Esquema del sistema de adquisición de datos de MAGIC-I	75
4.13. Concepto de la técnica de fibra óptica para el MUX	76
4.14. Esquema del sistema de adquisición de datos MUX	76
4.15. Imagen representativa del sistema de calibración	78
4.16. Gráfico del espectro de M87	82
4.17. Curva de luz del objeto 3c279 y mapa de significancia de la emisión para 3c66A	83
4.18. Descubrimiento del púlsar del Cangrejo y mapa del número de excesos para la Nebulosa del Cangrejo	84
4.19. Descubrimiento del microcuásar LSI +61 303, mapa del número de excesos y espectro de energía	86
4.20. Mapa del número de excesos de las fuentes TeV2032 y CasA	86
4.21. Foto de Google Earth de los dos telescopios MAGIC	88
4.22. Foto de la instalación de los primeros 42 espejos de MAGIC-II	89
4.23. Foto de los dos telescopios MAGIC	89
4.24. Foto de la cámara con la región de <i>trigger</i> para MAGIC-II	90
4.25. Esquema del sistema de <i>trigger</i> total para MAGIC-II.	91
4.26. Esquema del sistema de lectura Domino y sistema de calibración para MAGIC-II	92
5.1. Esquema de los procesos de análisis para los datos de MAGIC-I	94
5.2. Gráfica representativa de dos posiciones <i>wobble</i> posibles	96
5.3. Imagen de la PSF óptica para MAGIC-I	97
5.4. Ejemplos de señales de dos píxeles digitalizadas para Siegen y para MUX	100
5.5. Ejemplo ilustrativo del borde izquierdo del <i>spline</i> para MUX	100
5.6. Correlación entre el gradiente de tiempo y el parámetro <i>DIST</i>	104
5.7. Correlación entre el gradiente de tiempo y el parámetro <i>DIST</i> con el parámetro de impacto	105
5.8. Corte de sparks realizado en OSTERIA	106

5.9. Esquema de la estructura de los árboles de clasificación del Random Forest	108
5.10. Histograma del parámetro <i>hadronness</i>	109
5.11. Las dos posibles posiciones reconstruidas con el método <i>DISP</i>	111
5.12. La PSF de MAGIC-I para una fuente de rayos γ	112
5.13. Distribución del parámetro <i>ALPHA</i> para la fuente estandar la Nebulosa del Cangrejo	113
5.14. Área efectiva para rayos γ como una función de la energía simulada	115
5.15. Tiempo efectivo obtenido para la fuente Nebulosa del Cangrejo	116
5.16. Matriz de migración y espectro estimado de la Nebulosa del Cangrejo	117
5.17. Espectro real para la fuente estándar la Nebulosa del Cangrejo	118
5.18. Sensibilidad de MAGIC-I en comparación con otros telescopios	121
5.19. Sensibilidad teórica de MAGIC-II en comparación con otros telescopios	121
6.1. Gráfico ilustrativo del método <i>Template</i> para estimar el fondo para datos de la Nebulosa del Cangrejo	126
6.2. Gráfico del cociente de la distribución de <i>ALPHA</i>	126
6.3. Gráfico de θ^2 para la Nebulosa del Cangrejo de 2007 usando el método <i>Template</i>	127
6.4. Gráfico ilustrativo del método <i>Ring</i> para estimar el fondo	127
6.5. Mapa de significancias del número de excesos y residuos para la Nebulosa del Cangrejo de 2007 usando el método <i>Ring</i>	128
6.6. Gráfico de θ^2 para la Nebulosa del Cangrejo de 2007 usando el método <i>Ring</i>	129
6.7. Ajuste del factor de corrección $\Delta(r)$	130
6.8. Gráfico de la función $S - S^*$	132
6.9. Gráfico de las funciones S^* y S para la condición $\sigma_B = \sigma_{PSF}$	132
6.10. Forma de anillo "suavizado" para el método <i>Model</i>	133
6.11. Mapa de coordenadas <i>DISP</i> sin de-rotar para los datos de la Nebulosa del Cangrejo	134
6.12. Gráfico de la normalización y proyección en el cielo de los datos de la Nebulosa del Cangrejo	134
6.13. Mapa de la significancia del exceso y gráfico de residuos después de aplicar el método <i>Model</i> a los datos de la Nebulosa del Cangrejo de 2007	135
6.14. Gráfico de θ^2 para los datos de la Nebulosa del Cangrejo de 2007 con el método <i>Model</i>	135
6.15. Mapa de la significancia del exceso y gráfico de θ^2 para el método <i>Model</i> de los datos de la Nebulosa del Cangrejo de 2008	136
6.16. Mapa de la significancia del exceso y gráfico de θ^2 para el método <i>Wobble</i> de los datos de la Nebulosa del Cangrejo de 2008	136
7.1. Gráfico del <i>SIZE</i> vs <i>hadronness</i> para datos gamma y de hadrones	138
7.2. Gráfico del <i>hadronness</i> para datos de la Nebulosa del Cangrejo	138

7.3. Gráfico de significancia y residuos para los datos de la Nebulosa del Cangrejo de 2008	139
7.4. Gráfico de θ^2 para los datos de la Nebulosa del Cangrejo de 2008 . . .	139
7.5. Imagen en óptico de IC443 con IC444	141
7.6. Imagen en infrarrojo de W44	141
7.7. Imagen en óptico de W66	142
7.8. Imagen de óptico con radio y de 2MASS para IC443	143
7.9. Imagen de Chandra y Rosat para IC443	144
7.10. Imagen esquemática del remanente y el anillo molecular para IC443 . . .	145
7.11. Mapa de significancia y residuos para IC443 para las observaciones de 2005/2006	146
7.12. Gráfico <i>run</i> vs <i>rate</i> para IC443	147
7.13. Gráfico de θ^2 para IC443 para las observaciones de 2006/2007	148
7.14. Mapa del número de excesos para IC443 para las observaciones de 2006/2007	148
7.15. Mapa de residuos para IC443 para las observaciones de 2006/2007 . .	149
7.16. Espectro de energía de IC443	149
7.17. Imagen en radio de W66	152
7.18. Imagen en rayos X por Rosat y Asca de W66	153
7.19. Mapa de significancia y gráfico de residuos para W66 de las observaciones de 2005	155
7.20. Mapa de significancia para W66 de las observaciones de 2005 y 2006 .	156
7.21. Gráfico ángulo cenital vs <i>rate</i> para W66	156
7.22. Gráfico θ^2 para W66 de los datos de 2008	157
7.23. Gráfico de significancias y residuos para W66 para los datos de 2008 .	157
7.24. Imagen por Chandra y Rosat de W44	159
7.25. Imagen en radio e infrarrojo medio de W44	160
7.26. Gráfico θ^2 para W44 para los datos de 2005	162
7.27. Gráfico del ángulo cenital vs <i>rate</i> para W44	163
7.28. Gráfico θ^2 para W44 de los datos de 2008	164
7.29. Gráfico de significancias y residuos para W44 para los datos de 2008 .	165
8.1. Imagen de UV y por 2MASS de M13	169
8.2. Imagen de Rosat y XMM de M13	170
8.3. Gráfico <i>run</i> vs <i>rate</i> para M13	171
8.4. Gráfico θ^2 y <i>ALPHA</i> para M13	171
8.5. Gráfico de significancias y residuos para M13	172
8.6. Imagen en óptico de M42 e imágenes por Hubble y Chandra del trapecio	174
8.7. Mapa de significancias en el campo de visión de M42 de la tesis de Martin Tluczykont	175
8.8. Gráfico <i>run</i> vs <i>rate</i> para M42-MTHS	176
8.9. Gráfico θ^2 para M42-MTHS	176
8.10. Gráfico de significancias y residuos para M42-MTHS	177

A .1.	Esquema del mecanismo de aceleración propuesto por Fermi	186
B .1.	Mapa de los países que forman parte de la colaboración AMS	192
B .2.	Desglose en los distintos detectores del experimento AMS	193
B .3.	Espectro de masa para dos isótopos del berilio	197
B .4.	Reconstrucción de la velocidad usando isótopos de helio y berilio . . .	198
C .1.	Interpretación geométrica de los parámetros de Hillas	199
C .2.	Comparación de la distribución para diferentes parámetros de Hillas para rayos γ	203
D .1.	Mapa del cielo con todas sus constelaciones y fuentes de estudio mar- cadas	206
D .2.	Imagen de la constelación de Géminis y su representación mitológica .	207
D .3.	Imagen de la constelación del Cisne y su representación mitológica .	208
D .4.	Imagen de la constelación del Águila y su representación mitológica .	209
D .5.	Imagen de la constelación de Hércules y su representación mitológica .	210
D .6.	Imagen de la constelación de Orión y su representación mitológica .	211

1

Introducción

La astronomía γ se ocupa del estudio del Universo en la zona del espectro electromagnético correspondiente a energías mayores o del orden de un Mega-electrón-Voltio ($\text{MeV} = 1.602 \times 10^{-13}$ julios). Desde el punto de vista astrofísico, se puede definir este campo como el estudio del Universo "no térmico", dado que las altas energías implicadas descartan el origen térmico de la radiación. Como los fotones, al carecer de carga, no pueden ser acelerados de manera directa, la observación de la radiación γ apunta a la presencia en la fuente de alguna clase de acelerador de partículas cargadas o rayos cósmicos. Estas partículas al estar cargadas pierden toda información sobre direccionalidad, con lo que no se sabe de donde proceden. La búsqueda del origen incierto de los rayos cósmicos tiene en la astronomía γ su mejor herramienta.

La astronomía γ se divide en tres rangos energéticos: alta energía (< 100 GeV), muy alta energía (de 100 GeV hasta 100 TeV) y ultra-alta energía (> 100 TeV). Las observaciones directas con instrumentos en satélites son posibles en el primero de los tres rangos, puesto que su sensibilidad está limitada por la pequeña área de detección y la disminución del flujo de rayos γ cuando aumenta la energía de los mismos. Por otro lado, debido a la opacidad de la atmósfera, los detectores situados en la superficie terrestre no tienen acceso directo a la radiación γ incidente sino a la observación de las partículas secundarias que la radiación produce en su interacción con la atmósfera terrestre. Estas partículas secundarias son las detectadas por los telescopios Cherenkov en el rango de muy alta energía. La observación en ultra alta energía corresponde a los *arrays* de detectores, puesto que un sólo detector no es capaz de observar a tan alta energía.

Pero ésta es una definición clásica puesto que hoy en día la tecnología ha permitido a los satélites como Fermi observar por encima de 100 GeV y a telescopios Cherenkov como MAGIC-I observar por debajo de los 100 GeV. La astronomía γ de muy alta energía ha experimentado un muy notable desarrollo en las últimas décadas. Desde la primera detección significativa de la Nebulosa del Cangrejo en 1989 por el telescopio Whipple se han construido un gran número de observatorios

terrestres y satélites de radiación γ que han confirmado la existencia de fuentes galácticas y extragalácticas de hasta varias decenas de TeV.

A la vista de la gran incertidumbre sobre el origen de los rayos cósmicos, la importancia de buscar sus fuentes es doble, puesto que:

- Encontrar lugares de aceleración podría permitir estudiar el mecanismo de aceleración *in situ* y su comparación con los modelos teóricos, así como profundizar en el conocimiento general del tipo de objetos en los que se englobasen las fuentes.
- Resulta importante medir el espectro energético y la composición inicial de los rayos cósmicos, pues son un ingrediente fundamental para las reacciones de astillado entre rayos cósmicos y núcleos de carbono, nitrógeno y oxígeno que dan lugar a los elementos ligeros tales como el litio, berilio y boro, que son determinantes en el estudio de la evolución química de la Galaxia.

El objetivo principal de esta tesis es buscar lugares de origen de los rayos cósmicos Galácticos. De esta forma, los objetivos científicos que se pretenden alcanzar son:

- Proponer, observar y analizar un conjunto de candidatos a fuentes de rayos cósmicos cargados (fundamentalmente Remanentes de Supernova) observados con el telescopio MAGIC-I con el objetivo de obtener los espectros de los mismos, determinar si el espectro muestra la señal asociada a la emisión debida a interacciones de alta energía, o el límite superior en caso de que no se encuentre señal, y la correlación espacial con regiones densas.
- Modelizar estas fuentes, en caso de detección de señal, o determinar las restricciones a los modelos que impone la ausencia de la misma.

La estructura de esta tesis es la que se detalla a continuación. En el primer capítulo de esta tesis, **capítulo 2**, se trata de explicar de forma concisa la radiación cósmica, la producción y propagación de los rayos γ . También, en este mismo capítulo se explican las diferentes técnicas de detección, tanto desde satélites como desde tierra así como las diferentes fuentes cósmicas de muy alta energía. En el capítulo siguiente, **capítulo 3**, se tratará el concepto de cascada electromagnética y cascada hadrónica, sus diferencias y lo que se conoce por luz Cherenkov y la técnica de detección de la misma. En el **capítulo 4** se expondrá en qué consiste el experimento MAGIC-I, sus componentes principales, los diferentes sistemas de lectura que ha tenido, el *trigger*, la adquisición de datos y el sistema de calibración. A continuación, dentro de este capítulo, se hace un breve resumen de los resultados más relevantes de MAGIC-I hasta el momento de la finalización de esta tesis y las características del futuro telescopio MAGIC-II. En el **capítulo 5**, se hace una descripción del tipo de observaciones con el telescopio MAGIC-I, de las simulaciones Monte Carlo usadas y de los procesos básicos de cómo se analizan los datos obtenidos de las observaciones de las fuentes. Seguidamente, en el **capítulo 6**, se explican los diferentes métodos empleados para la estimación del fondo dentro del análisis

general de los datos observados, usando como fuente estándar para este estudio la Nebulosa del Cangrejo. En el **capítulo 7** y **capítulo 8** se exponen los resultados obtenidos del análisis de los remanentes de supernova y de otras fuentes observadas, respectivamente, además de una previa caracterización de las mismas. En el último capítulo de esta tesis, **capítulo 9**, se detallan las conclusiones y posible trabajo futuro a realizar con MAGIC-II para estas fuentes estudiadas.

Para finalizar con esta introducción simplemente quisiera mencionar que el primer capítulo de esta tesis es bastante extenso porque abarca muchos conceptos, como por ejemplo, la explicación de la producción y propagación de los rayos γ así como una descripción de las técnicas de detección y de las diversas fuentes de muy alta energía posibles productoras de los mismos. No me parecía correcto separar estos conceptos en dos capítulos diferentes. Además quisiera mencionar que también el capítulo 5 es bastante largo pues se ha intentado explicar con el mayor detalle posible los procesos de análisis de los datos por ser esta tesis la primera realizada con datos de MAGIC-I en esta universidad. A continuación, empieza el primer capítulo de la tesis explicando la radiación cósmica.

2

Astronomía de rayos γ de muy alta energía

En este capítulo se presenta una introducción a la astronomía de rayos γ de muy alta energía. Para ello, en un primer apartado se hace una breve descripción de la radiación cósmica como tal. En un segundo apartado se habla de la producción y propagación de rayos γ . Además, en la tercera y cuarta sección de este capítulo se hace una relación de las diferentes técnicas de detección desde satélites y desde tierra, y de las distintas posibles fuentes productoras de rayos γ , respectivamente.

2.1. Radiación Cósmica

A principios del siglo XX se conocía la existencia de tres tipos de radiactividad: los **rayos alfa**, constituidos por núcleos de helio que son frenados en unos pocos centímetros de aire; los **rayos beta**, que son electrones o positrones y tienen mayor poder de penetración y, finalmente, los **rayos gamma** que, a diferencia de los anteriores, no son desviados por campos eléctricos ni magnéticos y tienen un gran poder de penetración. Durante tres cuartos del siglo pasado, los investigadores de **rayos cósmicos** han escalado montañas, flotado sobre globos de aire caliente y viajado a los rincones lejanos de la Tierra en su pesquisa por entender a esas partículas que se mueven velozmente por el espacio.

Victor Hess realizó en 1912 una serie de experimentos transportando una cámara de ionización en un globo con el que ascendió hasta 5000 metros de altura y, sorprendentemente, encontró que la ionización aumentaba con la altitud. Una vez descartadas otras posibles explicaciones, llegó a la conclusión de que la radiación detectada por los electros copios (aparatos que medían la ionización del aire) provenía de arriba, es decir, del exterior de la Tierra y que esta radiación poseía un extraordinario poder de penetración. El experimento de Hess fue el primero de muchos viajes realizados por los físicos para estudiar los rayos cósmicos. Según una teoría de Robert Millikan, éstos eran rayos provenientes del espacio, de ahí el nombre de

cósmicos. Después fue extendiéndose la teoría de que los rayos cósmicos eran en realidad partículas energéticas. Así nació la *Física de Rayos Cósmicos*.

Bothe y Kolhoerster, en 1929, emplearon por primera vez el método de coincidencias y observaron que la radiación cósmica producía simultáneamente señal en dos detectores separados, que eran unos contadores Geiger (dispositivo inventado por Geiger y Muller en 1928 para detectar electrónicamente el paso individualizado de partículas cargadas). Descartada la hipótesis de que se trataba de dos electrones arrancados a la materia por un mismo rayo γ , por ser un proceso áltamente improbable, quedó demostrado que la radiación penetrante era de origen cósmico y que se trataba de partículas cargadas de diferente naturaleza a todas las conocidas hasta entonces.

En 1933, experimentos posteriores de Carl Anderson, realizados con cámaras de niebla, demostraron la existencia de otro tipo de partículas de muy alta energía en la radiación cósmica, denominada *antimateria*, entre las que se descubrió el **positrón**, e^+ , (el electrón positivo predicho por Dirac). Se acababa de abrir la veda para la caza de nuevas partículas. En 1937, Seth Neddermayer y Carl Anderson descubrieron la partícula subatómica llamada **muón** (μ). Estas dos primeras partículas subatómicas descubiertas usando los rayos cósmicos dieron lugar a la ciencia de la *Física de Partículas*, considerando como partícula primaria a un protón, gamma o electrón.

En 1938, P. Auger (Auger et al. 1939, (32)¹) y sus colegas de la Escuela Normal Superior de París observaron coincidencias entre señales producidas en contadores Geiger que se encontraban separados por distancias de hasta 150 metros en las alturas de los Alpes. El dispositivo consiste en una disposición bidimensional (matriz) de detectores de partículas cargadas, para que cuando un electrón atraviesa uno de estos detectores, una pequeña parte de su energía se emplea en excitar algunas de sus moléculas que inmediatamente se desexcitan emitiendo un breve destello de luz, que es detectado por un fotomultiplicador. Empleando un dispositivo electrónico suficientemente rápido se puede, además, medir el instante de tiempo en que el electrón atravesó el detector con una precisión del orden de 10 ns. Estos detectores, por tanto, son capaces de medir la densidad superficial del disco de partículas de la cascada de donde se puede deducir la energía del rayo cósmico primario. Por otro lado, la comparación de los tiempos de llegada de las partículas a los diferentes contadores permite medir la inclinación del disco, obteniendo de este modo la dirección de cada rayo cósmico primario individualmente. Estos dispositivos detectan rayos cósmicos provenientes de todas las direcciones del cielo y el ángulo con el que cada primario llegó a la Tierra.

Por entonces ya se sabía que cuando un fotón de alta energía atraviesa la materia se puede convertir en un par electrón-positrón. Por otro lado, los electrones de alta energía crean fotones al ser frenados por el campo eléctrico de los núcleos atómicos. El resultado de la combinación de ambos procesos es lo que se llama una **cascada electromagnética** que consiste en una cascada de electrones y fotones, que se pro-

¹De aquí en adelante los números como referencia bibliográfica corresponden a páginas web detalladas en un apartado al final de la bibliografía

pagan a una velocidad muy cercana a la de la luz. El resultado del experimento de Auger podía, por tanto, ser entendido suponiendo la formación de cascadas iniciadas por rayos γ , pero para poder explicar su gran extensión era necesario admitir que éstas se habían producido a gran altitud en la atmósfera. Desde entonces a estas cascadas se las conoce como **EAS** (*Extensive Atmospheric Showers* - cascadas atmosféricas extensas; ver capítulo 3). Lo más impresionante fue que los cálculos predecían que algunas de ellas debían haber sido producidas por rayos γ de 10^{15} eV (1 PeV) de energía.

Pero la formación de cascadas electromagnéticas no permitía explicar la existencia de la radiación corpuscular extraordinariamente penetrante que se observaba en la superficie terrestre. Al final de los años 30, se buscaba con gran interés una partícula que había sido predicha para explicar la interacción nuclear y que debía tener una masa aproximadamente 200 veces la del electrón. Fue entonces bautizada con el nombre de **mesotróon** o **mesón**. En los años 40 se desarrollaron las emulsiones nucleares, similares a las placas fotográficas pero sensibles a las partículas ionizantes. Estas emulsiones presentan la ventaja de ser un medio mucho más denso y, por tanto, la probabilidad de observar interacciones es mucho mayor. En 1947 se demostró, empleando esta técnica, que existían dos tipos de mesones. Uno que se frenaba rápidamente y que se desintegraba convirtiéndose en un segundo mesón de masa ligeramente menor pero de mucho mayor poder de penetración. El primero, al que se le denominó **mesón- π** (actualmente *pión*), es sensible a la interacción nuclear. El segundo, que fue llamado **mesón- μ** , tiene una naturaleza similar a la del electrón, constituye la parte más penetrante de la radiación cósmica y actualmente se le conoce como *muón*, mencionado anteriormente, pero sin embargo no mostró una atracción fuerte a la materia nuclear y es en realidad un leptón. El pión fue el primer mesón verdadero en ser descubierto.

Durante los años 50 comenzó el desarrollo de los aceleradores que permitieron llevar a cabo una investigación más detallada de las interacciones de las partículas bajo condiciones experimentales controladas. Fue en este punto cuando la física de partículas elementales se separó de la física de rayos cósmicos, concentrando esta última todos sus esfuerzos en la solución a las siguientes preguntas: ¿de dónde provienen los rayos cósmicos primarios?, ¿cuáles son las fuentes cósmicas que los producen?, ¿bajo qué condiciones pueden las partículas adquirir tan enorme energía?

Para responder a esta última pregunta, en 1949 Enrico Fermi propuso dos mecanismos, uno de ellos para explicar la aceleración de las partículas dentro de una nube molecular y el otro para explicar la aceleración de los rayos cósmicos dentro de una onda de choque. En el tipo de acelerador imaginado por Fermi, los protones aumentan su velocidad al rebotar sobre las nubes magnéticas que se mueven en el espacio. Se cree que las estrellas que explotan (supernovas) actúan como tales aceleradores cósmicos, pero ellas solas no pueden dar cuenta de los rayos de ultra alta energía (para más información ver el apéndice A).

Para estudiar los rayos cósmicos es necesario emplear diversos métodos experimentales de detección dependiendo del intervalo de energía en estudio (figura 2.1).

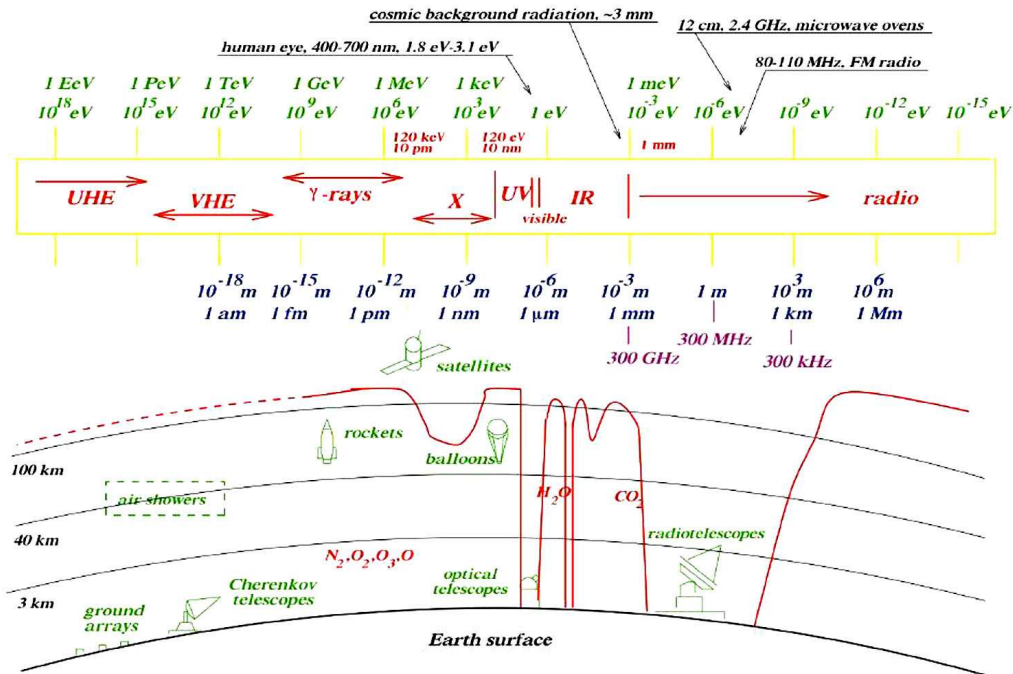


Figura 2.1: Los rayos cósmicos primarios pueden ser detectados de forma directa en globos y satélites o de forma indirecta con dispositivos en el suelo que detectan la cascada de partículas. A diferencia de los fotones γ , los núcleos cargados no mantienen su direccionalidad excepto los que por tener muy alta energía no deberían ser desviados por el campo magnético galáctico.

Para energías inferiores a 10^{15} eV es posible la detección directa del núcleo primario al transportar el dispositivo de detección en globos o a bordo de satélites, sin embargo la aceptación geométrica es limitada. El primer experimento de este tipo fue Protón-1 lanzado en julio de 1965 por la Unión Soviética. Los primeros datos pusieron de manifiesto que el número de rayos cósmicos primarios es tanto menor cuanto mayor sea la energía de éstos y, por tanto, a muy altas energías el ritmo de llegada es tan lento que las técnicas de detección directa resultan inviables, de ahí el uso de las técnicas indirectas en la superficie de la Tierra para observar las cascadas atmosféricas que se producen en el choque del rayo cósmico con una molécula del aire de la atmósfera. Para más información acerca de las diferentes técnicas de detección directas o indirectas ver la sección 2.3.

El desarrollo de las técnicas experimentales ha permitido llevar a cabo un estudio sistemático de las propiedades de los rayos cósmicos cargados que llegan a la Tierra. En primer lugar, se ha observado que la mayor parte son núcleos atómicos (98 %). Su composición química, es decir, las abundancias relativas de los distintos elementos, es muy similar a la del sistema solar, de forma que la mayor parte de los rayos cósmicos son protones (núcleos de H - 85 %) y partículas alfa (núcleos de He - 12 %), encontrándose también núcleos de número atómico intermedio entre los que destacan

los de C, N y O, y elementos pesados entre los que predominan los n3ucleos de Fe formando parte del 1 % restante (figura 2.2). Se ha detectado adem3as la presencia de una peque1a proporci3n de electrones (2 %) que completan el flujo. Pero hay que mencionar que dicha composici3n es hasta energ3as pr3ximas a 10^{15} eV, pues para energ3as mayores la composici3n de los rayos c3smicos cambia, concretamente se produce un incremento de la presencia de los elementos pesados en la composici3n causado por un corte en el espectro de los elementos m3s ligeros (H3randel et al. 2005, Toma et al. 2009). Esto est3 en acuerdo con los modelos convencionales de aceleraci3n de los rayos c3smicos que predicen un cambio de la composici3n hacia componentes m3s pesados (figura 2.3).

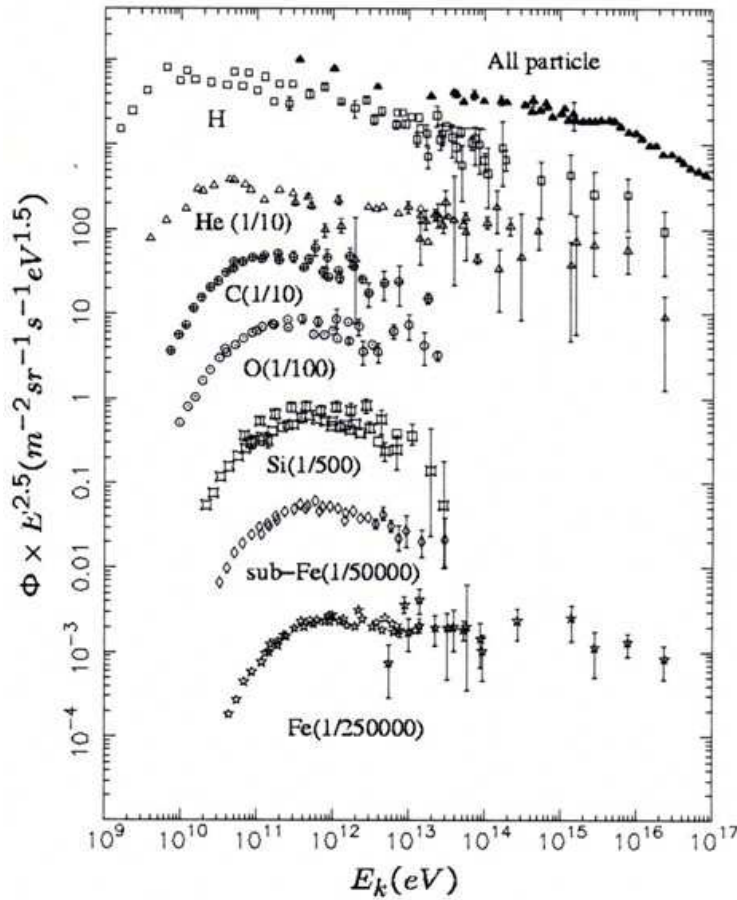


Figura 2.2: Gr3fica conteniendo los espectros producidos por cada uno de los diferentes elementos, representado la energ3a cin3tica frente al flujo por energ3a.

La composici3n qu3mica de los rayos c3smicos se ve fuertemente alterada por los procesos que intervienen en la regi3n de aceleraci3n y los que sufren en su larga traves3a a trav3s del medio interestelar. Cabe destacar la diferencia entre rayos

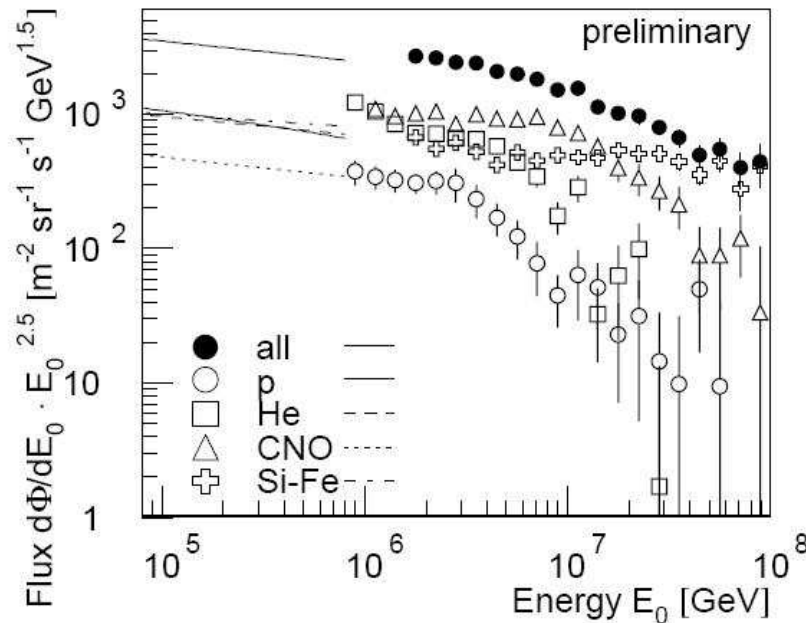


Figura 2.3: Espectro de energía para grupos de elementos derivado de los datos usando CORSIKA con el modelo de interacción hadrónica SYBILL. Las líneas indican una extrapolación de las medidas directas (Hörandel et al. 2005).

cósmicos primarios y secundarios, siendo los primeros los producidos y acelerados en los entornos de la fuente y los segundos los producidos por los choques entre los primarios y los núcleos de hidrógeno del medio interestelar. Por ejemplo, el boro, litio y berilio provienen de la fragmentación de oxígeno y carbono; y el titanio, escandio, vanadio y manganesio de la fragmentación del hierro. Comparando la abundancia relativa de primarios y secundarios se puede obtener información de la densidad del medio interestelar, del tiempo de confinamiento en la Galaxia y la dependencia de ese tiempo con la energía.

También se ha puesto de manifiesto, con resultados de experimentos, que su flujo disminuye muy rápidamente con la energía, pues sigue una ley de potencias muy sencilla con exponente negativo, y que es muy extenso, desde unas pocas centenas de eV, para los rayos cósmicos solares, hasta los 10^{20} eV para los más energéticos. La gráfica de la figura 2.4 muestra que a energías mayores de 10 GeV ($1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$), tanto el espectro diferencial conjunto como el espectro de cada componente por separado obedecen a una ley de potencias de la forma:

$$\frac{\delta N(E)}{\delta E} = K E^{-\alpha}, \quad (2.1)$$

donde E es la energía por nucleón, K es una constante y α es el índice espectral. Esta ley presenta cambios de pendiente en dos zonas muy características, la **rodilla** (*knee*)

y el **tobillo** (*ankle*), para energías pr3ximas a 10^{15} eV y a 10^{19} eV, respectivamente. El valor de γ es de 2.7 hasta la rodilla, cambiando a 3 y volviendo a ser 2.7 a partir del tobillo. La **rodilla** se atribuye a un cambio en la naturaleza de los objetos que aceleran los rayos c3smicos y el cambio de pendiente en el **tobillo** podr3a estar causado por un dominio de los rayos c3smicos de origen extragal3ctico frente a los de origen gal3ctico, pero esto es algo todav3a por determinar. Para energ3as menores a 1 GeV, los rayos c3smicos son de origen solar. Para energ3as comprendidas entre 10^9 y 10^{15} eV (1 GeV - 1 PeV), se supone que los rayos c3smicos son acelerados en nuestra propia Galaxia, es decir, por objetos gal3cticos (Hillas 2005), mientras que para energ3as mayores hasta 10^{21} eV se cree que el origen es extragal3ctico. Finalmente, los rayos c3smicos observados con energ3as comprendidas entre 10^{19} y 10^{20} eV parecen indicar que el espectro es m3s plano en esta zona, es decir, que esta brusca disminuci3n cesa.

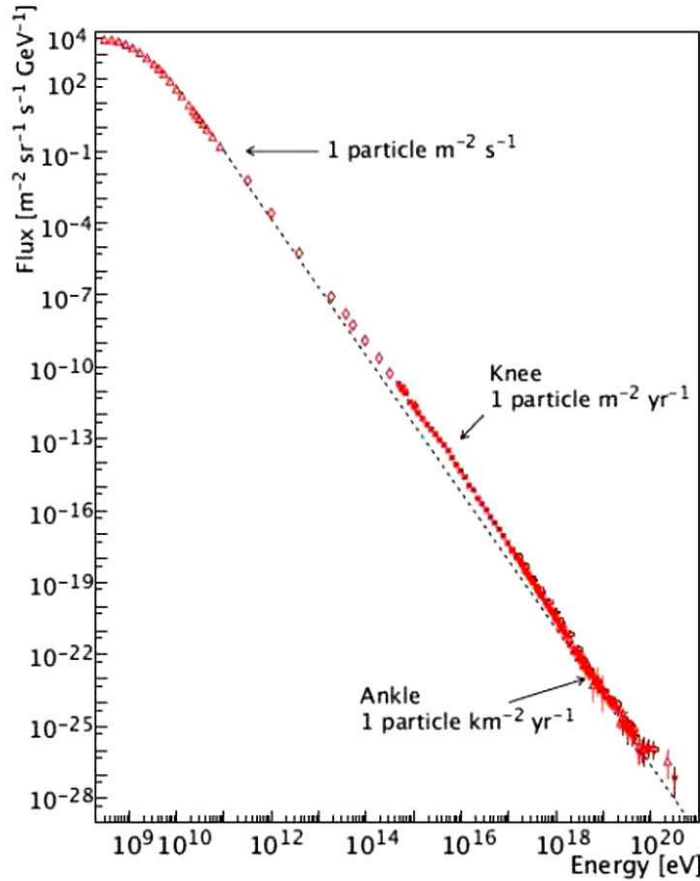


Figura 2.4: Espectro de los rayos c3smicos donde se ve la *rodilla* (**Knee**) y el *tobillo* (**Ankle**), representando la energ3a frente al flujo.

Los rayos cósmicos cargados llegan con igual probabilidad desde todas las direcciones del espacio, menos los más energéticos que provienen de algunos pocos AGNs cercanos (Abraham et al. 2008), lo que puede explicarse teniendo en cuenta que al moverse dentro de los diversos campos magnéticos cósmicos, están sometidos constantemente a fuerzas que los desvían de sus trayectorias, con lo que pierden toda información sobre direccionalidad en su camino de la fuente a la Tierra. Por el contrario, los rayos γ y los neutrinos dan información acerca de las fuentes que los producen porque su trayectoria no se ve afectada por los campos magnéticos interestelares (figura 2.5). Las fuentes con más posibilidades dentro de nuestra Galaxia de ser emisoras de partículas de tan alta energías son las explosiones de supernova, los púlsares y el núcleo de la misma. Existen también posibles fuentes fuera de nuestra Galaxia que tienen capacidad para producir rayos cósmicos como, por ejemplo, los cuásares (*quasi-stellar radio sources*) que son uno de los objetos más energéticos que se conocen en el Universo y que se encuentran a distancias cosmológicas. Por otro lado, también existen galaxias que poseen núcleos activos en donde se desarrollan procesos de muy alta energía, algunos de los cuales se manifiestan por una fuerte emisión de ondas de radio (radiogalaxias). Para leer algo más sobre fuentes posibles emisoras ver sección 2.4.

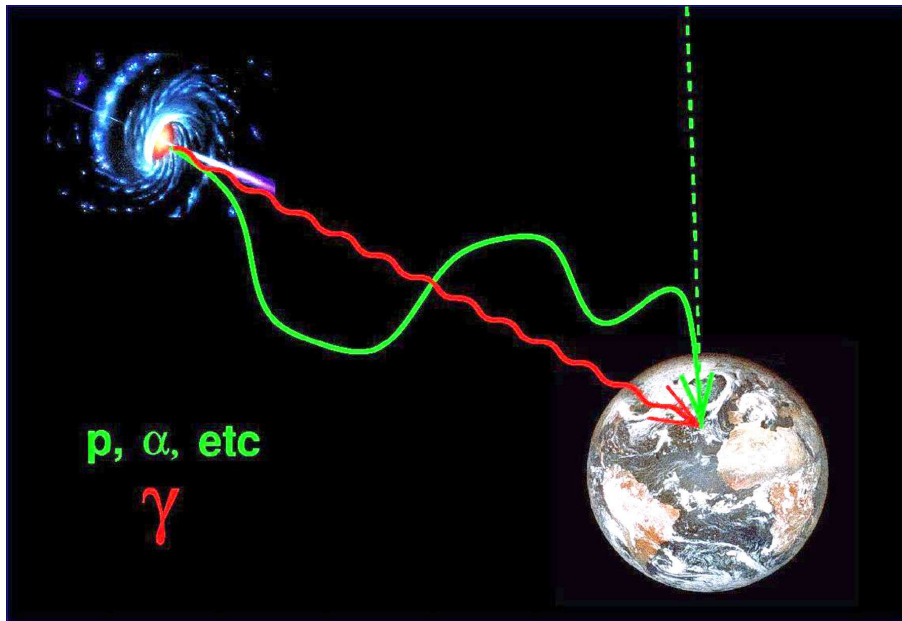


Figura 2.5: Esquema de la posible dirección de un rayo γ y de un rayo cósmico, donde se ve que los rayos cósmicos procedentes de una fuente llegan a la Tierra desde cualquier dirección y, por el contrario, los rayos γ dan información del lugar donde se sitúa la fuente, es decir, de su dirección.

2.2. Producción y propagación de los rayos γ

Uno de los principales objetivos de la astronomía gamma es averiguar los mecanismos responsables de la emisión de radiación gamma de alta energía. Esta radiación implica la existencia de procesos sobre partículas de energías relativistas. Los procesos dominantes a estas energías son (figura 2.6):

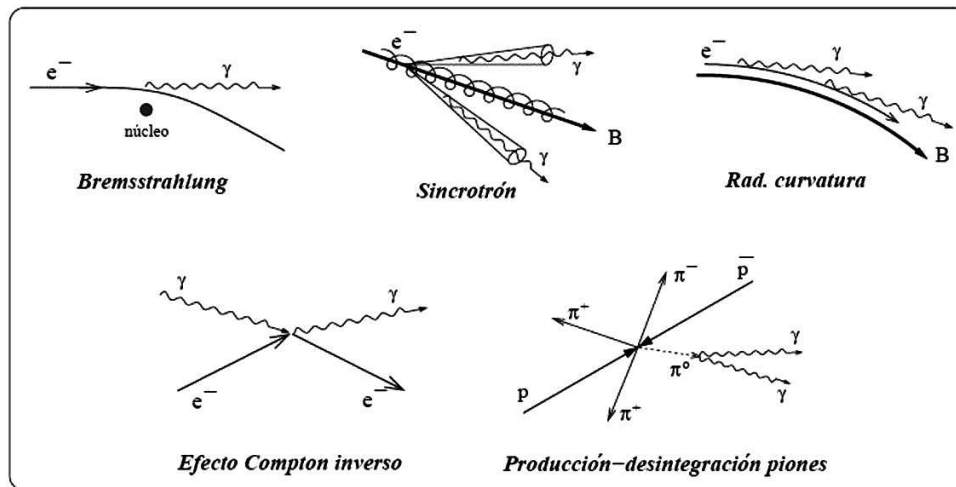


Figura 2.6: Principales procesos que involucran a partículas de energías relativistas.

- **Bremsstrahlung:** Este proceso consiste en el frenado brusco de la partícula al pasar junto a un núcleo dentro del campo eléctrico que producen sus protones, lo cual causa la emisión de un fotón a expensas de la energía de la partícula incidente. El fotón se emite en la dirección y sentido del movimiento de la partícula. El frenado será más o menos brusco y la energía del fotón más o menos grande dependiendo de la distancia a la que la partícula pase del núcleo. La radiación recibe el nombre de *bremsstrahlung* o *radiación de frenado* y constituye principalmente el fondo continuo que se observa en el espectro de rayos X. En el medio interestelar, la mayor parte de la radiación γ de hasta ~ 100 MeV se origina en los electrones de los rayos cósmicos gracias a este proceso. También es responsable de la producción de fotones secundarios en las cascadas atmosféricas. Si la partícula que origina la radiación tiene un espectro de energía que sigue una ley de potencias, entonces la radiación también tendrá un espectro caracterizado por una ley de potencias con un índice espectral que será el mismo que el del espectro de la partícula. En la mayoría de las fuentes astrofísicas, la densidad de fotones es muchos órdenes de magnitud mayor que la densidad de materia; con lo que, en general, los

electrones pierden su energía más eficientemente por radiación sincrotrón o efecto Compton inverso que por bremsstrahlung. Sólo en medios muy densos, como por ejemplo el remanente γ Cygni, el bremsstrahlung puede dominar (Uchiyama et al. 2002).

- **Radiación sincrotrón:** Las partículas cargadas que se mueven en un campo magnético siguen una trayectoria helicoidal alrededor de las líneas de campo, emitiendo la *radiación sincrotrón*. Mientras que para electrones relativistas este proceso es el dominante para la pérdida de su energía, sólo para protones con energías del orden de 10^{18} eV, esta radiación tendrá un papel importante. Esta radiación se emite con un cierto ángulo θ respecto a la dirección del movimiento del electrón, donde $\theta \approx 1/\gamma_L$ siendo, en este caso, γ_L el factor de Lorentz del electrón, $\gamma_L = E/m_e c^2$ con m_e la masa en reposo del electrón, E su energía y c la velocidad de la luz. La radiación es emitida a una energía característica dada por $E_c(eV) = 1.74 \cdot 10^{-8} B_p \gamma_L^2$, donde B_p es la componente de la intensidad del campo magnético perpendicular a la dirección del movimiento del electrón, expresada en Gauss. Para una población de electrones distribuidos según una ley de potencias ($E_e^{-\eta}$, siendo E_e la energía del electrón) en el seno de un campo magnético aleatorio, el espectro de los fotones sincrotrón sigue una ley de potencias ($E^{-\alpha}$) con índice espectral dado por $\alpha = (\eta - 1)/2$.
- **Radiación de curvatura:** En los campos muy intensos ($10^8 - 10^{14}$ G), las partículas cargadas tienden a seguir las líneas de campo. Si el campo tiene una pequeña curvatura, las partículas se acelerarán y radiarán la llamada *radiación de curvatura*. La diferencia con la radiación sincrotrón es que el radio de giro ahora es el radio de curvatura (ρ_c) de las líneas de campo. La energía característica de los fotones en este caso será $E_c(eV) = 2.96 \cdot 10^{-5} \gamma_L^3 / \rho_c$, con ρ_c expresado en cm. Este proceso es importante para los electrones y positrones de alta energía en los púlsares, produciendo emisión en el rango de los GeV.
- **Efecto Compton inverso:** Este proceso se realiza entre un fotón de baja energía y un electrón, donde el fotón gana energía a costa de que el electrón la pierda, produciéndose rayos γ . También existe un proceso llamado *Sincrotrón Self Compton* (SSC), el cual se desarrolla cuando los fotones son producidos por radiación sincrotrón en el momento cuando un electrón atraviesa un campo magnético. Este proceso está presente en las ondas de choque. En el proceso del efecto Compton inverso podemos tener dos situaciones dependiendo de la energía del fotón inicial ϵ y del factor de Lorentz del electrón, γ_L .
 - *Régimen de Thompson:* es el caso donde $\gamma_L \epsilon / m_e c^2 \ll 1$. Aquí la interacción es clásica saliendo los electrones, después de interactuar con el fotón, con una energía media de $E = 4\epsilon \gamma_L^2 / 3$. Así para electrones con factor $\gamma_L \sim 10^3$, los fotones aumentan en un factor $\sim 10^6$. Si los electrones tienen un espectro que sigue una ley de potencias ($E^{-\eta}$), los fotones

también tendrán un espectro siguiendo una ley de potencias con índice espectral $\alpha = (\eta + 1)/2$.

- *Régimen de Klein-Nishima*: es el caso donde $\gamma_L \epsilon / m_e c^2 \gg 1$. Aquí los fotones se llevan casi toda la energía del electrón, por lo que el espectro resultante de los fotones es igual al de los electrones. Por ejemplo, en los chorros relativistas de los AGNs, donde las energías de los electrones alcanzan al menos niveles de 10^{15} eV, la interacción Compton tiene lugar en este régimen.

- **Producción - desintegración de piones neutros (π^0)**: Los piones, tanto neutros como cargados, se suelen formar en las colisiones de protones de alta energía, concretamente para que se produzcan π^0 es necesario que la energía total de los protones sea superior a unos 1332 MeV. Aunque en este tipo de interacciones se producen varios piones, sólo uno de ellos suele quedarse con la mayor parte de la energía del protón, por lo que el espectro resultante de fotones es parecido al de los protones. Estos piones se desintegran en fotones ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) con una probabilidad del 99.8%, dado que su tiempo de vida es de 10^{-16} s. La interacción de los rayos cósmicos cargados con el medio interestelar es responsable de la mayoría de la radiación galáctica difusa por encima de los 100 MeV. La desintegración de piones π^0 es una importante fuente de rayos γ , siendo éste uno de los procesos más relevantes en la cascadas atmosféricas iniciadas por un rayo cósmico. La observación del decaimiento de piones neutros en rayos γ cerca de sitios de aceleración de los rayos cósmicos ofrece la oportunidad de probar un tipo de mecanismo de aceleración de los rayos cósmicos. La producción y desintegración de piones puede dar lugar a emisión gamma en fuentes tipo remanentes de supernova o también en los chorros de los núcleos activos de galaxias.

Aparte de los mecanismos de producción de rayos γ , también hay que mencionar que éstos tienen que propagarse a lo largo del medio interestelar hasta llegar a la Tierra (Lorenz 2006). En su camino, los rayos γ de las más altas energías pueden ser absorbidos por los distintos campos de fotones existentes en nuestro Universo: radiación de microondas (CMB), infrarrojo, fondo óptico, etc. Estos fotones de baja energía colisionan con los fotones de muy alta energía y generan pares electrón-positrón ($\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$). El camino que puede recorrer un fotón depende de su energía, y de la densidad y el espectro de los fotones del fondo con los que se vaya encontrando. La distancia máxima desde la que los fotones pueden llegar sin ser absorbidos se llama *horizonte*. Conforme la energía del rayo γ disminuye, puede recorrer más camino sin ser absorbido, por tanto el horizonte se aleja más de nosotros.

2.3. Técnicas de detección

Antes del desarrollo de la astronomía X y gamma, todos los estudios de radiación del Universo que incidían en la Tierra eran de carácter termal, puesto que la luz era emitida por un objeto caliente y estaba caracterizada por un amplio rango de frecuencias cuyo máximo nos daba la temperatura del objeto. Por otro lado, era sabido que ciertas poblaciones de objetos en el Universo no podían resultar de procesos térmicos puesto que su espectro no correspondía a ninguna temperatura característica de algún objeto y sí debía ser el resultado de un mecanismo consistente en centrar la energía emitida en un número pequeño de partículas. El Universo no térmico se puede estudiar a través de las partículas cargadas aceleradas y de la radiación electromagnética de alta energía emitida en un amplio rango del espectro electromagnético.

La astronomía de rayos γ se divide en tres rangos de energía: alta energía (< 100 GeV), de muy alta energía (100 GeV - 100 TeV) y de ultra-alta energía (> 100 TeV); denominado cada rango como *HE*, *VHE* y *UHE*, respectivamente. En el primer rango, la detección se ha realizado con detectores montados en satélites, puesto que su sensibilidad está limitada por la pequeña área de detección y la disminución del flujo de rayos γ cuando aumenta la energía de los mismos. Para los otros rangos, se utilizan los detectores terrestres que tienen la posibilidad de tener una mayor área colectora pero tienen que hacer frente a un gran fondo producido por rayos cósmicos cargados, a la disminución del flujo de rayos γ a mayor energía y a la opacidad de la atmósfera.

2.3.1. Desde globos y satélites

La detección directa de los rayos cósmicos es posible a través de globos y de satélites. Todos los experimentos en globo aquí mencionados estudian la composición y espectro de los rayos cósmicos. Pero de entre los experimentos en satélites, cabe distinguir los que estudian los rayos cósmicos (PAMELA, AMS) de los que observan rayos γ (OSO-3, SAS-2, COS-B, EGRET, INTEGRAL, SWIFT, AGILE, Fermi-GLAST).

El primer experimento en globo fue Protón-1 lanzado en julio de 1965 por la Unión Soviética. Entre los experimentos en globo se pueden mencionar la colaboración **JACEE** (*Japanese - American Collaborative Emulsion Experiment*, (17)), entre EEUU y Japón, que llevan realizando vuelos desde 1979. Este experimento está diseñado para medir la composición y espectro de los rayos cósmicos con energías entre 1 TeV y 1000 TeV. Este globo vuela durante varios días a una altura suficiente como para que los rayos interactúen produciendo una traza o cascada en la película de rayos X y en las placas de emulsión que constituyen el detector, y entonces su carga y energía son estimadas y su espectro derivado.

Otros experimentos de este tipo son **CREAM** (*Cosmic Ray Energetics And Mass*, (5), (44), figura 2.7) y **ATIC** (*Advanced Thin Ionization Calorimeter*, (3)). El primero de ellos está diseñado para explorar los límites de aceleración de los rayos

cósmicos cargados que llegan a la Tierra. Este experimento se trata de un globo que realiza vuelos de larga duración (entre 30 y 40 días) acoplado a un instrumento que mide de forma redundante y complementaria la carga y la energía. Este instrumento está compuesto de un *Timing Charge Detector* (TDC), un *Cherenkov Detector* (CD), un *Transition Radiation Detector* (TRD), una *Cherenkov Camera* (CherCam), un *Silicon Charge Detector* (SCD), un *hodoscope* y un *calorimeter*, todo ello para medir de manera precisa el espectro de rayos cósmicos de muy alta energía en el rango de 10^{11} a 10^{15} eV. Por otro lado, el experimento ATIC es un globo con un espectrómetro de rayos cósmicos, sensible a energías entre los 10^{10} y 10^{14} eV para poder medir rayos cósmicos protónicos y de helio con una alta precisión. Recientemente, han sido publicadas las primeras medidas de núcleos de rayos cósmicos de alta energía por CREAM (Wakely et al. 2008) y también un exceso de electrones en los rayos cósmicos a energías entre 300 y 800 GeV ha sido descubierto por ATIC (Chang et al. 2008, Egberts y Hinton 2008), aunque esto último ha sido refutado por Fermi (Abdo et al. 2009a).



Figura 2.7: Fotografía del experimento CREAM.

Los detectores montados en satélites también se basan en técnicas de la física de partículas, al igual que los globos. Cuando un fotón llega al detector, éste determina su dirección con un detector de trazas y su energía con un calorímetro de absorción total. Normalmente, se elimina la contribución del fondo de rayos cósmicos rodeando el detector con un “escudo” delgado de material centelleador. En este tipo de detectores es necesario una buena resolución angular para la identificación de fuentes puntuales y una buena resolución en energía para poder determinar el espectro de emisión de la fuente.

La primera detección firme, pero con poca resolución, de rayos γ de alta energía fue realizada usando el **OSO-3** (*Third Orbiting Solar Observatory*, (10)), cuando se descubrió que el plano de la Galaxia era una fuente de fotones con energía cercana a 70 MeV. Estudios con mayor resolución espacial hechos con el satélite **SAS-**

2 (*Small Astronomy Satellite 2*, (11)), revelaron una fuente individual de rayos γ en el púlsar de Vela y confirmaron la emisión de alta energía de la Nebulosa del Cangrejo. Posteriormente, el satélite **COS-B** (*Cosmic Ray Satellite - B*, (9)) realizó observaciones precisas del fondo difuso proveniente del plano galáctico y detectó un gran número de fuentes que no podían asociarse en aquella época con ningún objeto conocido en otras longitudes de onda, obteniendo así un catálogo de 25 fuentes puntuales, entre las que destaca el púlsar de Vela, del Cangrejo y la primera fuente extragaláctica AGN 3C273.

El sucesor de COS-B fue **CGRO** (*Compton γ -ray Observatory*, (6), figura 2.8), un satélite que llevaba en su interior un conjunto de instrumentos que cubrían la banda de energía de los fotones, desde decenas de MeV hasta GeV. El detector espacial de rayos γ más sensible en aquellos momentos fue EGRET (*Energetic Gamma Ray Experiment Telescope*, (7)), que cubrió el rango de energías de 100 MeV a 30 GeV, pudiendo generar imágenes y espectros simultáneamente, con un área efectiva 10 veces mayor que la de sus precursores (concretamente, tenía un área de detección de 0.1 m^2) y una mejor resolución angular. Con todo esto, pudo estudiar con mayor precisión la emisión difusa de rayos γ mientras testeaba las correlaciones entre las nubes moleculares y la intensidad de dicha emisión difusa. Muchas fuentes puntuales fueron detectadas con una alta significancia, construyendo así el llamado Tercer Catálogo de Egret (Hartman et al. 1999) con 271 fuentes, incluyendo entre otras 5 púlsares, 70 blazar y 170 fuentes no identificadas con ningún otro objeto conocido en otras longitudes de onda. La distribución de las fuentes no identificadas parece indicar un componente galáctico, no estrictamente asociado al plano galáctico pero sí a regiones con actividad estelar y con una alta proporción de estrellas jóvenes. También se podrían asociar con sistemas binarios, núcleos activos de galaxias y otros tipos de fuentes todavía sin descubrir.

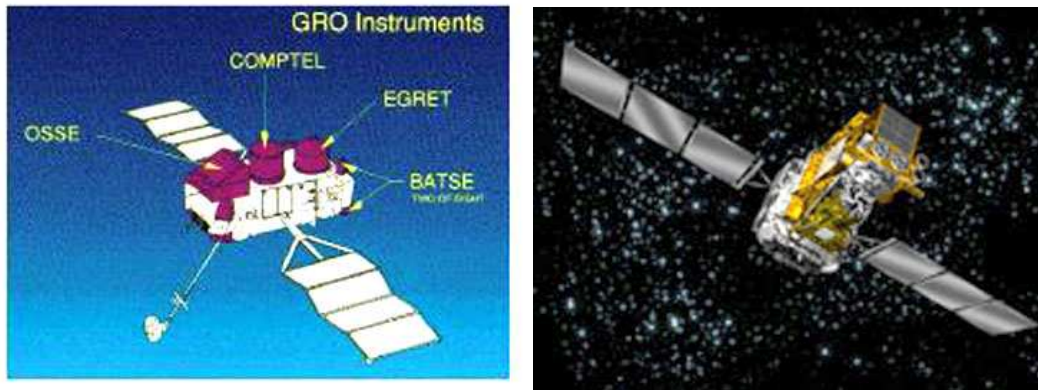


Figura 2.8: (Izquierda) Dibujo del satélite CGRO mostrando los instrumentos que lo componían, entre ellos EGRET. (Derecha) Impresión artística del satélite Integral.

El satélite **INTEGRAL** (*International Gamma Ray Astrophysics Laboratory*, (37), figura 2.8) es un observatorio orbital de rayos γ que puede observar un objeto

simultáneamente en rayos γ , rayos X y en visible. Esta misión ha sido desarrollada por la ESA en colaboración con la NASA y la Agencia Espacial Federal Rusa. Fue lanzado el 17 de Octubre de 2002, con una órbita excéntrica que lo lleva a dar una vuelta completa a la Tierra en 72 horas. Los principales objetivos de esta misión son: observaciones de GRBs, estudiar las estrellas de neutrones y agujeros negros formados después de estas explosiones y determinar la composición química del interior de las estrellas. Para ello, cuenta con varios instrumentos en su interior: OMC (*Optical Monitoring Camera*), JEM-X (*Joint European X-ray Monitor*), IBIS (*Imager on Board the Integral Satellite*) y SPI (*Spectrometer on Integral*). Este experimento trabaja en el rango de 20 keV hasta 8 MeV, con un campo de visión de 16° , un área del detector de 500 cm^2 y una resolución angular de 2° .

Otro satélite lanzado es la misión **SWIFT** Gamma-Ray Burst (12). Los principales objetivos de esta misión son determinar el origen de los GRBs, clasificarlos y buscar nuevos tipos, usar estos datos para estudiar el universo temprano y proporcionar el primer *survey* de rayos X duros con alta sensibilidad. Lleva 3 instrumentos en su interior: BAT (*Burst Alert Telescope*), XRT (*X-Ray Telescope*) y UVOT (*UV/Optical Telescope*). Este experimento realiza estudios en rayos γ , X, UV y óptico de los GRBs, con una precisión entre $0.3'$ y $5'$, con un tiempo de reacción entre 20 s y 70 s, y con capacidad para medir desplazamiento al rojo y curvas de luz de las explosiones. Ésta es una misión de la NASA en colaboración con Reino Unido e Italia, fue lanzada en 2004 y desde entonces han sido muchos los resultados obtenidos.

Otra misión lanzada en 2006 fue **PAMELA** (*Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics*, (19)) que es un poderoso espectrómetro que usa un imán permanente junto con otros detectores para obtener medidas con alta precisión y sensibilidad, la abundancia y el espectro de energía de los rayos cósmicos tanto solares como galácticos (electrones, positrones, antiprotones y núcleos ligeros) con un rango desde 50 MeV hasta cientos de GeV, dependiendo de la partícula que se observe. Esta misión orbita alrededor de la Tierra a una altura entre 350 y 610 km con un ángulo de inclinación de 70° . El principal objetivo de PAMELA es el estudio de la antimateria y sus primeros resultados de dos años de vuelo pueden verse en el artículo de Casolino (2008), siendo este experimento el que redescubrió el exceso en positrones de los rayos cósmicos.

La misión europea **AGILE** (*Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero*, (1)), lanzada en Mayo de 2007, se dedica a la astrofísica de alta energía y tiene tres instrumentos que cubren el rango de energías de decenas de keV hasta los 50 GeV y obtienen detecciones simultáneas en rayos-X y rayos γ . Los resultados más recientes de esta misión son los presentados en el ICRC 2009 en Polonia (Marisaldi et al. 2009a, 2009b), donde resumen sus estudios realizados sobre blazars y explosiones de rayos γ . También cabe destacar el descubrimiento de nuevos púlsares en rayos γ , cuyos resultados aparecen en el artículo de Pellizzoni (2009).

La astronomía gamma espacial estaba restringida a energías menores de 30 GeV. Pero una nueva generación de satélites pueden superar ese límite, puesto que tienen

detectores con áreas mayores necesarias para alcanzar energías mayores.

Una misión espacial, concretamente de la NASA, lanzada en Junio de 2008, denominada **GLAST** (*Gamma ray Large Area Space Telescope*, (27)) en sus principios y actualmente llamada **FGST** (*Fermi Gamma-ray Space Telescope*) que explora el rango de energías de los rayos γ de los 10 MeV hasta los 300 GeV. Esta misión es capaz de localizar fuentes con una precisión en la posición desde 30" a 5'. Con un tiempo esperado de vida de casi 10 años, FGST cambiará la perspectiva de la astrofísica en el rango de los GeV, pues debido a su gran área efectiva puede escanear el cielo. Los objetivos científicos de esta misión son: comprender los mecanismos de aceleración de partículas en los AGNs, púlsares y SNRs, resolver el cielo en rayos γ estudiando fuentes todavía sin identificar y la emisión difusa, probar la existencia de materia oscura y determinar el comportamiento en alta energía de los GRBs. Este experimento ya ha dado sus primeros resultados entre los que podemos destacar la detección de una fuente transitoria de rayos γ en el plano galáctico (Cheung et al. 2008), detección de actividad en distintos blazars (Tosti 2008) y una campaña de monitorización de púlsares (Smith et al. 2008).

También el experimento **AMS** (*Alpha Magnetic Spectrometer*, (2)), cubrirá un rango de energía de los rayos cósmicos entre los 300 MeV y los TeV, con muy alta precisión y sensibilidad, teniendo por tanto un mayor rango de estudio que FGST. Además, AMS puede estudiar de una forma directa los rayos γ provenientes de cualquier fuente, puesto que aunque no se pueda apuntar, se sabe que zona del cielo se observa en cada momento. Para más detalles de esta misión ver el apéndice B.



Figura 2.9: (Arriba) Dibujo del satélite Fermi-GLAST. (Abajo) Impresión artística del experimento AMS mostrando sus componentes.

Gracias a estos experimentos en satélites, seremos capaces de obtener un espectro de emisión de los rayos cósmicos desde los MeV hasta centenares de GeV de cualquier fuente observada si complementamos los resultados de los satélites de nueva generación con los resultados obtenidos por los detectores terrestres.

2.3.2. Desde tierra

Se han desarrollado una serie de técnicas de detección indirecta basadas en la observación de la cascada atmosférica de partículas empleando detectores instalados sobre la superficie terrestre. Estas técnicas permiten cubrir un amplio margen de energía que va desde 10^{11} a 10^{20} eV. Si la energía del rayo cósmico primario es superior a 10^{14} eV, las partículas mismas que forman la cascada pueden ser detectadas a nivel del suelo. A energías inferiores se puede detectar, sin embargo, la luz producida por efecto Cherenkov por las partículas de alta energía de la cascada (ver capítulo 3). Estos métodos tienen una aceptación geométrica mayor que los detectores a bordo de globos o satélites, pero tienen como desventaja que la caracterización del primario a partir de los datos de la cascada atmosférica es muy difícil.

Existen varios posibles métodos para la observación de estas cascadas, usando paneles solares, *arrays* de detectores de cascadas secundarias, detectores de fluorescencia, detectores de la emisión en radio de las cascadas y los telescopios denominados IACT.

Para el primer método de detección se necesita un gran campo de **helioestatos** o **paneles solares**, usado como una colección de espejos primarios de un telescopio, que durante la noche pueden ser usados para recolectar los rápidos destellos de luz Cherenkov que resultan de las cascadas de rayos γ . La luz Cherenkov es reflejada hacia un segundo espejo localizado en una torre, que focaliza la luz en una cámara de tubos fotomultiplicadores que la convierte en señal eléctrica medible (figura 2.10). Con esta técnica, los primeros resultados observacionales en el intervalo de energía de los 100 GeV han sido obtenidos con *arrays* solares (ver figura 2.10) como **STACEE** (*Solar Tower Air Cherenkov Experiment*, (30)), **CACTUS** (*Converted Atmospheric Cherenkov Telescope Using Solar-2*, (22)), **CELESTE** (*Cherenkov Low Energy Sampling and Timing Experiment*, De Naurois 2001, (34)) y **GRAAL** (*Gamma-Ray Astronomy at ALmeria*, (21)).

En los últimos años, una nueva técnica ha sido desarrollada para detectar las cascadas a través de su **emisión en radio**. Esta clase de detectores miden los pulsos en radio producidos por pares electrón/positrón girando en el campo magnético de la Tierra (geosincrotrón). Este fenómeno produce emisión a bajas frecuencias (20-100 MHz) detectable para cascadas de muy alta energía por encima de 100 TeV (Falcke & Gorham 2003). Experimentos de este tipo son **LOFAR** (*Low Frequency ARray*, (42)), **CODALEMA** (*Cosmics Detector Array Logarithmic ElectroMagnetic Antennas*, (4)) y **SKA** (*Square Kilometer Array*, (46)).

Otro tipo de detectores de cascadas son los **detectores de fluorescencia**. Todas las cascadas, producidas por la interacción de un rayo cósmico con la atmósfera, están acompañadas por una emisión de fluorescencia ultravioleta inducida por la

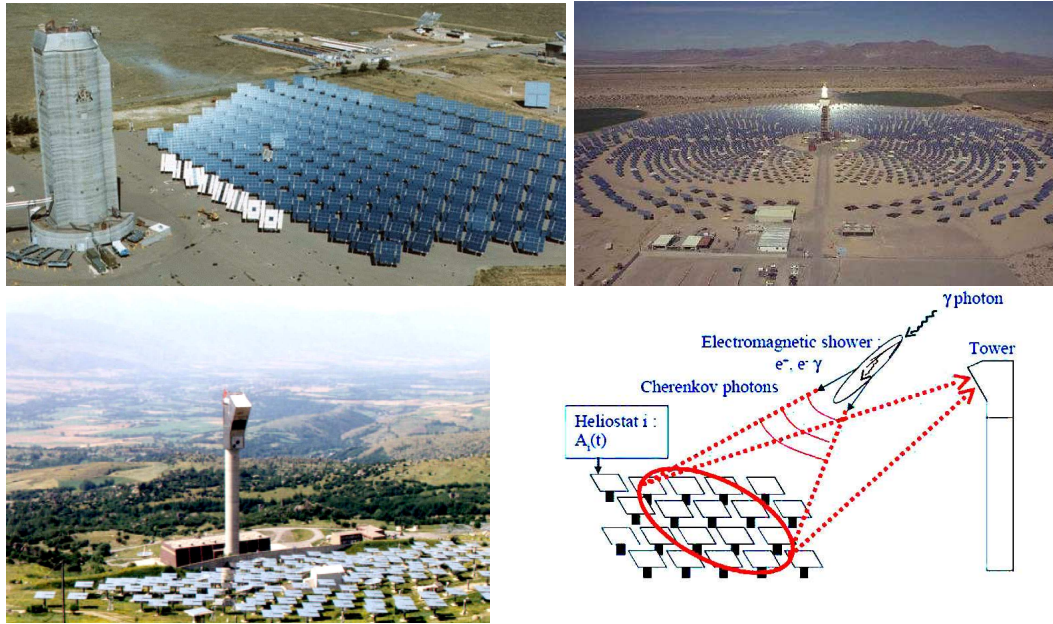


Figura 2.10: Imágenes de tres experimentos: STACEE (arriba-izquierda), CACTUS (arriba-derecha) y CELESTE (abajo-izquierda). Además, se muestra un esquema de como funciona la técnica de detección de las cascadas en los paneles solares (abajo-derecha).

interacción del nitrógeno del aire con las partículas cargadas de la cascada, si la energía del primario supera los 10^{18} eV. El resultado es una señal en el óptico-UV emitida a lo largo de la trayectoria de la cascada de manera isotrópica, seguida por la luz Cherenkov mucho más colimada en un cono de $\sim 1^\circ$. Este tipo de luz es recogida usando lentes o espejos y focalizada en una cámara localizada en el plano focal, la cual pixeliza la imagen y graba el tiempo de llegada de la luz y la cantidad de luz recogida en cada pixel. El primer experimento de este tipo fue **HiRes** (*High Resolution Fly's Eye*, Spinger 2005, (35)) dedicado a estudiar los rayos cósmicos de muy alta energía, determinando la dirección, energía y la composición química. Este experimento, en realidad, está compuesto de dos detectores HiRes-1 y HiRes-2 colocados en dos sitios diferentes del estado de Utah (EEUU) separados por 12.6 km. La óptica de los dos es la misma, espejos esféricos de 5 m^2 que recolectan la luz para focalizarla en 256 fotomultiplicadores. El primer detector tiene 21 espejos y fue completado en 1997, y el segundo tiene 42 y fue terminado dos años más tarde pudiendo entonces realizarse observaciones estereoscópicas. Usando sólo el primer detector se tiene una resolución del 25 % para energías de 3×10^{18} eV, pero usando el segundo se tiene del 20 % para energías de 10^{18} eV. Esto nos indica que el segundo detector puede ver cascadas producidas por rayos cósmicos de menos energía debido a que su cobertura azimutal es mayor y que su electrónica está mejorada también respecto a HiRes-1. Usando los dos detectores, la resolución de HiRes es del orden del 15 % para energías de 10^{18} eV.

Otro experimento de este tipo es **AGASA** (*Akeno Glant Air Shower Array*, (26)), que es un *array* de gran superficie diseñado para estudiar el origen de los rayos cósmicos de ultra alta energía, operado por la Universidad de Tokio en el Observatorio de Akeno. Éste cubre un área de 100 km^2 y consiste de 111 detectores de superficie separados por 1 km y 27 detectores de muones. Los resultados de este experimento sirvieron para calcular el espectro de energía y anisotropías de los rayos cósmicos, y ayudaron para confirmar la existencia de rayos cósmicos de muy alta energía, por encima de $5 \times 10^{19} \text{ eV}$.

En 2004 comenzó su andadura el experimento **PAO** (*Pierre Auger Observatory*, (32), figura 2.11), que combina dos métodos independientes para la detección y estudio de los rayos cósmicos de alta energía: la fluorescencia y la detección directa de las partículas. La combinación de los dos métodos permite una calibración cruzada y una reducción de los efectos sistemáticos introducidos por cada método. Concretamente, para la detección directa de las partículas, el experimento está dotado con tanques que detectan las partículas de alta energía por la interacción de las mismas con el agua de la superficie del detector, con un umbral de energía para la partícula primaria de $\sim 10^{18} \text{ eV}$. El experimento consiste de un *array* de 1600 tanques distribuidos en 3000 km^2 en la provincia de Mendoza, Argentina. Alrededor del *array* está un conjunto de 24 telescopios de fluorescencia, para los cuales las partículas primarias empiezan a ser detectables si tienen energías a partir de $\sim 10^{17}$ - 10^{18} eV . La colaboración incluye más de 350 físicos de 70 institutos de 17 países y tienen planeado construir otro en el sureste de Colorado, EEUU.

El Observatorio Pierre Auger toma datos de modo estable desde enero de 2004. La combinación de los datos obtenidos de los detectores de superficie y las medidas precisas en energía y dirección de llegada calibradas y verificadas con los detectores de fluorescencia, proporciona una oportunidad de encontrar pistas que nos permitan comprender el origen de los rayos cósmicos extremadamente energéticos. Precisamente, en relación a este tema, la colaboración Auger publicó en 2007 un artículo en la revista *Science* presentando los resultados de una posible correlación de este tipo de rayos cósmicos con objetos extragalácticos cercanos (Abraham et al. 2007).

Debido a la pronunciada caída de los flujos de las partículas cósmicas en función de la energía, en la búsqueda de partículas con energías superiores a 10^{21} eV , se requieren volúmenes de detección mayores en más de un orden de magnitud respecto al experimento Auger (Lorenz 2006). Esto no es posible desde tierra, con lo que existen otros tipos de detectores desde el espacio para detectar la fluorescencia usando el gran volumen de la atmósfera.

Como ejemplo está la misión **OWL** (*Orbiting Wide-angle Light-collectors*, Stecker et al. 2004, (18), figura 2.11). Su principal objetivo es estudiar el origen y la física de las partículas más energéticas conocidas como son los rayos cósmicos ultraenergéticos. Este experimento consta de dos satélites iguales equipados con cámaras sensibles a UV que observarán de forma estéreo, usando la atmósfera como un calorímetro, observando la luz de fluorescencia de las cascadas inducidas por

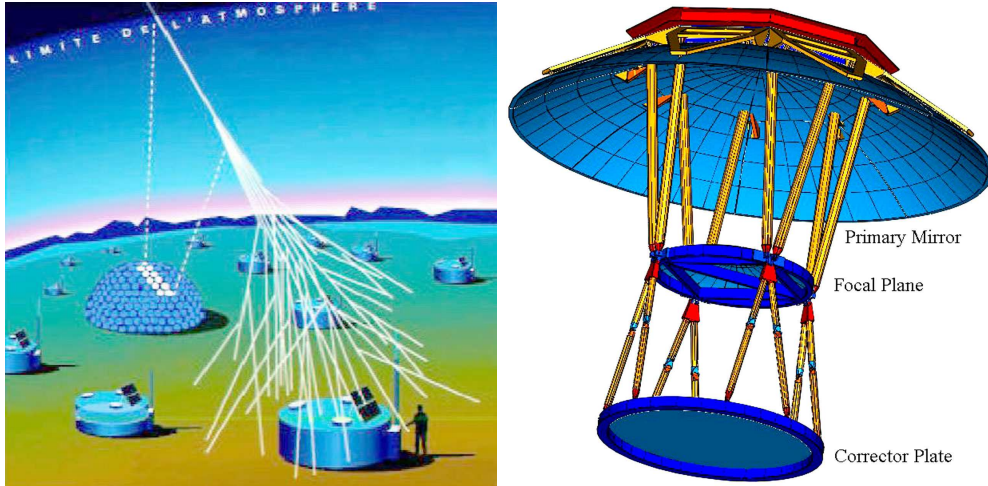


Figura 2.11: Principio de detección de las cascadas desde tierra en el experimento PAO (izquierda) y una imagen del tipo de detector usado en el experimento OWL (derecha).

estos rayos cósmicos, determinando la dirección de llegada con una precisión mejor que 1° y la profundidad de interacción en la atmósfera para poder identificar la partícula. Para todo ello, monitoriza un área de $2 \times 10^6 \text{ km}^2 \text{ sr}$ con una precisión de observación del $\sim 12\%$ y una resolución en energía del 14% para 10^{20} eV . Pero la apertura efectiva definitiva, reducida por efectos como la Luna, nubes y luz producida por el hombre, es de $0.9 \times 10^5 \text{ km}^2 \text{ sr}$, la cual es 90 veces la apertura de HiRes y 13 veces la de Auger. En conclusión, este experimento producirá una imagen del desarrollo temporal y espacial de las cascadas iniciadas por rayos cósmicos de ultra alta energía.

La primera señal de rayos γ en el rango VHE de un objeto astronómico fue detectada por **Whipple** (*Whipple Imaging Atmospheric Cherenkov telescope*, (24)), un telescopio de 10m de diámetro de tipo **Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope** (IACT) localizado en el monte Mt. Hopkins, Arizona. Después de esta primera detección, se construyeron **arrays Cherenkov** (figura 2.12), como por ejemplo, los experimentos **CAT** (*Cherenkov Array at Thémis*, (15)), **CANGAROO** (*Collaboration between Australia and Nippon for a γ Ray Observatory in the Outback*, (14)), **Tibet AS-gamma Experiment** (40), y **HEGRA** (*High Energy Gamma Ray Astronomy*, (28)).

El experimento **HEGRA** (figura 2.12) era un conjunto de detectores de diversos tipos para el estudio de la radiación cósmica de muy alta energía (500 GeV), que operaba en el observatorio del Roque de los Muchachos (La Palma) desde 1987. Los detectores se distribuían sobre una superficie de unos 200 m^2 . Este experimento observaba cascadas atmosféricas simultáneamente con varios telescopios, lo que resultaba en una mejor reconstrucción de la dirección de la partícula incidente y de su energía, lo que se traduce en una mejor resolución angular y espectral. HEGRA estaba formado por 243 detectores de centelleo sensibles a electrones, positrones y

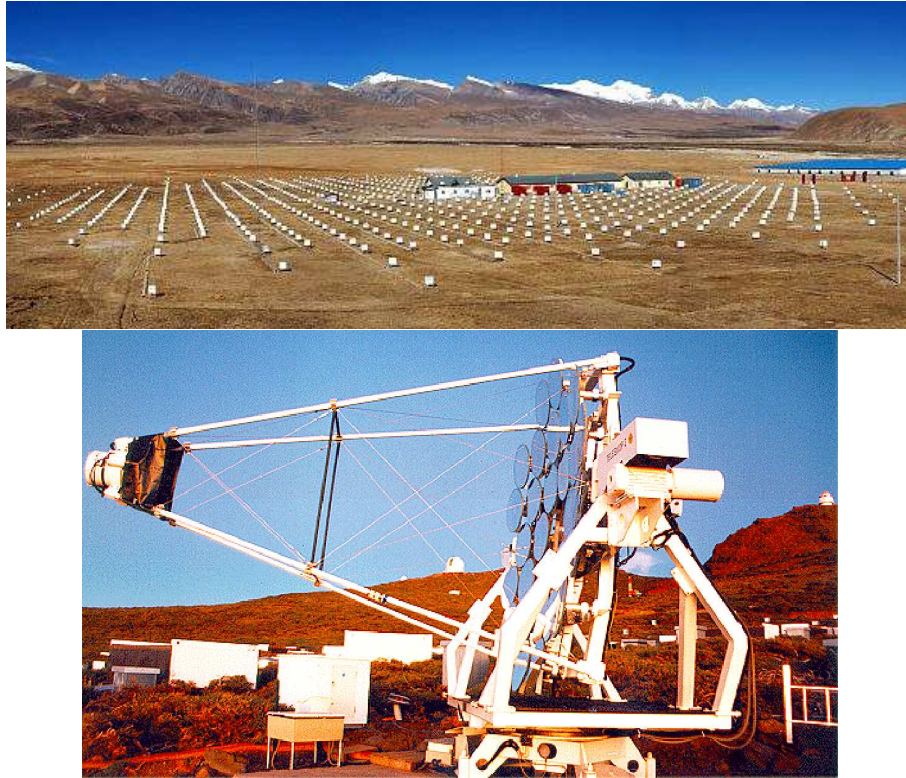


Figura 2.12: Imágenes de dos experimentos: Tibet AS-gamma (arriba) y un telescopio del experimento HEGRA (abajo).

fotones, 17 torres con tubos Geiger sensibles a electrones, positrones, fotones y muones, 97 detectores de luz Cherenkov de gran aceptación en una matriz de espaciado de 30 m que detectan la luz Cherenkov atmosférica producida por las partículas cargadas que obtenían una imagen del desarrollo longitudinal de la cascada. Con el análisis de los tiempos de llegada y de la intensidad de las señales en cada detector, se podía deducir la dirección de incidencia de la partícula primaria y su energía de una forma aproximada, pero sólo en el rango de 200 GeV hasta TeV, rango de los telescopios Cherenkov, era posible discriminar eficientemente entre cascadas producidas por fotones o por protones u otros núcleos (Moralejo 2001).

El gran adelanto se produjo cuando apareció la segunda generación de telescopios tipo IACT (ver figura 2.13), cuyo sistema de detección será explicado en la sección 3.3, entre los que cabe destacar HESS (*High Energy Stereoscopic System*, (43)) y MAGIC-I (*Major Atmospheric γ -ray Imaging Cherenkov*, Lorenz et al. 2000, (25)), además de los proyectos VERITAS (*Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System*, Bond et al. 2000, (23)) y CANGAROO-III (14). Así, los telescopios Cherenkov de formación de imágenes se convirtieron en la técnica más sensible para la observación de rayos γ entre 200 GeV y 50 TeV, gracias también a su gran área eficaz de colección.



Figura 2.13: Imágenes de telescopios IACTs: VERITAS (arriba-izquierda), CANGAROO-III (arriba-derecha), HESS (abajo-izquierda) y MAGIC-I (abajo-derecha).

HESS (Hinton 2004) es un *array* de 4 telescopios de 13 m de diámetro equipados con cámaras con un campo de visión de 5° , situado en Namibia. Empezó su andadura en 2004 y cubre un rango de energía de los 100 GeV hasta los 100 TeV con una resolución angular de aproximadamente 0.07° .

Un año más tarde **MAGIC-I** (ver capítulo 4), un telescopio de 17 m de diámetro, fue construido en España. Se trata de un telescopio que utiliza la técnica IACT y tiene el umbral de energía más bajo del mundo. Combina un detector ultraligero con una cámara que tiene un campo total de visión de 3.5° y que fue diseñado de tal forma que para cuando se produzca una alarma de explosión de rayos γ (Gamma Ray Burst - GRB), tuviera un rápido reposicionamiento.

Mientras HESS observa fuentes principalmente del Hemisferio Sur, MAGIC-I lo hace del Hemisferio Norte. Estas dos colaboraciones están construyendo una ampliación de sus proyectos, HESS-II y MAGIC-II, respectivamente. HESS-II es un telescopio de 28 m de diámetro localizado en el centro del *array* existente y MAGIC-II es un segundo telescopio de 17 m de diámetro localizado a 85 m de distancia de MAGIC-I, que operarán conjuntamente.

Otra colaboración importante es **CANGAROO**, que ha tenido otros experimentos anteriores, pero ahora destaca el CANGAROO-III, que está compuesto por 4 telescopios de 10 m de diámetro, localizado en el sur de Australia y comenzó su observación en 2004. Los telescopios tienen un espejo parabólico compuesto de 114 espejos de 80 cm de diámetro, con un área efectiva de 57 m^2 , un campo de visión de $\sim 4^\circ$ y con un umbral de energía alrededor de los 100 GeV. Por otro lado, el

proyecto **VERITAS** es un *array* estereoscópico de 4 telescopios del tipo IACT de 12 m de diámetro localizado en el sur de Arizona, que empezó su andadura en 2007. En la tabla 2.1 podemos ver una comparación de las principales características de estos cuatro proyectos.

Tabla 2.1: Características principales de cuatro telescopios Cherenkov

Telescope	Espejos	No. Teles.	No. Píxeles	Pixel($^{\circ}$)	E Umbral	Campo visión
VERITAS	78	4	499	0.15	100	3.5
CANGARAOO-III	78	4	427	0.17	100	3.4
MAGIC-I	236	1	577	0.1-0.2	80	3.5
HESS	104	4	960	0.16	100	5

Por último, podemos destacar que existen varios proyectos futuros (13), de los tipos mencionados, como por ejemplo **CTA** (*Cherenkov Telescope Array*, (36)), **GAW** (*Gamma Air Watch*, (45)), **AGIS** (*Advanced Gamma-ray Imaging System*, (8)) **MACE** (*Major Atmospheric Cherenkov telescope Experiment*, (33)), **Ashra** (*All-sky Survey High Resolution Air-shower detector*, (39)) y **HAGAR** (*High-Altitude Gamma-Ray telescope*, (41)).

2.4. Fuentes cósmicas de muy alta energía

En las secciones previas se ha hecho un repaso al estudio de los rayos cósmicos y a su detección desde satélites y desde tierra. Para estudiar la aceleración y propagación de los rayos cósmicos cargados, debemos estudiar los objetos posibles emisores y productores que veremos en esta sección. Existen diversos tipos posibles de fuente, tanto galácticas como extragalácticas. Además se hará una breve introducción al estudio de materia oscura no bariónica. Todos estos tipos de objetos son estudiados dentro de la colaboración MAGIC por diferentes grupos de trabajo. La figura 2.14 muestra las diferentes fuentes de rayos γ de muy alta energía descubiertas hasta 2007 (Hinton 2007). Se espera que este número aumente con los nuevos experimentos en un futuro próximo.

2.4.1. Remanentes de Supernova

Los *Remanentes de Supernova* (SNRs) son la estructura resultante de una explosión de supernova, ocurriendo al final de la vida de una estrella. Una supernova es una estrella que explota violentamente, adquiriendo de forma temporal un brillo altísimo. La explosión sucede cuando se pierde el equilibrio de la estrella entre gravedad y presión, el cual debe existir entre las capas externas y la presión interna, es decir, que cuando el núcleo es incapaz de sostener las capas externas, sobreviene el colapso gravitacional. La explosión es tan energética que la estrella se destruye y sus capas externas son lanzadas al espacio a gran velocidad.

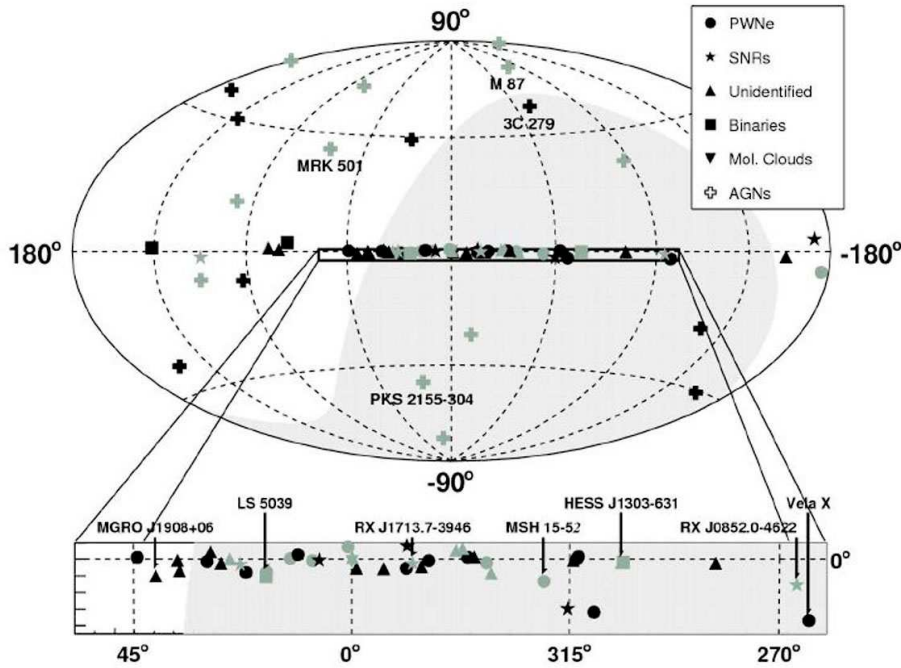


Figura 2.14: Mapa del cielo de fuentes γ de muy alta energía descubiertas hasta 2007, mostradas en coordenadas galácticas. También aparece un zoom del plano galáctico donde más fuentes se han detectado.

Existen varios tipos de supernova dependiendo del objeto de origen. Las supernovas de **tipo Ia** se forman cuando una enana blanca agrega demasiada materia de su compañera activa como para proceder a la fusión de todo su núcleo, al alcanzar una masa crítica, generando una explosión termonuclear. Otra característica de este tipo de supernovas es la falta de hidrógeno y helio, pero presentan una línea de silicio en sus espectros de emisión. La teoría más aceptada con respecto a este tipo de supernovas sugiere que son el resultado de la acreción de masa por parte de una enana blanca de carbono-oxígeno de una estrella compañera, generalmente una gigante roja.

Otra clase son las supernovas de **tipo Ib/c** que se forman cuando una estrella muy masiva (por ejemplo de tipo Wolf-Rayet), al final de su vida, agota su combustible y muere creando una explosión muy violenta, generando elementos químicos pesados y núcleos radiactivos y quedando como resto un núcleo central muy denso y la nube de gas. Las supernovas de tipo Ib/c también se caracterizan por la falta de hidrógeno puesto que se tratan de estrellas masivas que han perdido su hidrógeno debido a los fuertes vientos estelares o por la transferencia de materia hacia una compañera quedando expuesto el núcleo, el cual sigue teniendo reacciones nucleares en su interior. En casos extremos no sólo escapa el hidrógeno sino también el helio dejando al desnudo el núcleo de carbono, éste es el caso de las supernovas Ic.

Las supernovas de **tipo II** son el resultado de la imposibilidad de producir energía una vez la estrella alcanza el equilibrio nuclear con un núcleo denso de hierro y níquel. Estas supernovas se caracterizan también por tener hidrógeno en su espectro, procedente de la atmósfera de la estrella masiva origen de la supernova, lo contrario que ocurre en los otros tipos. El colapso e implosión transforma el núcleo de la estrella, pudiendo dar lugar a un objeto extraordinariamente compacto (un centímetro cúbico de materia de este objeto pesa del orden de cien millones de toneladas) llamado *estrella de neutrones*. También se especula con la posibilidad de que en algunos casos la densidad de este objeto sea tan grande que la propia atracción gravitatoria sobre los fotones impida la emisión de luz; es decir, lo que se conoce como un *agujero negro*.

La rápida liberación de energía (del orden de 10^{51} erg) que se produce en la explosión ocasiona que las capas más externas de la estrella, formadas por gas a gran temperatura, son enviadas hacia el medio interestelar creándose una onda de choque que emite radiación en todo el espectro electromagnético y donde las partículas pueden ser aceleradas hasta muy altas energías. El medio interestelar es enriquecido con el material estelar procedente de la explosión. Este material expandiéndose y viajando a través del medio interestelar es lo que se conoce con el nombre de *Remanente de Supernova*. Si la explosión de la supernova es relativamente reciente (< 1000 años), el remanente se podrá observar en visible, pero será más notorio en rayos X y en radio. Como ejemplo de SNR véase la figura 2.15, donde puede observarse la Nebulosa del Cangrejo (*Crab*) en cuatro filtros diferentes: radio, infrarrojo, óptico y rayos-X.

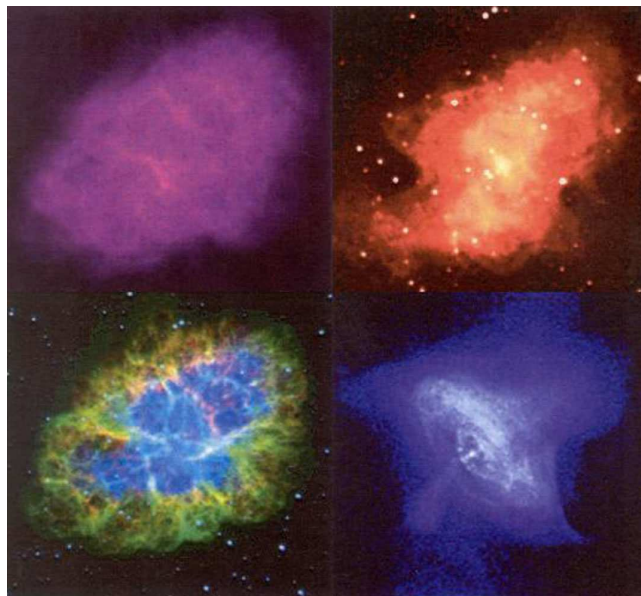


Figura 2.15: Imágenes de la Nebulosa del Cangrejo en diferentes filtros: radio (arriba-izquierda), infrarrojo (arriba-derecha), óptico (abajo-izquierda) y rayos-X (abajo-derecha).

La supernova pasa por los siguientes estadios después de la explosión (Woltjer 1972):

- **Expansión libre del material eyectado:** El material barrido por el choque es menor que la masa de la estrella eyectada y su velocidad es igual a la velocidad de la onda de choque inicial ($\sim 10^4$ km/s). Esto puede durar entre decenas hasta centenas de años dependiendo de la densidad de los gases situados alrededor de la supernova y barriendo tanta cantidad de medio interestelar como cantidad de material eyectado. El remanente está radiando desde radio hasta rayos γ , y su energía ha disminuido muy poco.
- **Fase de Sedov-Taylor:** En esta fase se produce un barrido hasta la concha de choque de gas estelar. Esto es conocido con el nombre de *expansión adiabática*. La energía interna de la concha sigue siendo mayor comparado con las pérdidas en radiación, así el total de energía permanece casi constante. La tasa de expansión está determinada por la energía inicial de la onda de choque y por la densidad del medio interestelar. Se cree que ésta es la fase donde se acelerarían los rayos cósmicos.
- **Fase radiativa:** En esta fase se produce un enfriamiento de la concha para formar una delgada (< 1 pc) y densa (1 - 100 millones de átomos por m^3) capa que rodea al interior caliente. Esta fase está gobernada por la presión. La concha se puede ver fácilmente en distintas longitudes de onda debido a la desionización de átomos de hidrógeno y de oxígeno, puesto que la temperatura ha bajado hasta $\sim 2 \times 10^4$ K, precisamente cuando es posible que los electrones se recombinen con carbono y oxígeno, pudiendo esto observarse en las líneas de emisión en ultravioleta. La capa se sigue expandiendo debido a su propia inercia. Esta fase se puede detectar en radio debido a la emisión de los átomos de hidrógeno neutro.
- **Enfriamiento del interior:** La densa capa continúa expandiéndose debido a su propia inercia. Este estadio de la evolución se detecta principalmente por la emisión de ondas de radio de los átomos de hidrógeno neutros.
- **Fase de dispersión:** Se produce una fusión con el medio estelar, la radiación X llega a ser mucho menos aparente, el remanente se enfría aún más y el resto de supernova se va desacelerando hasta alcanzar la velocidad del medio que la rodea, llegando a mezclarse con el medio interestelar contribuyendo así a su energía cinética en el curso de los siguientes 10^4 años.

Desde hace más de 50 años, se cree que las ondas de choque de este tipo de objetos es donde se aceleran los rayos cósmicos galácticos a muy altas energías y deberían producir grandes cantidades de radiación gamma. El caso más probable de la producción de esta radiación sería en la desintegración de piones neutros como el resultado de la aceleración de los rayos cósmicos en la onda de choque de la supernova al interactuar con nubes moleculares del medio interestelar cercano o por

la desintegración de piones producidos en los choques entre protones de la onda de choque y protones de las últimas capas de la atmósfera y del viento estelar. Este escenario y el mecanismo de Fermi de primer orden (ver apéndice A) podrían explicar el espectro observado de los rayos cósmicos y su composición. Los SNRs son consideradas los mejores candidatos para la aceleración de los rayos cósmicos hadrónicos para alcanzar la rodilla en el espectro a una energía de 10^{15} eV basándose en 3 razones:

- El total de energía de los rayos cósmicos equivale alrededor del 10 % de la energía media de las supernovas en nuestra Galaxia puesto que en el caso de los SNR, la energía de los rayos cósmicos en la fuente puede ser comparada con el poder de las explosiones de supernova de típicamente 10^{51} erg (Woltjer 1972), por lo tanto los SNRs son unos buenos candidatos si el mecanismo de aceleración de Fermi tiene una eficiencia de aceleración entorno al 10 % (Berezhko & Völk 2000).
- Las explosiones de supernova producen la más alta entrada de energía en el medio interestelar.
- La onda producida por las explosiones de supernova pueden acelerar partículas por medio de la aceleración difusa de Fermi produciendo un índice espectral de -2, puesto que las partículas aceleradas por este mecanismo tienen un espectro que sigue una ley de potencias como la observada para los rayos cósmicos (ver apéndice A).

Se han detectado ya algunos restos de supernova a energías mayores de 300 GeV compatibles con la hipótesis de aceleración de electrones. La observación de rayos γ producidos en la interacción de hadrones acelerados en la onda de choque de una supernova con una nube molecular sería una prueba esencial de la presencia de hadrones en los restos de supernovas. La dificultad radica en ser capaces de discernir si la radición de rayos γ observada es de origen hadrónico o leptónico. Para ello habría que observar suficientes SNRs en rayos γ de muy alta energía y mostrar que la radición es debida a interacciones hadrónicas. La identificación y detección de rayos γ provenientes de la desintegración de piones constituiría la prueba del origen galáctico de los lugares de aceleración de los rayos cósmicos (Drury et al. 1994). Por todo esto, es necesario realizar observaciones más profundas en el sentido de cubrir un mayor rango de energía, de los pocos GeV hasta varias decenas de TeV y con una resolución angular mejor para poder determinar los lugares de aceleración dentro de la nube. Concretamente, para el remanente de supernova IC443 se ha realizado un estudio de este tipo y se ha llegado a la conclusión de que la emisión de rayos γ es consistente con la interpretación de interacciones de rayos cósmicos con la nube molecular situada enfrente del remanente (más detalles en la sección 7.2.1).

2.4.2. Púlsares y su nebulosa

Los *púlsares*, son el producto final de una supernova, lo que queda en su interior, tras el colapso de una estrella masiva ($M \geq 8M_{\odot}$) o a partir de la acreción de materia de una enana blanca en un sistema binario. Concretamente, los púlsares son estrellas de neutrones altamente magnetizadas y que giran a gran velocidad con periodos desde 1.6 ms hasta segundos (Lorimer 2001). El *Pulsar Wind Nebula* (PWN) o también llamado *plerion* es la nebulosa emitiendo radiación sincrotrón, el cual es alimentado por el viento relativista de un púlsar en su interior. El prototipo de PWN es la Nebulosa del Cangrejo. Los pleriones son un tipo de remanente, denominado *relleno*, que no tienen una estructura de tipo concha y tienden a ser simétricos pero están muy excitados en su interior debido a la presencia del púlsar, que posee un poderoso campo magnético que interactúa con el remanente.

En la creación de un púlsar, la contracción de la estrella produce, debido al principio de conservación del momento angular, un aumento en su velocidad de rotación tan grande que en ocasiones la estrella da una vuelta completa en sólo centésimas de segundo. Las partículas cargadas atrapadas en su campo magnético alcanzan velocidades próximas a la de la luz originando un cono de radiación que gira con la estrella. La radiación es observada desde tierra sólo cuando el haz incide sobre ella y, por tanto, aparece en forma pulsada del mismo modo que observamos desde el mar la luz emitida por un faro. La masa de un púlsar es aproximadamente de $1.4 M_{\odot}$ y su radio de 10 km, lo que se traduce en densidad extrema. Dependiendo de la intensidad del campo magnético los púlsares se clasifican en *púlsares normales* con un campo magnético del orden de 10^{12} G y los *púlsares de milisegundo* con campos del orden de 10^9 G o menor. Los púlsares son los objetos con campo magnético más intenso conocido, además de los agujeros negros, y junto con sus condiciones físicas extremas, que proporcionan un campo gravitatorio muy fuerte, se constituyen en uno de los mayores aceleradores de partículas. A una cierta distancia del púlsar se tiene un fuerte frente de onda estacionario donde las partículas son aceleradas hasta altas energías y emiten radiación de curvatura y producen emisión efecto Compton inverso (Aharonian, Atoyan y Kifune 1997).

2.4.3. Sistemas Binarios con acreción estelar

De los procesos energéticos más interesantes del Universo, sin duda uno de los más relevantes es la transferencia de masa entre los dos componentes de un sistema binario. Este tipo de fuentes son denominadas *Sistemas Binarios con acreción estelar*, entre los cuales destacamos: las *Variables Cataclísmicas*, las *Binarias de rayos-X* y los *Microcuásares*. Las primeras están formadas por una enana blanca y por una estrella fría de tipo M, las segundas están constituídas por una estrella de neutrones y una estrella de la secuencia principal y los últimos tienen un agujero negro en lugar de una estrella de neutrones y donde la acreción de materia por el agujero crea chorros relativistas como en los AGNs.

Variables Cataclísmicas

Las *Variables Cataclísmicas* son una clase de sistema binario compuestas por una enana blanca (*primaria*) y una estrella de la secuencia principal (*secundaria*) de tipo tardío (K-M) que orbitan alrededor del *centro de masas del sistema* (Rodríguez 2004), figura 2.16).

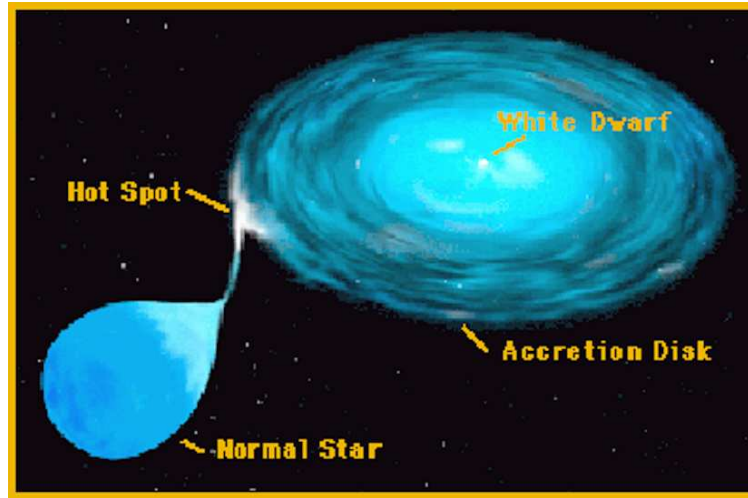


Figura 2.16: Imagen artística de una variable cataclísmica con sus componentes.

La estrella secundaria se va envejeciendo y dilatando, con lo que parte de su material es desprendido para precipitarse hacia la enana. A causa del movimiento del sistema, el chorro de gas que parte de la secundaria se pone en órbita alrededor de la primaria. El choque del chorro consigo mismo y el efecto de varios procesos que disipan energía hacen que al final se forme un disco alrededor de la enana llamado *disco de acrecimiento*. En el punto donde el chorro de gas choca con el disco se forma una región de gran luminosidad llamada *mancha brillante* o *caliente*. Este fenómeno produce súbitas e impredecibles explosiones que resultan en el incremento del brillo del sistema. La variabilidad de luminosidad se produce en escalas de tiempo de unos segundos a unos pocos años, asequible para su observación, y sus periodos orbitales van de una hora a decenas de días.

El brillo del sistema depende del ritmo de acrecimiento, es decir, de la velocidad a la que se transporta el gas desde la secundaria al disco, existiendo ritmos oscilando entre 10^{14} y 10^{18} gr/s. Este depósito de gas genera temperaturas en la primaria del orden de 10^8 grados, lo que hace que se emita radiación muy energética en el rango UV y en rayos X. Aparte de estos fenómenos, se producen muchos otros que dejan marcas en las curvas de luz y en la estructura y movimiento de las líneas de emisión y absorción del espectro, desde el rango de las ondas de radio hasta los rayos X. Los importantes hallazgos realizados en este campo tienen aplicación directa en otros objetos astrofísicos en los que los discos juegan un papel importante, como por ejemplo las binarias de rayos X y, probablemente, en los núcleos activos de galaxias.

Binarias de rayos-X

Este tipo de sistemas binarios está constituido por una estrella de la secuencia principal y un objeto compacto (estrella de neutrones o agujero negro). El mecanismo más eficiente para explicar las luminosidades tan altas ($\sim 10^{38}$ ergs) en este tipo de sistemas es la disipación térmica de la energía del gas que gira entorno al objeto compacto en el disco de acreción, donde en su zona interna alcanza la temperatura necesaria para la emisión de rayos X (Casares 1993). Las binarias de rayos X se dividen en binarias de alta masa (HMXB) y las de baja masa (LMXB). Para el primer tipo, la compañera del objeto compacto es una estrella supergigante caliente de tipo OB con masa típica mayor de $10 M_{\odot}$. Para el segundo tipo, la compañera es poco masiva ($\leq 1.5 M_{\odot}$), de la secuencia principal de tipo K o ligeramente evolucionada. Este último tipo también pertenece al subtipo de variables transitorias, en las cuales se produce un aumento repentino de la luminosidad en varios órdenes de magnitud en una escala de tiempo de varias décadas en todas las longitudes de onda.

En las *Binarias de rayos-X*, la materia acretada desde la compañera cae en espiral, a lo largo de las líneas de campo, hacia los polos magnéticos de la estrella de neutrones. El calentamiento de los polos de la estrella de neutrones produce la emisión de rayos X térmicos. Un posible mecanismo para la emisión de rayos γ es que los protones acelerados en los polos interaccionen con la atmósfera de la compañera produciendo piones, con su consiguiente decaimiento en rayos γ . En cuanto a detecciones se refiere, el experimento HEGRA confirmó la detección de emisión en el rango TeV cerca del núcleo de la asociación Cygnus OB2 (Aharonian et al. 2002, Aharonian et al. 2005), denominando a esta fuente descubierta TeV J2032+4130. Esta misma fuente ha sido observada recientemente por MAGIC-I (Albert et al. 2008b), obteniendo también una señal compatible con la encontrada anteriormente por HEGRA. Para más detalles sobre estos y otros descubrimientos ver sección 4.2.

Microcuásares

Los *Microcuásares* son como los cuásares (una estrella en órbita con un agujero negro en donde existe transferencia de materia) pero en miniatura, en el sentido de que su masa es menor. Además, los fenómenos que rigen la vida de los haces de partículas se desarrollan en escalas de tiempo de días o meses, lo que los hace más adecuados para la observación. Poseen *jets* o chorros relativistas y su disco de acreción es más caliente que el de un cuásar y además emite en rayos-X. Se ha descubierto radiación de rayos γ proveniente de la aceleración de partículas de muy alta energía en los chorros relativistas. Prueba de ello es el descubrimiento de emisión variable en el microcuásar LSI +61 303 (ver sección 4.2.5).

Según Mirabel (2004, figura 2.17), aunque los microcuásares, los GRBs y los AGNs son fuentes con diferentes condiciones físicas, los chorros son producidos por un único proceso electromagnético en el cual el plasma cargado es acelerado por campos eléctricos que son generados a su vez por el campo magnético del objeto.

Este mecanismo podría ser el responsable de tres tipos de objetos astronómicos: los microcuásares, los cuásares y los colápsares. Estos últimos serían el colapso de la estrella masiva, causa probable de algunos GRBs. Todos contienen un agujero negro en su interior, un disco de acreción y chorros relativistas. Cuando el chorro está alineado con la línea del observador, estos objetos se denominan microblazar, blazar y GRB, respectivamente. Además en su estudio concluye que los chorros tienen las siguientes propiedades:

- Aparecen después del decaimiento del flujo en rayos X del sistema binario.
- Son producidos durante la reposición del disco de acreción interior.
- La inyección del chorro no es instantánea, puede durar hasta ~ 10 min.
- El tiempo de demora entre los chorros a las longitudes de onda de $2\mu\text{m}$, 2cm, 3.6cm, 6cm y 21cm son consistentes con el modelo de expansión adiabática de nubes propuesto para los chorros en AGNs.
- La emisión sincrotrón se observa hasta el infrarrojo y, probablemente, hasta los rayos X, lo que implicaría la presencia de electrones con energías de TeV en los chorros.

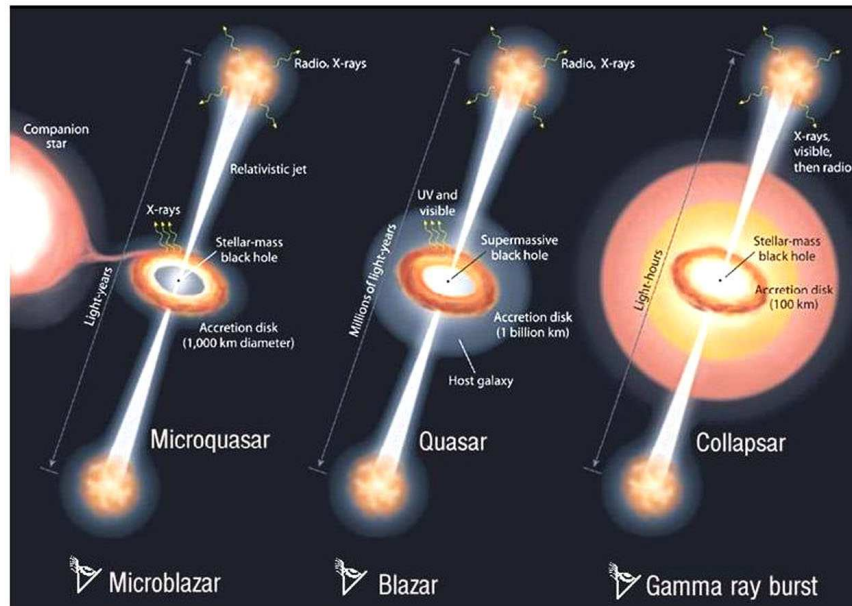


Figura 2.17: Objetos donde se producen chorros.

2.4.4. Núcleos Activos de Galaxias

Los *Núcleos Activos de Galaxias* (AGNs) son las regiones centrales de las galaxias activas. Se caracterizan por su alta luminosidad (10^{48-49} erg/s) respecto al resto de la galaxia y por ser una región de emisión muy compacta. Debido a la gran diversidad de rasgos observacionales, se pueden clasificar en muchas clases y subclases, siendo la principal división entre los de fuerte y débil emisión en radio. Existe un modelo unificado que propone como origen de la emisión de los AGNs, la acreción por parte de un agujero negro muy masivo ($10^6 - 10^9 M_{\odot}$) situado en el centro de la galaxia (Urry y Padovani 1995) con un disco de acreción a su alrededor que emite en rayos-X, en UV y visible. Además, en los de fuerte emisión en radio, existen chorros en la dirección perpendicular al plano de acreción emitiendo en todo el espectro electromagnético, desde radio hasta rayos γ . La emisión en radio es consecuencia de la radiación sincrotrón producida por las partículas relativistas del chorro. También se cree que la emisión de muy alta energía es producida por electrones energéticos cuando interactúan con fotones de baja energía dentro del chorro (efecto Compton inverso) o por protones que generan cascadas hadrónicas. Como AGN's se incluyen varios tipos de objetos como los cuásares, las galaxias Seifert y las radio galaxias. Las diferencias entre las propiedades observables de estos objetos depende de su orientación respecto del observador. Además, se denominan *blazar* a los AGNs que tienen chorros apuntando en la dirección del observador, y por este motivo, son uno de los objetos más interesantes para la astronomía gamma. Su emisión es variable, mostrando fuertes erupciones ocasionales llegando a duplicar su flujo en cuestión de minutos a meses, y siendo esta emisión compatible con otras en diferentes longitudes de onda. Las medidas de la radiación gamma en los AGNs permite estudiar el fenómeno de los chorros y de la materia acretando en el agujero negro. Han sido varias las detecciones de este tipo de objetos por el telescopio MAGIC-I como podemos ver en la sección 4.2.

2.4.5. Luz extragaláctica de fondo

Otro aspecto interesante de la búsqueda de fuentes extragalácticas es el estudio de la posible atenuación de la radiación gamma en su camino hasta nosotros, debido a los campos de radiación de fondo. Esto es lo que se conoce con el nombre de *Luz extragaláctica de fondo* o *Extragalactic Background Light* (EBL). Dada una densidad para EBL nos permite obtener una distancia máxima a la cual estaría una fuente de rayos γ para no ser detectada, el denominado *horizonte de rayos γ* . Así, el universo visible en radiación gamma de alta energía está limitado por la absorción debida al fondo infrarrojo intergaláctico o, lo que es lo mismo, por el EBL. Por otro lado, se puede determinar una medida de la densidad del EBL, estudiando un gran número de fuentes extragalácticas conocidas, como ya han hecho las colaboraciones HESS (Aharonian et al. 2007) y MAGIC-I (Albert et al. 2008h).

2.4.6. Explosiones de rayos γ

Las *Explosiones de rayos γ* (GRBs) constituyen uno de los mayores enigmas de la astrofísica moderna. Los GRBs son gigantescas explosiones que parecen ocurrir en el universo distante en cualquier dirección y que duran desde milisegundos a horas en el rango de los rayos γ y que aparecen alrededor de una vez al día sin aparentemente relación alguna con ninguna fuente conocida. En cuanto al origen de dichas explosiones se ha especulado con la posibilidad de la existencia de explosiones aún más energéticas que las supernovas. Los GRBs se dividen en dos clases: los de corta duración (entre milisegundos y 2s) y los de larga duración (entre 2s y unos cientos de segundos). Los primeros se piensa que son el resultado de la fusión de un sistema binario que incluye la colisión de objetos compactos y la formación de un nuevo objeto compacto liberando cantidades de energía en un corto periodo de tiempo. Para los de larga duración se piensa que son supernovas asimétricas o explosiones de hipernovas. Los fotones de energías de GeV pueden ser producidos via sincrotrón o efecto Compton inverso por electrones acelerados en los frentes internos. En cuanto a posibles detecciones, EGRET ha detectado GRBs con energías hasta los GeV (Hurley et al. 1994) y, recientemente, también Fermi ha obtenido algunas detecciones publicadas en la circular GCN (*Gamma ray bursts Coordinates Network*). MAGIC-I tiene una inmensa área efectiva y un rápido reposicionamiento, que precisamente nos permitiría observar la posible señal procedente de un estallido de GRB y así buscar las contrapartidas en rayos γ de muy alta energía. Se han observado alrededor de 40 GRBs pero no se ha encontrado señal de emisión de rayos γ , sólo se ha podido dar límites superiores. Para más detalles sobre estos y otros descubrimientos de MAGIC-I ver la sección 4.2.

2.4.7. Búsqueda de candidatos a materia oscura no bariónica

El Universo se rige por dos procesos básicos que dictaminan como evoluciona. Por una parte, la *expansión* que tiende a separar su contenido y la *fuerza de la gravedad* que tiende a agrupar la energía. El destino del Universo depende del equilibrio de estas dos fuerzas. Dado que la cantidad de materia es la que determina la geometría y evolución, junto con la radiación y la constante cosmológica, uno de los objetivos primordiales de la cosmología es determinar dicha cantidad. La materia ordinaria que conocemos está constituida por protones, neutrones y electrones, que se agrupan para dar los objetos que conocemos. Estas partículas se denominan *bariones* y por lo tanto la materia que constituyen se denomina *materia bariónica*.

Se cree, por tanto, que la mayor parte de la materia del Universo está formada por partículas que no se han detectado todavía en la Tierra. Hay una serie de evidencias de la falta de materia o de que la mayor parte de la materia no es bariónica, como por ejemplo trabajos realizados sobre la curva de rotación de la galaxia, sobre lentes gravitatorias, sobre la estructura a gran escala o sobre los modos de oscilaciones del espectro de potencias del espectro de microondas. Observaciones astronómicas indican una posible existencia de un nuevo tipo de materia no luminosa ni bariónica

contribuyendo a la densidad de energía total del Universo siendo casi 6 veces más que la materia bariónica (Albert et al. 2008c), denominada **materia oscura no bariónica**. La velocidad de rotación de las estrellas alrededor del centro de las galaxias muestra que éstas contienen mucha más materia que la visible en el espectro electromagnético, puesto que si el movimiento de cualquier sistema se rige por las leyes de la gravedad, entonces tiene que existir una materia que no vemos para poder explicar los movimientos observados (Castander 2004).

La física de la materia oscura ha adquirido mucho interés en los últimos años después de la publicación de las medidas hechas de la radiación cósmica de fondo por el equipo del satélite WMAP. Combinaron sus medidas con otros datos obtenidos del estudio de supernovas y con las medidas de agrupamiento de galaxias para así obtener que el Universo tiene una densidad de materia y energía igual a la densidad crítica y que su métrica es plana. Como conclusión obtienen que el cosmos está compuesto por un 5 % de materia bariónica, un 25 % de materia oscura fría y el 70 % restante de energía oscura.

Uno de los candidatos propuestos como materia oscura no bariónica es el **neutralino** del modelo de MSSM (*Minimal SuperSymmetry Model*), el cual es su propia antipartícula. Hay varios tipos de neutralinos y el que más interesa estudiar es el más ligero y estable de todos ellos, el χ_1^0 (también llamado LSP - *Lightest Supersymmetric Particle*). Éste se aniquila en dos quarks o bosones ($\chi_1^0 \chi_1^0 \rightarrow b\bar{b}, c\bar{c}, W^-W^+, Z^0Z^0, \dots$ etc), donde éstos decaen en positrones, antiprotones y gammas. Los experimentos predicen masas en reposo del neutralino con un mínimo de 40 GeV, que permiten señales de rayos γ de alta energía. Existen varias localizaciones donde un flujo de rayos γ es esperado prodecente de la aniquilación del neutralino. Por ejemplo, localizaciones como el Centro Galáctico y la galaxia Draco, siendo las dos observadas por MAGIC-I (Albert et al. 2006, Albert et al. 2008a). El flujo esperado de rayos γ depende del modelo de supersimetría usado como de la distribución de densidad de la materia oscura en la fuente observada. En general, se supone que la materia oscura está distribuida en un halo extenso alrededor de galaxias esferoidales. También, dependiendo del modelo usado, la sección de aniquilación, el número medio de fotones producido y la forma del espectro de rayos γ , pueden cambiar drásticamente.

Cascadas atmosféricas y luz Cherenkov

A causa del decaimiento del flujo de rayos γ con la energía, los de muy alta energía no pueden ser detectados por satélites debido a su pequeña área colectora. Las medidas de este tipo de rayos sólo pueden ser hechas con telescopios desde tierra, que detectan las cascadas producidas por los rayos al interactuar con los núcleos de la atmósfera. Los telescopios de radiación Cherenkov, que detectan la luz producida por la radiación γ de muy alta energía, son la clave para estudiar los fenómenos más violentos y energéticos del Universo. En este capítulo se hará una descripción de la formación de cascadas atmosféricas, destacando las diferencias entre las iniciadas por rayos cósmicos o por rayos γ , así como la formación de luz Cherenkov y su técnica de detección desde tierra, usando telescopios Cherenkov, mediante la llamada ***técnica de formación de imágenes atmosféricas***, en la que se obtiene una imagen del desarrollo de la cascada para un posterior análisis con el objetivo de deducir las propiedades de la partícula que la originó. De lo dicho anteriormente se deduce el gran interés en la búsqueda de fuentes de rayos γ en un amplio rango de energías que complementen las observaciones realizadas desde satélites, objetivo que se puede conseguir con los telescopios que actualmente existen y los que están en desarrollo.

3.1. Cascadas atmosféricas

Las partículas cargadas son desviadas por los campos magnéticos galáctico e intergaláctico, por lo que pierden toda información sobre su dirección de origen. Sólo las partículas neutras no son desviadas y, por lo tanto, de ellas se puede obtener información de la dirección de procedencia. En particular, los rayos γ nos dan información sobre la fuente que los emitió así como sobre la propagación entre la fuente y el observador. Además, los rayos cósmicos pueden sufrir interacciones con el medio interestelar, como por ejemplo, la fragmentación de los núcleos, ionización o creación de partículas. Todos estos subproductos derivados de los rayos cósmicos, son los que finalmente alcanzan la atmósfera terrestre.

La opacidad de la atmósfera terrestre a los rayos γ dificulta su observación. Pero

en las últimas décadas del siglo pasado ha sido desarrollada una técnica de detección indirecta de rayos γ de muy alta energía usando detectores terrestres. La principal dificultad es que, además de los rayos γ procedentes de la fuente de observación, también llegan a la Tierra rayos cósmicos desde todas las direcciones, que a su vez producen cascadas atmosféricas al contacto con la atmósfera al igual que los rayos γ . Al ser los cósmicos más numerosos, se hace imprescindible desarrollar un método capaz de distinguir entre una cascada producida por un rayo cósmico o producida por un γ .

Tanto los rayos γ de alta energía procedentes de la fuente, como los rayos cósmicos, al alcanzar la atmósfera terrestre (~ 25 km de altitud), interaccionan con ella, concretamente con las moléculas del aire produciendo emisión de partículas secundarias, que a su vez experimentan más interacciones en su propagación a través de la atmósfera, produciendo una cascada de partículas que recibe el nombre de **cascada atmosférica extensa** o **Extensive Air Shower** (EAS). El número de partículas secundarias crece hasta un máximo dado por la energía de la partícula primaria, a partir del cual las pérdidas energéticas se hacen dominantes y la cascada empieza a ser absorbida. El tipo de cascada y de interacciones que se producen dependen de la partícula inicial primaria que las origina.

3.1.1. Cascadas iniciadas por rayos γ

Cuando un fotón¹ entra en contacto con la atmósfera, el desarrollo de la cascada comienza con la **producción de un par electrón-positrón** (e^- , e^+), que se reparten la energía de la partícula incidente. Éstos a su vez emiten nuevos rayos γ secundarios via **bremsstrahlung**, que vuelven a emitir nuevos pares (e^- , e^+), y el proceso vuelve a repetirse. El resultado es una cascada formada por γ , e^- y e^+ , que viaja en la dirección del rayo γ incidente primario con una pequeña dispersión (figura 3.1). A este resultado combinado de producción pares electrón-positrón y la radiación *bremsstrahlung* se le denomina **cascada electromagnética**. El número de partículas crece a un ritmo exponencial hasta que las energías promedio caen por debajo de una determinada energía crítica. Para los electrones y positrones, esta energía crítica viene definida como aquella por debajo de la cual el mecanismo dominante de pérdida de energía es por ionización de las moléculas del aire en lugar de *bremsstrahlung*. Para los γ , esta energía crítica es por debajo de unos cuantos MeV donde la dispersión Compton domina a la producción de pares (e^- , e^+). La energía crítica para una cascada de este tipo en el aire tiene un valor de $E_c = 83$ MeV. Cuando se alcanza esta energía crítica, la cascada alcanza su máximo desarrollo y comienza a extinguirse, perdiendo energía, disminuyendo el número de partículas producidas y la energía de la cascada es disipada por ionización de los átomos en el medio, produciéndose la absorción de la cascada por la atmósfera.

¹Notar que cuando un electrón o positrón cósmico entra en contacto con la atmósfera produce la misma cascada electromagnética, y no se pueden distinguir de las iniciadas por un fotón, con lo que éstos formarían parte del fondo que debemos eliminar.

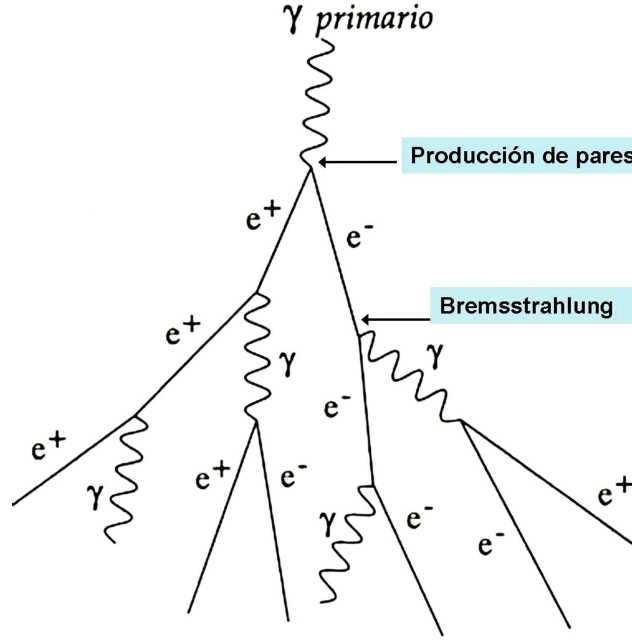


Figura 3.1: Desarrollo de una cascada atmosférica electromagnética iniciada por un rayo γ .

Debido a la dispersión múltiple de Coulomb y al campo magnético de la Tierra, las partículas de la cascada se alejan de la dirección del rayo incidente o *eje de la cascada*. Aunque el ángulo de dispersión es pequeño, al gran número de interacciones hace que el efecto neto sea considerable. Con lo que a medida que la cascada viaja hacia el suelo, ésta se va ensanchando formando un disco de algunos metros de espesor que se desplaza a una velocidad cercana a la velocidad de la luz. Esta dispersión se puede caracterizar usando el **radio de Moliere** R_M , el cual depende de la longitud de radiación X_0 (ver apartado 3.1.3) y de la energía crítica en la forma $R_M = 21.2X_0/E_c$ (MeV $\times$ (g/cm²)/MeV). Teniendo en cuenta que la longitud de radiación varía con la densidad, la expresión queda de la forma $R_M = 9.3$ (g/cm²) en el aire. En media, el 90 % de la energía de la cascada es depositada en un cilindro alrededor del eje de la cascada de radio R_M (este radio es de ~ 78 m sobre el nivel del mar y de 190 m a una altura de 10 km) y el aproximadamente 99 % en un cilindro de radio $3.5 R_M$.

3.1.2. Cascadas iniciadas por rayos cósmicos

La radiación observada en la superficie terrestre es debida al constante bombardeo de núcleos atómicos a que se encuentra sometida la Tierra. Al penetrar en la atmósfera, cada uno de estos rayos cósmicos primarios o hadrones producen una cascada similar a las de electrones y fotones pero en la que, debido a la distinta naturaleza de los procesos que tienen lugar, se crean una gran variedad de partículas

elementales denominada **cascada hadrónica** (ver figura 3.2). La cascada se inicia cuando el núcleo primario colisiona con un núcleo atmosférico (nitrógeno u oxígeno) produciendo una reacción nuclear en la que parte de la energía se transforma en materia, creándose nuevas partículas, sobre todo piones (π^0 , π^+ , π^-) y en menos medida kaones (K^+ , K^-) y nucleones, donde las partículas nuevas creadas también se desintegran en muones, neutrinos y electrones, de la forma:

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma (98.8 \%) \quad (3.1)$$

$$\pi^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) (99.98 \%) \quad (3.2)$$

$$K^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) (63.54 \%) \quad (3.3)$$

$$K^\pm \longrightarrow \pi^\pm + \pi^0 (20.68 \%) \quad (3.4)$$

$$\mu^\pm \longrightarrow e^\pm + \nu_e (\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu) (\sim 100 \%) \quad (3.5)$$

siendo el número expresado entre paréntesis la probabilidad de que se produzca cada reacción (Elsevier 2008).

El núcleo incidente y los fragmentos resultantes después de esta colisión siguen viajando a gran velocidad en dirección al suelo, hasta que de nuevo tiene lugar otra reacción nuclear en la que se producen más partículas y así, sucesivamente, hasta que la energía por nucleón cae por debajo del umbral de producción de piones (~ 1 GeV). Por lo tanto, una cascada iniciada por un hadrón está constituida por tres componentes, el **núcleo hadrónico** constituido por nucleones y kaones de alta energía, la **componente electromagnética** y una **componente de muones y neutrinos**. Hay que tener en cuenta que las partículas nuevas creadas también se desintegran.

Alrededor del 90 % de todas las partículas producidas son piones, de los cuales un tercio son neutros. Los piones neutros (π^0) creados se llevan casi el 30 % de la energía del primario y se desintegran casi instantáneamente, convirtiéndose en dos rayos γ , antes que cualquier otra interacción hadrónica tenga lugar con el medio, pues su tiempo de decaimiento es de $8.4 \cdot 10^{-17}$ s, mientras que para los piones cargados es de $2.6 \cdot 10^{-8}$ s. Cada uno de los fotones produce una cascada electrón-fotón. La suma de todas ellas da lugar a la llamada **componente electromagnética** de la cascada, que consiste en un disco de fotones, electrones y positrones que se mueve a la velocidad de la luz. A medida que la cascada se acerca al suelo, es decir, profundiza en la atmósfera, este disco aumenta su radio debido a las colisiones elásticas de los electrones con los núcleos atmosféricos. Por otro lado, el número de partículas presentes en el disco inicialmente crece hasta llegar a una profundidad, en la que alcanza el máximo desarrollo, a partir de la cual las partículas son absorbidas en la atmósfera. Como los piones neutros se llevan el 30 % de la energía en cada interacción, se transfiere esa energía de la cascada hadrónica a su parte electromagnética.

Los piones cargados (π^+ , π^-) pueden colisionar con otro núcleo atmosférico produciendo nuevas partículas o desintegrarse en un muón (μ) y un neutrino (ν), al igual que los kaones cargados. El muón posee una vida media de 2 microsegundos,

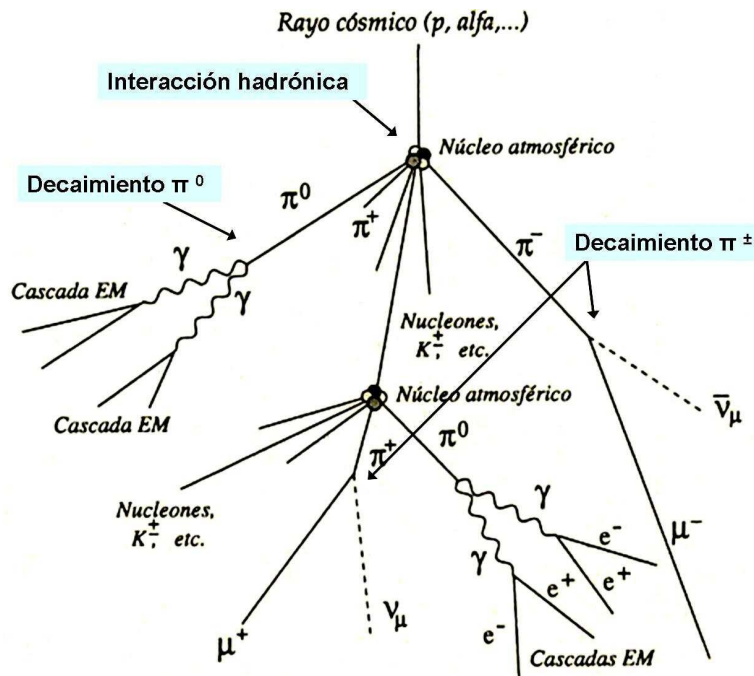


Figura 3.2: Desarrollo de una cascada hadrónica donde se pueden apreciar los distintas subcascadas que se generan.

tras lo cual se desintegra convirtiéndose en un electrón y dos neutrinos. Sin embargo, debido a su alta velocidad (muy próxima a la de la luz), su vida media para un observador en tierra es mucho mayor. De hecho, en casi todas las cascadas iniciadas por rayos cósmicos, una parte importante de los muones logran alcanzar la superficie terrestre. Son tan penetrantes que muchos de ellos alcanzan profundidades de cientos de metros bajo tierra, pero, al ser partículas cargadas, dejan un rastro de ionización fácilmente detectable. Gracias a esto se detectaron las primeras partículas secundarias. Por otro lado, los neutrinos que se crean en la desintegración de los piones y de los muones, a pesar de ser muy numerosos, poseen una probabilidad de interacción con la materia extremadamente pequeña por lo que pasaron desapercibidos en los experimentos pioneros. Su poder de penetración es tan grande que pueden atravesar completamente la Tierra. Junto con los neutrinos, los muones son la principal fuente de pérdida de energía en una cascada hadrónica, puesto que se llevan la mayor parte de la energía en cada interacción.

3.1.3. Desarrollo longitudinal y lateral de la cascada

El comportamiento de los electrones es de interés debido a que son más fáciles de modelizar que el resto de componentes. Es necesario primero comprender el comportamiento de la componente electromagnética para luego ser capaces de hacer uso de las medidas experimentales. De esta componente se puede hacer un modelo a lo

largo del eje de la cascada (**desarrollo longitudinal**) y a una distancia del eje de la misma (**desarrollo lateral**). Veamos esto en más detalle.

Una idea básica para el desarrollo de una cascada electromagnética fue primeramente desarrollada por Heitler (1944), donde estimaba la posición y el número de partículas en el máximo de la cascada. La **longitud de radiación** X_0^e para electrones ultrarelativistas se define como la distancia media sobre la cual la energía de los electrones se reduce en un factor e debido al *bremsstrahlung*². Este modelo usa el concepto de que la *longitud de radiación* de este tipo de electrones es aproximadamente igual al **camino libre medio** de fotones de energía similar. Este *camino libre medio* X_0^γ se define como la distancia media en la que el número de fotones de un haz de rayos γ se reduce en un factor e por producción de pares electrón/positrón. Esto viene dado por $X_0^\gamma = 9/7 X_0^e = 47,57 \text{ g/cm}^2$, puesto que $X_0^e = 37 \text{ g/cm}^2$ para electrones en el aire³. En definitiva, este modelo de Heitler sólo considera la producción de pares y el *bremsstrahlung*, asumiendo el mismo valor para la longitud de radiación de los dos procesos. Por lo tanto, haciendo esta aproximación $X_0^\gamma = X_0^e = X_0$, tras una distancia $R = X_0 \ln 2$, la energía media por partícula se reduce a la mitad, puesto que $\exp(-R/X_0) = 1/2$. Además, si se supone que para cada interacción la energía es igualmente distribuida entre los productos resultantes, se tiene que después de haber atravesado un espesor de $X = nR$ en la atmósfera, la cascada contiene $N = 2^n$ partículas, cada una de las cuales con una energía media de $E = E_0/N$. Cuando esta energía media cae hasta convertirse en la energía crítica de la atmósfera ($E_0/2^n = E_c \simeq 83 \text{ MeV}$), la cascada alcanza el máximo desarrollo. El número de partículas en el máximo de la cascada, que en promedio son 1/3 de fotones y 2/3 de electrones y positrones, y la posición del máximo vienen dados por

$$X_{max} = X_0 \cdot \ln \frac{E_0}{E_c}, \quad (3.6)$$

$$N_{max} = N(X_{max}) = \frac{E_0}{E_c}. \quad (3.7)$$

Este modelo predice un incremento exponencial del número de partículas cuando la cascada empieza su desarrollo y una dependencia con la energía de la partícula primaria E_0 , puesto que el número máximo de partículas es proporcional a ella y la profundidad crece logarítmicamente con ella. La variación del número de productos con la profundidad atmosférica ($t = X/X_0$) recibe el nombre de **desarrollo longitudinal** de la cascada (figura 3.3). Además, la pérdida de energía en función de la distancia recorrida en la atmósfera está relacionada con la longitud de radiación de modo que se cumpla que $-dE/dx = E/X_0$.

Una aproximación, más realista, del número de partículas producidas en una cascada electromagnética fue obtenida por Greisen (1956), donde no sólo tiene en

²El valor de e , la constante de Neper, es aproximadamente de 2.7.

³Es más conveniente usar las medidas de densidad superficial de g cm^{-2} , es decir, longitud por densidad en lugar de sólo longitud para que así la pérdida de energía sea independiente de la densidad del medio.

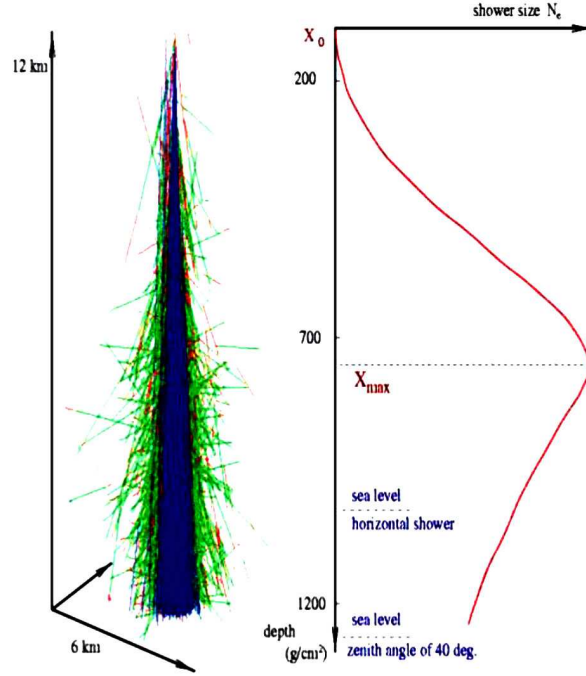


Figura 3.3: Desarrollo longitudinal en la atmósfera de una cascada electromagnética en 3D (izquierda) y en un sistema 2D (derecha).

cuenta la producción de pares y el *bremstrahlung*, sino también la pérdida de energía de los electrones por ionización. Greisen resuelve las ecuaciones de la cascada en las que se da el número medio N_e de electrones y positrones de la cascada en función de la profundidad atmosférica t^4 , expresada en longitudes de radiación ($t = X/X_0$), que viene dada por

$$N_e(t; E_0) = \frac{0.31}{\sqrt{\ln(E_0/E_c)}} \cdot e^{t(1-1.5 \ln s)}, \quad (3.8)$$

siendo E_c la energía crítica, $E = E_0/N$ la energía media con N el número de partículas secundarias generado al atravesar un cierto espesor de la atmósfera. Además, el parámetro $s = 3t/(t + 2 \cdot \ln(E_0/E_c))$ (adimensional) se conoce como la **edad de la cascada**, que indica el grado de desarrollo de la misma. El valor $s = 0$ es el punto de interacción o creación de la cascada, $0 < s < 1$ que indica que la cascada va aumentando de tamaño, es decir, que el número de electrones crece, y $s = 1$ indica el desarrollo máximo y, por lo tanto, el momento a partir del cual la cascada empieza a extinguirse.

⁴La profundidad atmosférica t determina el valor del espesor de la atmósfera a lo largo del eje de la cascada. Ésta se mide desde la parte superior de la atmósfera hacia abajo en la dirección de la partícula incidente. Además, está relacionada con la densidad de la atmósfera de manera que $t = \int_h^{\text{inf}} \rho(h) dh$.

La profundidad en el máximo de la cascada viene dado por $t_{max} = \ln(E_0/E_c)$, con la misma dependencia logarítmica con la energía de la partícula primaria que en el modelo anterior, aumentando con la energía del γ primario. Si bien para cascadas de 10 TeV el máximo todavía está por encima de los 6.8 km, por lo que el número de electrones y positrones que alcanzan el detector es mucho menor que el que existe en el máximo de la cascada. De la figura 3.4 se deduce que los rayos γ que inducen cascadas atmosféricas en el rango de energía de 30 GeV hasta 30 TeV y éstas llegan a más profundidad atmosférica a mayor energía.

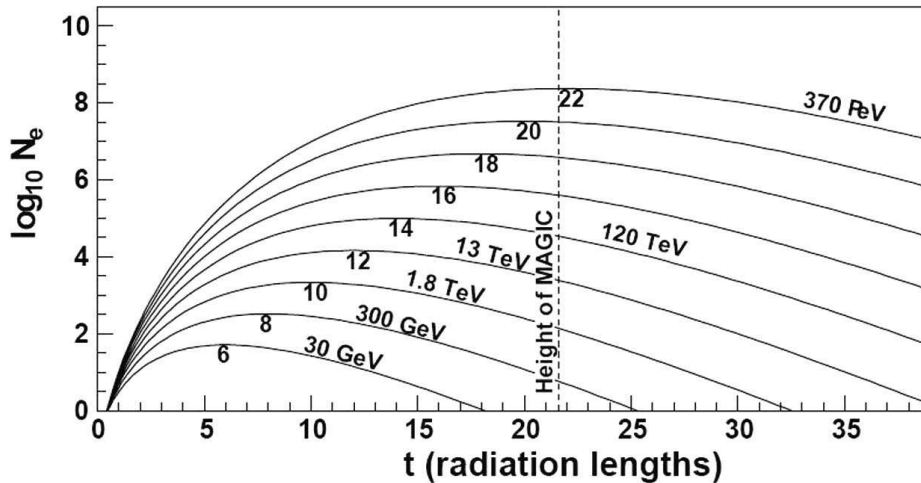


Figura 3.4: Desarrollo longitudinal de una cascada electromagnética representando el número de electrones frente a la profundidad atmosférica en unidades de la longitud de radiación, donde las líneas corresponden a diferentes energías.

El **desarrollo lateral** (figura 3.5) de la cascada se puede modelizar según la fórmula NKG de Nishimura y Kamata (1952) y Greisen (1960) que describe la densidad de electrones-positrones en función de la distancia r al eje de la cascada. Esta fórmula es válida para edades de la cascada de $1 \leq s \leq 1.4$ y se define como

$$\rho_e(r, t, E_0) = \frac{N_e(t, E_0)}{R_M^2} \cdot \left(\frac{r}{R_M}\right)^{s-2} \cdot \left(1 + \frac{r}{R_M}\right)^{s-4.5} \cdot \frac{\Gamma(4.5-s)}{2\pi\Gamma(s)\Gamma(4.5-2s)}, \quad (3.9)$$

donde R_M es el radio de dispersión de Moliere (79 m a nivel del mar) y Γ la función gamma⁵. Esta fórmula muestra que la dispersión lateral aumenta con la edad de la cascada s .

La dispersión lateral de la cascada hadrónica es mucho mayor que las cascadas iniciadas por un rayo γ debido al gran momento transversal de la producción de

⁵La función Γ se define como

$$\Gamma(z) = \int_0^{\infty} t^{-1+z} e^{-t} dt, \quad (3.10)$$

siendo z un número complejo con parte real imaginaria.

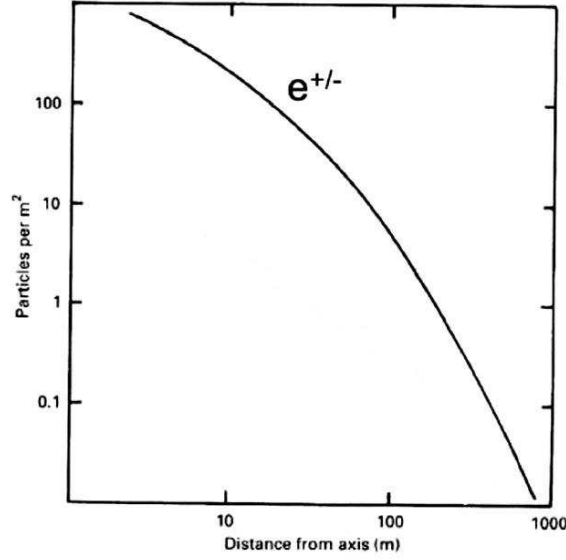


Figura 3.5: Desarrollo lateral de una cascada electromagnética donde los positrones y electrones están en función de la distancia al eje de la cascada.

piones y el desarrollo longitudinal es también mucho mayor debido a que la longitud de interacción de un protón en la atmósfera es más del doble que la correspondiente para un electrón. Concretamente, en el aire, para un electrón la longitud de radiación es de 37 g/cm^2 , para un protón de 83 g/cm^2 , para un pión es de 107 g/cm^2 y para un kaón es de 138 g/cm^2 . Por lo tanto, la profundidad de penetración de una cascada hadrónica es mucho mayor en la atmósfera que una cascada electromagnética. Esto se puede comprobar usando el modelo de Gaisser (1990), en el cual se supone que un núcleo de masa A y energía total E_0 es igual a A nucleones independientes de energía E_0/A . Este modelo supone que la profundidad de la primera interacción de cada uno de los nucleones es la misma que si hubiera entrado en la atmósfera independientemente. Se puede obtener una fórmula para la profundidad atmosférica de una cascada hadrónica análoga a la de una cascada electromagnética en función de la masa del nucleón que viene dada por

$$t = \frac{X_{max}}{X_0^n} = \ln \frac{E_0}{AE_c}, \quad (3.11)$$

siendo X_0^n la longitud de radiación del nucleón en el aire. De esta expresión también se deduce que para hadrones primarios de la misma energía, las cascadas iniciadas por el de mayor masa se desarrollan a mayor altura en la atmósfera.

3.2. Luz Cherenkov

La **luz Cherenkov** es un tipo de radiación electromagnética emitida por una partícula cargada cuando se mueve en un medio dieléctrico a una velocidad v mayor que la velocidad de la luz en ese medio, es decir, cuando $v > c/n$ siendo n el índice de refracción del medio. Esta radiación fue descubierta por Cherenkov (1934) y explicada por Frank y Tamm (1937).

La luz Cherenkov se emite sólo a un determinado ángulo respecto de la dirección del movimiento de la partícula, llamado **ángulo Cherenkov**. Este ángulo depende de la velocidad de la partícula y del índice de refracción del medio. Según el principio de Huygens, que es una interpretación geométrica de la emisión de luz Cherenkov, asumiendo que en cada punto de la trayectoria de la partícula emergen ondas esféricas, éstas se moverán más lentamente que la partícula y todas se irán quedando detrás confinadas en un cono de ángulo $\cos \theta = 1/(\beta n)$, con $\beta = v/c$ siendo v la velocidad de la partícula y n el índice de refracción. Así el ángulo Cherenkov aumenta con la velocidad de la partícula y el ángulo máximo de emisión corresponde al caso relativista ($\beta = 1$; $\theta_{max} = \cos^{-1}(1/n)$). La velocidad mínima para que se produzca emisión es $\beta_{min} = 1/n$, y en este caso la dirección de la radiación coincide con la dirección de la partícula ($\theta_{min} = 0$).

Dentro de una cascada atmosférica, la velocidad mínima para que exista emisión de luz Cherenkov ($\beta_{min} = 1/n$), nos determina una **energía mínima umbral** para la radiación

$$E_{min} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta_{min}^2}} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}}, \quad (3.12)$$

siendo m_0 la masa en reposo de la partícula. El índice de refracción a nivel de mar es de $n = 1.00029$, por lo que la energía umbral de emisión para electrones, muones y protones es de 21.3 MeV, 4.4 GeV y 39.1 GeV, respectivamente. Por lo tanto, las partículas que dominan la emisión de luz Cherenkov son los electrones.

Como el índice de refracción de la atmósfera no es constante, sino que cambia con la densidad de ésta, la energía umbral y el ángulo de emisión Cherenkov varían con la altura. Suponiendo una atmósfera isotérmica y que la densidad varía exponencialmente con la altura, tenemos que la densidad del aire es de

$$\rho(h) = \rho_0 \cdot e^{-\frac{h}{h_0}}, \quad (3.13)$$

siendo $\rho_0 = 0.00135 \text{ g/cm}^3$ la densidad del aire a nivel del mar y $h_0 = 7.1 \text{ km}$ una altura de referencia. Por lo que el índice de refracción a una altura h es según Jelley (1955)

$$n(h) = 1 + \eta_h = 1 + \eta_0 \cdot e^{-\frac{h}{h_0}}, \quad (3.14)$$

siendo $\eta_0 = 2.9 \times 10^{-4}$. Pero esta aproximación sólo es válida para pequeños ángulos cenitales. Sustituyendo esta aproximación para el índice de refracción y teniendo en cuenta que a medida que la partícula se mueve hacia el suelo, la energía umbral disminuye (es decir, aumenta con la altitud) y el ángulo Cherenkov aumenta, pudiendo

aproximarlos como

$$E_{min}(h) \simeq \frac{m_0 c^2}{\sqrt{2\eta_0}} e^{h/2h_0} , \quad (3.15)$$

$$\theta_{max}(rad) \simeq \sqrt{2\eta_0} e^{-h/2h_0} . \quad (3.16)$$

Como ejemplo, a 10 km de altura la energía umbral de emisión de luz Cherenkov es de 43 MeV para los electrones y positrones, de 8.9 GeV para muones y de 78.8 GeV para protones. Este valor es menor que la energía media de los electrones y positrones en el máximo de una cascada electromagnética que es de 83 MeV. La variación del ángulo Cherenkov, además del hecho de que las partículas cargadas se mueven hacia el suelo, produce un efecto geométrico consistente en la formación del **anillo Cherenkov** (figura 3.6), alrededor del punto de impacto de la partícula. El *parámetro de impacto* (IP) es un valor importante que caracteriza la observación de las cascadas y es definido como la distancia entre la localización del telescopio y el punto donde el eje de la cascada intersecta con el plano perpendicular al eje óptico del telescopio.

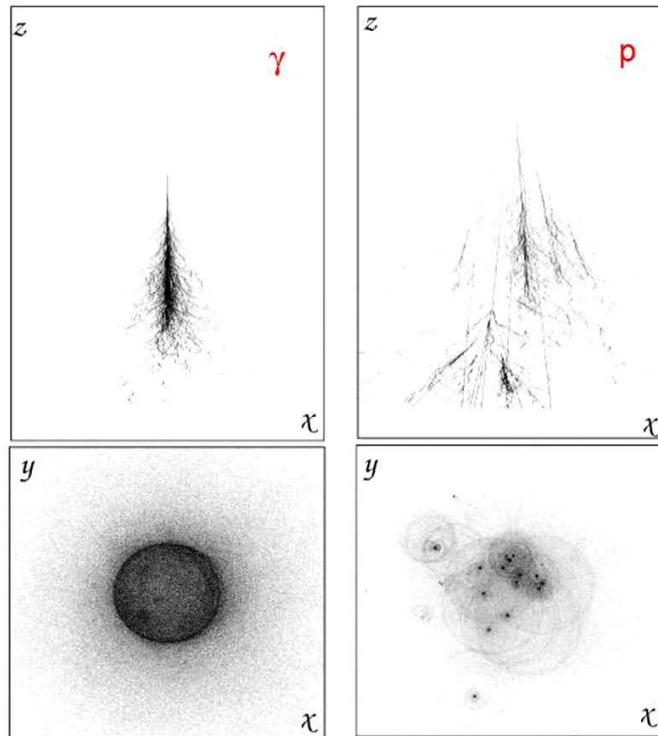


Figura 3.6: (Izquierda) Desarrollo de una cascada iniciada por un rayo γ representando debajo el anillo Cherenkov. (Derecha) Desarrollo de una cascada iniciada por un rayo cósmico representando debajo los diferentes puntos de impacto de sus componentes electromagnéticas con sus anillos correspondientes.

Si denominamos R_c como la distancia de los fotones Cherenkov a la trayectoria de la partícula al alcanzar una determinada altura de observación h_{obs} , ésta se puede definir como $R_c = (h - h_{obs}) \cdot \tan \theta_{max}$. Entonces se puede calcular que una partícula que emite la luz Cherenkov entre 10 y 20 km, llega al nivel de observación ($h_{obs} = 2200$ m para MAGIC-I) en un anillo de 10 m de ancho y con un radio de aproximadamente 120 m al nivel del mar.

Para cascadas iniciadas por un rayo γ , a una cierta distancia del eje de la cascada $R_c = 100 - 130$ m, se produce un incremento en la densidad de fotones denominado *joroba* o *hump* (figura 3.7). Cerca del eje de la cascada, es decir, a distancias menores de 100 m, la luz observada es la emitida por partículas locales, la denominada *cola de la cascada*. Además, la distribución de luz Cherenkov es muy regular siendo claramente visible el anillo. Los valores típicos para la duración del frente de luz Cherenkov es de 2 a 4 ns. En las cascadas iniciadas por hadrones, éstas penetran más en la atmósfera, la estructura de la *joroba* es menos visible y la luz Cherenkov se produce más cerca del suelo, con lo que se obtiene una mayor densidad de fotones Cherenkov cerca del eje de la cascada. La duración del frente de luz Cherenkov muestra una mayor dispersión temporal, de 10-15 ns. La distribución de luz Cherenkov es irregular, con un patrón más caótico, con diversos puntos de impacto con sus correspondientes anillos Cherenkov producidos por cada componente electromagnética provocada por los fotones derivados del decaimiento de los piones neutros de la cascada hadrónica.

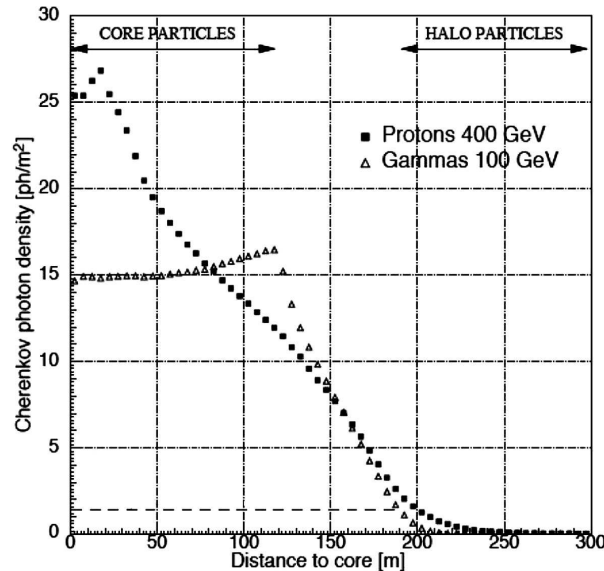


Figura 3.7: Densidad para un rayo γ de 100 GeV y para un protón de 400 GeV, apreciándose claramente el *hump* en la densidad mostrada para el fotón. Para el protón la *joroba* es menos visible, la luz Cherenkov se produce más cerca del suelo y su densidad es mayor cerca del eje de la cascada.

Espectro e intensidad de la luz Cherenkov en la atmósfera

En un medio con índice de refracción n , el número de fotones Cherenkov emitidos por unidad de longitud (dh) y por intervalo de longitud de onda ($d\lambda$) viene dado por (Jelley 1955)

$$\frac{d^2N}{dh d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \simeq \frac{4\pi\alpha\eta_h}{\lambda^2}, \quad (3.17)$$

teniendo una partícula carga ze y velocidad v siendo $\beta = v/c$, viajando a través de ese medio, siendo α la constante de estructura fina ($=1/137$) y η_h la aproximación dada por la ecuación (3.14) para el modelo exponencial de atmósfera.

De esta expresión se deduce que $d^2N/dh d\lambda$ es proporcional a $1/\lambda^2$ y se tiene que la mayoría de la luz Cherenkov emite en la región ultravioleta del espectro. Si integramos la expresión anterior para el caso relativista ($\beta = 1$) y en el rango de longitudes de onda desde $\lambda_1 = 290$ nm (corte debido al ozono) hasta $\lambda_2 = 600$ nm (límite de sensibilidad de los fotomultiplicadores de MAGIC-I), tenemos que el número de fotones Cherenkov emitidos por unidad de profundidad atmosférica X ($dX/dh = \rho = \rho_0 e^{-h/h_0}$) es

$$\frac{dN}{dX} = \frac{1}{\rho} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d^2N}{dh d\lambda} d\lambda \simeq 4\pi\alpha \frac{\eta_h}{\rho} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) = 360 \text{ | fotones(g/cm}^2\text{)}^{-1} \text{ |}, \quad (3.18)$$

donde usamos que $\eta_h/\rho = \eta_0/\rho_0 = 0.22 \text{ cm}^3/\text{g}$, que al ser independientes de la altura hace que la cantidad de fotones emitidos por longitud de radiación sea constante, con lo que un electrón ultrarelativista emite $\sim 10^4$ fotones Cherenkov por longitud de radiación.

Igualmente, podemos calcular la energía radiada por unidad de profundidad atmosférica dada por

$$\frac{dE}{dX} = \frac{1}{\rho} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \hbar\nu \frac{d^2N}{dh d\lambda} d\lambda \simeq 4\pi^2 e^2 \frac{\eta_h}{\rho} \left(\frac{1}{\lambda_1^2} - \frac{1}{\lambda_2^2} \right) = 1.1 \text{ | keV(g/cm}^2\text{)}^{-1} \text{ |}, \quad (3.19)$$

donde $\hbar$ es la constante de Planck y ν la onda de la luz dada por $\nu = 2\pi\omega$ con ω la frecuencia.

Teniendo en cuenta el valor de la energía perdida por ionización por electrones ultrarelativistas por unidad de profundidad atmosférica que es $dE/dX > 2.0 \text{ MeV(g/cm}^2\text{)}^{-1}$, podemos decir que la pérdida de energía debida a la radiación Cherenkov es proporcional a la energía perdida por ionización, siendo $\sim 5 \times 10^{-4}$ veces menor que ésta. Por lo tanto, la medida de la luz Cherenkov da una buena estimación de la energía de la cascada absorbida por la atmósfera, proporcionándonos un método para estimar la energía de la partícula primaria que generó la cascada.

Como ya hemos visto, la mayoría de los fotones Cherenkov se emiten en ultravioleta. La pérdida de intensidad en la luz emitida es $I(x) = I_0 e^{-\alpha x}$ siendo α el coeficiente de extinción que depende fuertemente de la longitud de onda. Pero el espectro observado en el suelo difiere mucho del emitido debido a los procesos de

atenuación y dispersión de la luz Cherenkov al atravesar la atmósfera (figura 3.8), que son los siguientes:

- **Dependencia con ángulo cenital:** dependiendo con que ángulo cenital se esté observando, la atenuación en el espectro de fotones será más probable a mayor ángulo cenital, pues el fotón debe recorrer una mayor capa de atmósfera.
- **Absorción por la capa de ozono** (> 10 km): casi todos los fotones Cherenkov con una longitud de onda menor de 290 nm son absorbidos según la reacción $O_3 + \gamma \rightarrow O_2 + O$.
- **Dispersión Rayleigh:** ésta ocurre al chocar fotones con moléculas de tamaños menores que la longitud de onda de los fotones. Esta dispersión va como λ^{-4} y es el proceso predominante en caso de buenas condiciones atmosféricas. En el rango de 2 a 15 km sobre el nivel del mar, este proceso es el responsable de la mayor parte de la absorción de la luz Cherenkov.
- **Dispersión Mie:** ocurre entre fotones y moléculas con tamaños comparables o mayores que la longitud de onda de los fotones, es decir, para partículas suspendidas en el aire (polución, polvo o productos de las reacciones fotoquímicas de la atmósfera). Este proceso es el predominante en caso de malas condiciones atmosféricas. Esta dispersión va como $\lambda^{-\alpha}$, siendo $1 < \alpha < 1.5$.
- **Absorción por las moléculas de H_2O y CO_2 ,** proceso sólo para fotones con longitud de onda mayor de 800 nm.

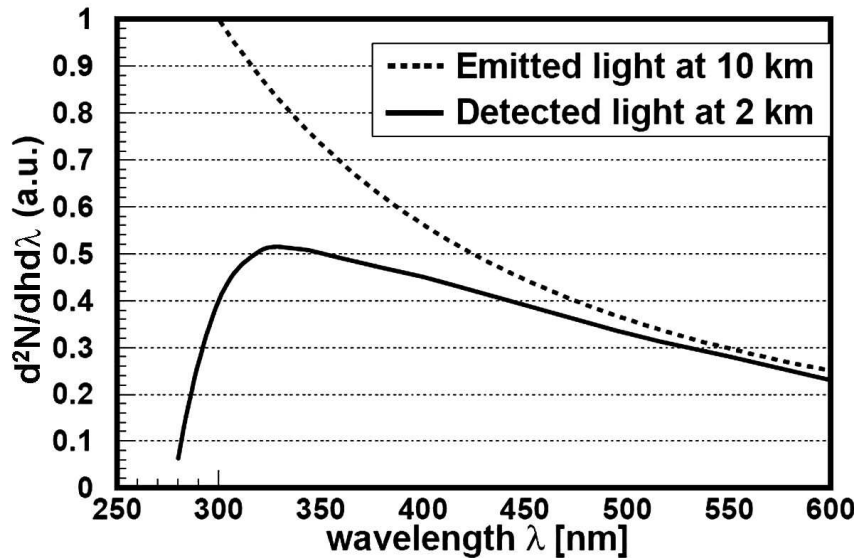


Figura 3.8: Espectro de la luz Cherenkov a una altura de 10 km (línea de puntos) y a 2 km (línea continua), después de sufrir los diferentes procesos de atenuación.

La extinción total es una superposición de todos estos efectos. De todo ello, se deduce que la atenuación depende de la longitud de onda, con lo que el espectro de la luz Cherenkov que llega al nivel del suelo tiene un pico en el ultravioleta cercano. Por ejemplo, para la luz emitida a 10 km de altura, el pico del espectro medido a 2 km sobre el nivel del mar se encuentra en 330 nm, debido a la absorción producida por el ozono. La atenuación producida por dispersión Rayleigh y por ozono se pueden predecir y son incluidas en las simulaciones Monte Carlo de la propagación de la luz Cherenkov hasta el nivel del mar. La dispersión Mie depende de las condiciones atmosféricas y no pueden ser predichas. Además, la luz del fondo de cielo nocturno crece con la longitud de onda e influye en la detección. En conclusión, el rango espectral óptimo para la detección de luz Cherenkov producida en las cascadas atmosféricas será el rango 300-600 nm.

3.3. Técnica de detección de los telescopios Cherenkov

Por encima de energías de varios TeV, un gran número de las partículas de las cascadas alcanzan el suelo y es posible entonces detectarlas directamente con centelleadores o detectores Cherenkov. Pero a energías menores, las partículas no penetran la atmósfera lo suficiente como para llegar al suelo y ser detectadas. Las técnicas utilizadas, que son varias, se basan en la detección de las partículas secundarias que se forman en la interacción del rayo γ cuando entra en contacto con la atmósfera terrestre o en el estudio de la radiación Cherenkov que las partículas cargadas generan a su paso por la atmósfera (figura 3.9). Existen dos cuestiones a tener en cuenta. La primera de ellas es que se deben diferenciar las cascadas electromagnéticas producidas por los rayos γ de las cascadas de partículas producidas por rayos cósmicos, las cuales tienen una distribución más aleatoria de sus elementos que en las cascadas electromagnéticas, como puede comprobarse por lo explicado en los apartados anteriores de esta sección. La segunda es que el umbral de energía de los telescopios diseñados para detectar la luz Cherenkov es muy alto, alrededor de los 100 GeV, y está afectado por las fluctuaciones del fondo de luz nocturna. Esta situación obliga a desarrollar métodos que permitan distinguir las cascadas iniciadas por rayos γ de las iniciadas por hadrones.

Una cascada atmosférica puede ser detectada o bien muestreando el frente de partículas que llega al suelo usando una matriz de detectores de partículas (tienen un alto umbral de energía puesto que las partículas iniciadas por rayos γ de menos de 10 TeV se extinguen antes de llegar a la matriz), o bien mediante la detección de la luz Cherenkov producida por la cascada usando los llamados **Telescopios Cherenkov** o **Imaging Air Cherenkov Telescopes** (IACTs). Por lo tanto, los telescopios Cherenkov no detectan directamente la radiación emitida por la fuente que está siendo observada sino la luz Cherenkov emitida por los electrones generados en las cascadas iniciadas por los rayos γ al atravesar la atmósfera.

Como cualquier otro telescopio, los Cherenkov tienen un sistema de tracción mecánica que corrige del movimiento de rotación de la Tierra para poder observar

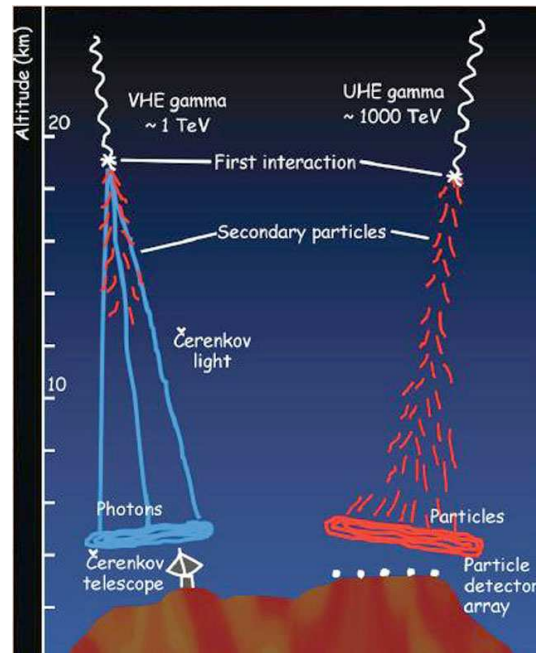


Figura 3.9: Esquema gráfico de dos técnicas de detección terrestre dependiendo de la energía del rayo γ primario. Por un lado tenemos los telescopios Cherenkov (izquierda), que detectan la luz Cherenkov producida por las cascadas electromagnéticas iniciadas por el rayo γ y por otro tenemos los arrays de detectores de partículas (derecha) que detectan la partícula directamente, pues ésta tiene la suficiente energía como para llegar al suelo.

cualquier objeto astrofísico. También poseen una superficie reflectora que recoge la radiación incidente y la focaliza en la cámara para su registro, y ésta convierte la luz en una imagen almacenable del campo de visión observado. La cámara está constituida por una matriz de fotomultiplicadores (*Photo Multiplier Tube* - PMT), la cual se coloca en el plano focal del reflector. El plano de fotones perpendicular a la dirección del rayo γ incidente se percibe en el suelo como un impulso de unos nanosegundos de duración y se detecta dicho destello de luz usando tubos fotomultiplicadores sensibles al rango azul-ultravioleta. Las señales de los PMTs se adquieren usando conversores analógico-digitales. Cada rayo γ produce una imagen en la cámara del telescopio la cual es almacenada electrónicamente para ser analizada y obtener la dirección y energía del rayo incidente.

A diferencia de los telescopios ópticos, los telescopios Cherenkov necesitan un gran campo de visión y no requieren de una gran resolución angular. Por el contrario, se necesitan fotodetectores con una gran sensibilidad para detectar fotones de forma individual y muy rápidos, porque la señal a detectar es muy débil y dura unos pocos nanosegundos. Por ello, el tamaño típico usado para los PMTs es de $0.1 - 0.2^\circ$.

El **área de colección** del telescopio no es el tamaño del espejo, sino el tamaño del anillo que produce la luz Cherenkov en el suelo. La luz Cherenkov emitida por los electrones y positrones de la cascada electromagnética ilumina un área en el

suelo de unos 100 m de radio a una altura de observación de unos 2000m sobre el nivel del mar, aunque estos valores dependen de la energía del rayo γ primario y del ángulo cenital de observación. Un telescopio colocado dentro de esa área puede recoger una fracción de la luz Cherenkov y reflejarla hacia la cámara. Esto hace que este tipo de telescopios tenga un área efectiva del orden de $\sim 10^5 \text{ m}^2$, unos tres órdenes de magnitud mayor que el tamaño de sus espejos. Esta característica es muy importante debido a que el número de fotones emitidos decrece con la energía, con lo que instrumentos con una gran área colectora son más sensibles a los fotones de menor energía.

Los telescopios IACTs tienen dos características primordiales: su **sensibilidad** y el **umbral de detección**. Como *sensibilidad* se conoce el mínimo flujo de rayos γ detectable en un número dado de horas de observación, y como *umbral de detección* se denomina la mínima energía de la partícula primaria que el telescopio es capaz de detectar. Esta energía viene determinada por el número de fotones mínimo necesario para obtener una señal distinguible de las fluctuaciones de la luz del cielo nocturno y reconstruir una cascada. Una reconstrucción eficiente de las características de la partícula primaria requiere un mínimo número de fotones Cherenkov detectados por imagen. Esto significa que un IACTs es capaz de reconocer cascadas inducidas por rayos γ sólo para energías mayores que el umbral, el cual está limitado por el tamaño del espejo y la eficiencia de conversión de fotones Cherenkov a fotoelectrones detectables. Para energías $> 20 \text{ GeV}$, la cantidad de fotones Cherenkov que llegan al telescopio es proporcional al número de electrones y positrones, que a su vez es proporcional a la energía del rayo γ primario. Por lo tanto, el umbral es inversamente proporcional al número de fotones detectados y a la eficiencia de detección LDE (*Light Detection Efficiency*)

$$E_{th} \propto \frac{1}{A_{ref} \cdot LDE}, \quad (3.20)$$

siendo A_{ref} el área del reflector, donde el número de fotones detectados depende de ella y LDE que viene dado por $LDE = R \cdot LG \cdot QE \cdot CE$, siendo R la reflectividad de los espejos, LG la eficiencia de las guías de luz, QE la eficiencia cuántica del fotocátodo y CE la eficiencia de colección de fotoelectrones sobre el primer dinodo de los PMTs utilizados (Mirzoyan 1997). Para obtener un bajo umbral se requiere una gran superficie de espejos y unos PMTs de alta eficiencia.

La imagen formada en la cámara es una proyección geométrica de la cascada atmosférica como puede ser visto en la figura 3.10. Los fotones son reflejados por los espejos y detectados por los fotomultiplicadores de la cámara, que convierten la luz en pulsos eléctricos. Los fotones emitidos a diferentes alturas alcanzan el espejo con diferentes ángulos y serán focalizados en diferentes puntos de la cámara. Dicha imagen contiene información del número de partículas emitiendo luz Cherenkov como una función de la altura en la atmósfera. La luz de la parte superior de la cascada llega con ángulos menores y está localizada en una zona muy cercana al centro de la cámara, mientras que la parte baja de la cascada tiene ángulos mayores y se focaliza

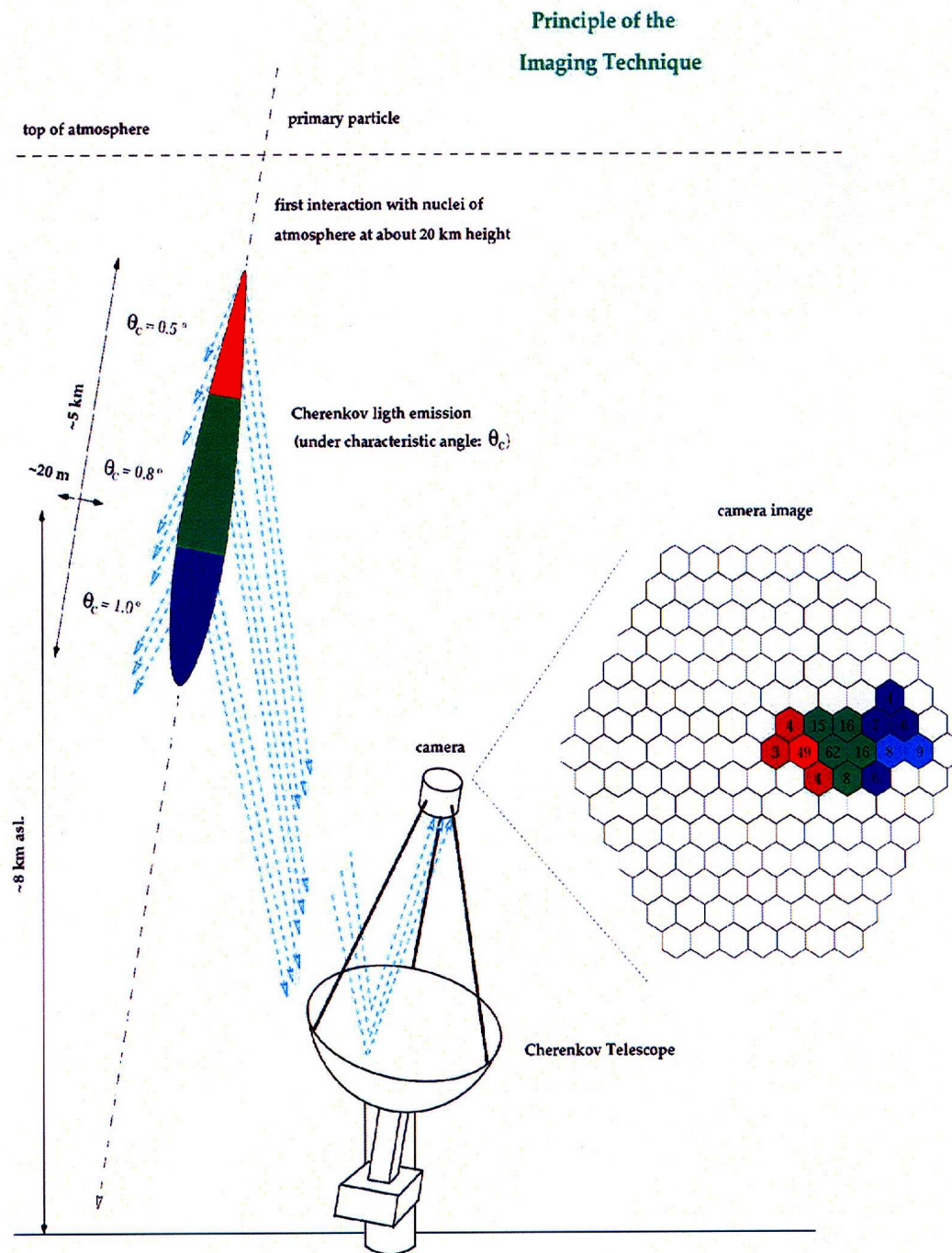


Figura 3.10: Esquema del principio de la técnica Cherenkov, a través de la formación de la imagen de la cascada sobre la cámara pixelizada.

en zonas más apartadas del centro de la cámara. Un telescopio Cherenkov muestrea así la distribución angular de la luz de la cascada, tomando imágenes espaciales y temporales del desarrollo de la misma. Por lo tanto, las imágenes recolectadas en la cámara contienen así información del desarrollo de las cascadas y es así posible inferir algunas propiedades acerca de la partícula que incidió en la atmósfera produciendo la cascada. Por un lado, la cantidad total de luz Cherenkov contenida en la imagen es un buen estimador de la energía de la partícula primaria y, por otro lado, la orientación y forma de la imagen son indicadores de la naturaleza y dirección de llegada de la partícula primaria. Toda esta información y alguna más se puede obtener de la imagen utilizando la parametrización de Hillas (ver apéndice C).

Las diferencias existentes entre las cascadas electromagnéticas y hadrónicas, dan lugar a diferencias en la forma y orientación de las imágenes reflejadas en la cámara (figura 3.11). Respecto a la orientación, los ejes de las cascadas electromagnéticas serán paralelos al eje óptico del telescopio resultando en que las imágenes en la cámara apuntarán hacia el centro de la misma. Pero para una cascada hadrónica, esta orientación será totalmente aleatoria. En cuanto a la forma, sabemos que las cascadas electromagnéticas se inician antes en la atmósfera y se esparcen menos que las hadrónicas, debido al menor momento transversal de la cascada. En definitiva, las imágenes en la cámara formadas por cascadas electromagnéticas serán más estrechas y compactas, con una forma elíptica con su eje mayor apuntando hacia la dirección de llegada en la cámara; mientras que las imágenes correspondientes a cascadas hadrónicas serán mucho más anchas y difusas y no alineadas con la dirección de llegada (para más información ver las secciones 5.3 y 5.4).

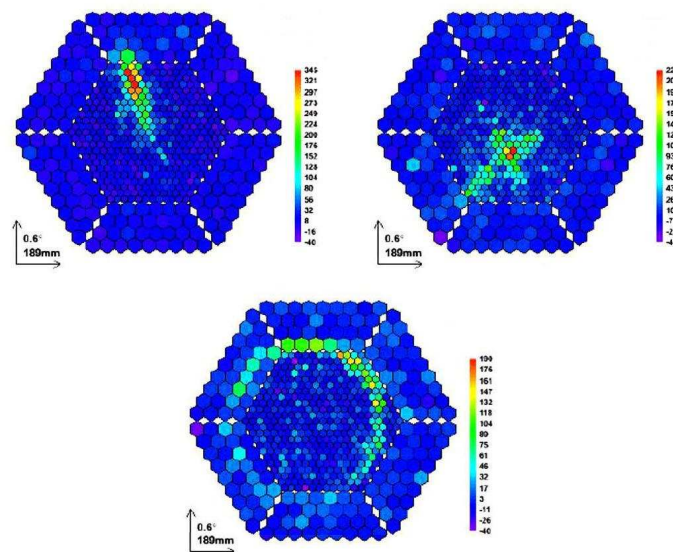


Figura 3.11: Ejemplo de los diferentes tipos de imágenes representativas de una cascada iniciada por un rayo γ (arriba-izquierda), por un rayo cósmico (arriba-derecha) o por un muón (abajo).

Diferentes tipos de fondo

La detección de rayos γ con los telescopios Cherenkov dependerá del poder de discriminación frente a varios tipos de fondo, en los que podemos destacar:

- **Hadrones cósmicos:** éstos al contacto con la atmósfera producen las cascadas hadrónicas, que pueden ser parte eliminadas por comparación en forma y orientación respecto a las electromagnéticas. Pero debido al hecho de que las cascadas hadrónicas son $\sim 10^4$ veces más numerosas, tienen una componente electromagnética propia y a la presencia de fluctuaciones estadísticas en el desarrollo de las cascadas, hay siempre una fracción que no es posible eliminar. También hay que tener en cuenta el hecho de que la luz Cherenkov emitida por la cascada hadrónica es menor que la luz Cherenkov emitida por una cascada iniciada por un rayo γ de la misma energía, puesto que la componente electromagnética de la cascada iniciada por un rayo cósmico se lleva sólo una tercera parte de la energía del rayo cósmico incidente.
- **Electrones cósmicos:** estos electrones de alta energía también producen cascadas al entrar en la atmósfera, indistinguibles de las iniciadas por rayos γ , pues son exactamente iguales. Pero mientras observamos una fuente de rayos γ , los electrones cósmicos realmente corresponden a un pequeño flujo comparando con el flujo de hadrones, aunque esto depende de la energía que posee el electrón cósmico y el hadrón.
- **Muones atmosféricos:** éstos tienen su origen en la desintegración de los piones cargados y kaones producidos en las cascadas iniciadas por un rayo cósmico. Al comienzo del desarrollo de la cascada, se producen muones con una alta energía capaces de sobrevivir el tiempo suficiente para producir luz Cherenkov. Al tratarse de una sola partícula, emite toda la luz Cherenkov dentro de un cono estrecho, el cual produce un anillo o un arco en la cámara denominado *anillo de muones* (al hacer un corte a través del cono, se obtiene una elipse, que es la que se ve en la cámara como un anillo o parte del mismo). Debido a esta forma característica, es fácil distinguir una gran parte de ellos de las elipses características de las cascadas electromagnéticas durante el análisis de las imágenes (figura 3.11). En el caso del telescopio MAGIC-I, las simulaciones nos muestran que en el 20 % de las cascadas hadrónicas detectadas, la luz proviene casi exclusivamente de muones, siendo la contribución de los piones y kaones unas 20 veces menor que la de muones.
- **Cielo nocturno:** la luz de fondo de cielo nocturno o *Night Sky Background* (NSB) constituye un fondo isotrópico que se suma a los fotones de la luz Cherenkov, distorsionando las imágenes en la cámara del telescopio. Pero este tipo de fondo puede ser eliminado parcialmente en el proceso de *limpiado de imágenes* a la hora de analizar los datos (ver sección 5.3.4). Podemos destacar dos componentes: la difusa y la no difusa. La **no difusa** es la producida por

las estrellas brillantes que se encuentran en el campo de visión del telescopio mientras observamos una fuente. Al ser los telescopios de montura altazimutal, las estrellas rotan alrededor del centro de la cámara mientras se está observando una fuente. La componente **difusa** es la caracterizada por la luz zodiacal, luz galáctica, fluorescencia en la alta atmósfera y la luz de la Luna. La distorsión de este tipo de fondo influye en la forma e intensidad de las imágenes, afectando a la reconstrucción de los sucesos.

Estos tipos de fondo o *background* serán eliminados en gran parte en el proceso de análisis de los datos, en el apartado de reconstrucción de sucesos (ver sección 5.4). En el siguiente capítulo, se hará una descripción del telescopio Cherenkov usado para la toma de datos analizados en esta tesis, el telescopio MAGIC-I.

Los telescopios MAGIC

La primera generación de telescopios Cherenkov abrieron el campo de la astronomía γ de muy alta energía, pero sin embargo estaban limitados por umbrales de energía alrededor de 1 TeV. Para bajar este umbral de manera significativa, era importante construir telescopios con un espejo mucho mayor y con una cámara más sensible. Éste es el principio inspirador del telescopio MAGIC-I.

4.1. Telescopio MAGIC-I

El telescopio MAGIC-I (*Major Atmospheric Gamma-Ray Imaging Cherenkov*) ha sido diseñado para la detección de rayos γ de origen galáctico o extragaláctico. MAGIC-I es un telescopio IACT de segunda generación con un umbral de energía de 30 GeV, gracias a su alta eficiencia de conversión de fotones Cherenkov a fotoelectrones y a su gran área colectora. El objetivo primordial de MAGIC-I es cubrir la zona del espectro de los 30 GeV a 1 TeV, contribuyendo sus medidas a complementar las hechas por satélites como Fermi (27) o AMS (apéndice B, (2)).

Los telescopios MAGIC son el resultado de una colaboración internacional de diversas universidades e institutos de investigación, concretamente 20 instituciones repartidas por todo el mundo (~ 200 colaboradores). Los países participantes en dicha colaboración son Alemania, Armenia, Bulgaria, Croacia, España, Finlandia, Italia, Polonia, Suiza y USA. Dentro de España cabe destacar como entidades miembros de la colaboración a la Universidad Autónoma de Barcelona (UAB), la Universidad de Barcelona (UB), la Universidad Complutense de Madrid (UCM), el Instituto de Física de Altas Energías de Barcelona (IFAE), el Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC), el Instituto de Estudios Espaciales de Cataluña (IEEC) y el Instituto de Astrofísica de Andalucía (IAA).

MAGIC-I está situado en la isla de La Palma (28.8° N, 17.8° W) a 2200 metros sobre el nivel del mar dentro de las instalaciones del Observatorio del Roque de los Muchachos (ver figura 4.1, (25)). Este sitio fue elegido por su altura, su calidad atmosférica, por su número de noches sin nubes y por su fácil accesibilidad.



Figura 4.1: Telescopio MAGIC-I situado en el Observatorio del Roque de los Muchachos, La Palma.

Las ideas iniciales del proyecto MAGIC-I datan de 1995 (Bradbury et al. 1995) y el diseño técnico de 1998 (Barrio et al. 1998). La construcción empezó en septiembre de 2001 y oficialmente fue inaugurado en 2003, aunque las primeras fuentes de rayos γ fueron observadas en marzo de 2004. A partir de aquí comenzó la fase de calibración y pruebas, con la observación de la Nebulosa del Cangrejo y de Mrk 421 dando lugar a las primeras observaciones científicas (Albert et al. 2006b). En la primavera de 2005 comenzó el primer ciclo regular de observaciones que continúan hasta hoy dando como resultado importantes descubrimientos científicos (ver sección 4.2). En las siguientes secciones, los sistemas y componentes más relevantes que constituyen el telescopio MAGIC-I son descritos poniendo énfasis en las innovaciones tecnológicas con respecto a otros telescopios Cherenkov.

4.1.1. Montura, reflector y espejos

Una de las principales características de MAGIC-I (ver figura 4.2) es su **reflector** octogonal parabólico de 17m de diámetro (Bigongiari et al. 2004), con un área reflectante de 234 m². La forma del reflector es parabólica, o lo que es lo mismo isócrona, para minimizar la dispersión de los tiempos de llegada de los fotones al plano de la cámara, que está en uno de los focos del paraboloide, dado que el pulso Cherenkov de una cascada iniciada por un rayo γ es de aproximadamente 1 ns.

El telescopio tiene una montura altacimutal situada en un rail circular de 19 m de diámetro, que puede moverse entre -80° y 105° en distancia cenital y 400° en acimut. Un array de 12 frenos pueden ser insertados a lo largo del rail en acimut

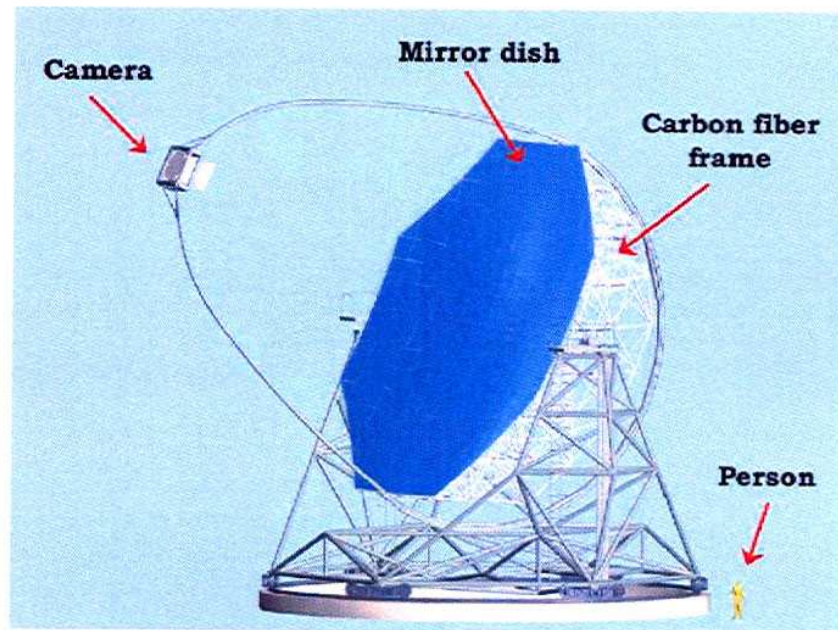


Figura 4.2: Esquema del telescopio MAGIC-I.

y uno en el eje de elevación para prevenir de posibles daños causados por fuertes vientos. El telescopio es movido por dos motores en la dirección acimut y uno en la dirección cenital, con un consumo máximo de ~ 7 kW por motor. Usando el 70 % de su energía ha sido posible mover el telescopio 180° en menos de 22 s. Estos motores están controlados por la electrónica situada en un contenedor junto al telescopio, donde se encuentran dos conjuntos de microcontroladores que indican la dirección y velocidad a la que deben moverse los motores y, si por alguna circunstancia, los motores deben ser bloqueados.

El **soporte del reflector** está formado por una estructura de red de tres capas de tubos de fibra de carbono, con juntas de aluminio, que se asientan sobre un soporte rotativo de acero, resultando una montura superligera (~ 5.5 toneladas) y muy rígida. Cada tubo es diferente y tiene una posición preasignada en todo el conjunto, así cada elemento puede ser construido y transportado por separado hasta el lugar de asentamiento del telescopio y allí ensamblado en cuestión de una semana, aproximadamente. Cabe destacar que el diseño de la montura, concretamente el bajo peso de la misma, está pensado para permitir una precisión en la posición del telescopio de 0.022° y un reposicionamiento rápido del telescopio para la búsqueda de explosiones de rayos γ (GRB), lográndose tiempos de reposicionamiento de menos 30 s (López et al. 2003), justamente uno de los logros técnicos de este telescopio.

También el diseño y construcción de los **espejos** individuales del reflector constituye una de las innovaciones tecnológicas del telescopio. El reflector está segmen-

tado en 964 espejos cuadrados individuales con curvatura esférica de $49.5 \times 49.5 \text{ cm}^2$ (Bastieri et al. 2005). Además, la curvatura de cada espejo está optimizada según sea la posición del espejo en el conjunto total del reflector.

Los espejos consisten en paneles de aluminio (ver figura 4.3) que contienen en su interior un núcleo central en forma de nido de abeja, que confiere a la estructura robustez y ligereza. El panel dispone de un sistema de calentamiento formado por una resistencia eléctrica para prevenir la formación de depósitos de hielo y de rocío, donde cada una de estas resistencias consume 6 amperios, con lo que el consumo total de todo el reflector es de 40 kW. La superficie reflectante del espejo está formada por una placa de aluminio de 5 mm de grosor, con forma esférica y pulida con una punta de diamante para darle el radio de curvatura necesario, con la técnica llamada *fly-cutter* que proporciona una rugosidad media de 10 nm y una reflectividad aproximada del 85 % en el rango de longitudes de onda de 300-650 nm.

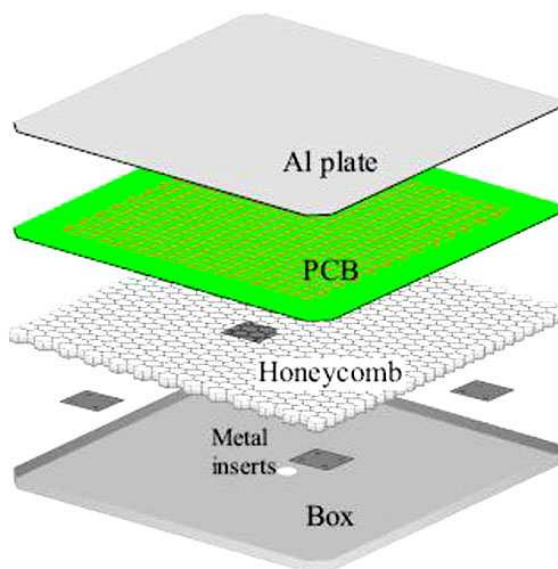


Figura 4.3: Estructura interna de los espejos del telescopio MAGIC-I. De arriba a abajo, tenemos la superficie reflectante de aluminio, la resistencia interna para calentar los espejos, la estructura de nido de abeja y el soporte metálico de aluminio sobre el que van montados.

Además, los espejos están recubiertos de cuarzo para protegerlo de la degradación por el paso del tiempo. Debido a la poca rugosidad de cada espejo, el 90 % de la luz de un haz paralelo se focaliza dentro de un área más pequeña que un píxel del interior de la cámara de MAGIC-I (Bastieri et al. 2005). Las ventajas de los espejos de MAGIC-I así contruidos frente a los convencionales de vidrio son:

- Tienen un peso menor, fundamental para el reposicionamiento rápido (peso total ~ 4 kg)
- Capacidad de calentamiento para evitar la formación de hielo
- Una mayor durabilidad, ya que en los de vidrio las dilataciones y contracciones acaecidas por los cambios de temperatura pueden producir grietas.

Cada panel que constituye el espejo está equipado con un **sistema de control activo** (*Active Mirror Control* - AMC, figura 4.4), que corrige de las posibles distorsiones en el panel causadas por la gravedad en las diferentes posiciones del telescopio (Garczarczyk et al. 2003). El sistema AMC está constituido por tres motores por panel, que lo reposicionan buscando el reajuste óptico. El alineamiento de los espejos se realiza con un puntero láser (Domingo-Santamaría 2006), el cual se proyecta a la cámara. Su reflejo se ve con una cámara CCD (situada en el centro del reflector) con un campo de visión de $4.6^\circ \times 4.6^\circ$. Dos motores pueden inclinar el panel para ajustar la posición hasta que el punto del láser se desplace a su posición nominal, definida por 4 LEDs de referencia localizados en las tapas de la cámara. Toda esta operación de reajuste está monitorizada y se realiza en menos de 3 minutos al comienzo de la noche de observación. Durante el procedimiento de la toma de datos, se reajusta la posición de los paneles en cuestión de segundos con la ayuda de unas tablas de referencia (*look-up tables*) cada vez que el ángulo cenital de la fuente observada varíe en 10° . Estas tablas nos indican la posición óptima de cada espejo en función del ángulo cenital de observación.

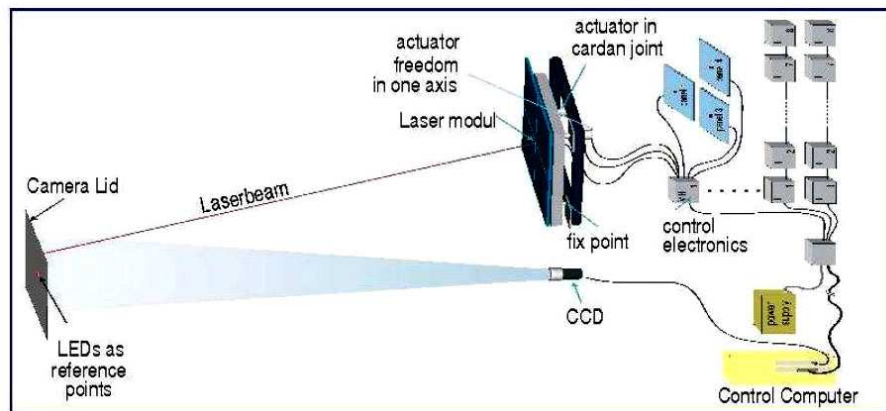


Figura 4.4: Sistema activo de control de las posiciones de los espejos en el telescopio.

Autoguiado

Para aumentar la precisión en el seguimiento de los objetos a lo largo de la noche, se utiliza un sistema de autoguiado, así las desviaciones en el apuntado del telescopio pueden ser monitorizadas y corregidas al nivel de segundos de arco. Dado que las

fuentes de rayos γ son mucho menos brillantes en el óptico, se usan estrellas brillantes de guiado, que son detectadas y registradas por una cámara CCD de alta sensibilidad situada en el centro del telescopio, obteniendo así su posición (Riegel et al. 2005). Todo ello está monitorizado en una pantalla donde se pueden apreciar unas 40 o 50 estrellas de hasta un límite de magnitud de 8.6. Este sistema permite determinar la posición de apuntado con una precisión de 0.022° . Aunque esta precisión es un valor peor que la habitual para telescopios ópticos, para nosotros es suficiente dado que el telescopio MAGIC-I tiene una PSF de $\sim 0.1^\circ$ (ver sección 5.5.2).

4.1.2. La cámara

La **cámara** del telescopio MAGIC-I (Cortina et al. 2003) es uno de los elementos fundamentales del telescopio. La cámara (figura 4.5) convierte la luz producida en las cascadas atmosféricas, y reflejada por los espejos, en señales eléctricas gracias a los fotomultiplicadores que la constituyen y las transmite a la casa de control.



Figura 4.5: Vista frontal de la cámara de MAGIC-I.

El número de píxeles, el tamaño angular de cada uno de ellos y el diámetro total de la cámara son parámetros críticos que determinan la resolución angular mínima que el telescopio puede alcanzar y su capacidad de separación γ /hadrón. La composición de la cámara es un compromiso entre tener un gran campo de visión y un muestreo fino. Un gran campo de visión es necesario puesto que las imágenes generadas por cascadas producidas por partículas de alta energía ($\sim \text{TeV}$) son muy extensas (tamaño angular $> 1.5^\circ$) y el muestreo fino es necesario para reducir la contribución del fondo del cielo en las cascadas producidas por partículas de menor energía, que crean cascadas pequeñas (tamaño angular $\sim 0.3^\circ$) y concentradas en la parte interior de la cámara, donde este muestreo fino contribuye a mejorar la

resolución angular del telescopio.

Para todo ello, la cámara de MAGIC-I (ver figura 4.6) está equipada con 577 fotomultiplicadores (PMTs) bialcalinos con una eficiencia cuántica elevada ($QE \sim 35\%$) en el máximo de 400 nm (Ostankov et al. 2000, Paneque et al. 2003). La cámara tiene forma hexagonal y se compone de dos secciones, una central de alta resolución (del centro hasta un radio de 1.25°) equipada de 396 fotomultiplicadores de 1" de diámetro (0.1° FOV), y una sección externa (desde un radio de 1.25° hasta 1.8°) con 180 fotomultiplicadores de 1.5" de diámetro (0.2° FOV), resultando un campo de visión total de $\sim 3.5^\circ - 3.8^\circ$ de diámetro, lo que garantiza una contención completa de la mayoría de las imágenes de cascadas de hasta unos 10 TeV. Además existe un pixel central dedicado a la realización de observaciones en el óptico, para la búsqueda de efemérides simultáneas en tiempo para el estudio de la periodicidad y para monitonizar de manera continua el fondo del cielo nocturno. Para más información acerca de los fotomultiplicadores, ver sección 4.1.3

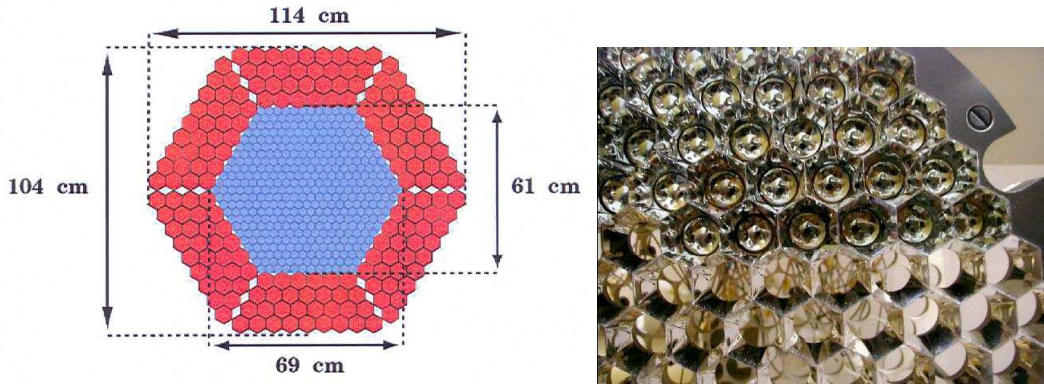


Figura 4.6: (Izquierda) Esquema y dimensiones de la cámara de MAGIC-I. La parte interior está constituida por 397 píxeles de 0.1° y la parte exterior por 180 píxeles de 0.2° de diámetro de FOV, creando un tamaño total de la cámara de 1.5 m correspondientes a $3.5-3.8^\circ$ en diámetro. (Derecha) Imagen de las guías de luz de la cámara.

Para eliminar los espacios libres entre píxeles, la cámara incorpora una placa de conos de Winston, también llamados *guías de luz* (figura 4.6), montada sobre la matriz de fotomultiplicadores (López 2006). La ventana de entrada de estos conos tiene forma hexagonal mientras que la de salida es circular para acoplarse a la superficie activa de los fotomultiplicadores. De este modo se consigue casi el 100% del área activa de la cámara. Estos colectores están hechos de láminas de Mylar aluminizadas con 85% de reflectividad. Los concentradores de luz fueron especialmente diseñados para maximizar la cantidad de trayectorias de fotones de doble cruce debido a que para algunos ángulos incidentes, los fotones pueden cruzar dos veces el fotocátodo (figura 4.8). Además su diseño está hecho para maximizar la sensibilidad del pixel puesto que la apertura de salida de los conos es de 21 mm en lugar de 25 mm de entrada de los PMTs para focalizar la luz en la parte más sensible del PMT.

Finalmente, toda la cámara está protegida por una ventana de plexiglas de 2 mm de grosor y transparente, sellada herméticamente para proteger a los PMTs y colectores de luz de la humedad y del polvo. Un dato importante es que debido a la transmitancia óptica en refracciones de este material, que es del 4 % en cada uno de sus lados, la cantidad de luz que entra por los conos de luz se ve reducida al $\sim 92\%$ de la luz reflejada por los espejos.

Tanto la alimentación como el control y lectura de cada PMT se hace a través de la placa base, incluso los PMTs son fijados en esta placa y reemplazados desde la parte frontal de la cámara. Para que el peso de la cámara fuera lo menor posible, la mayoría de la electrónica no está incluida en la caja que contiene la cámara sino localizada en la casa de control. Así el tamaño total de la cámara es de 1.5 m y 500 kg de peso. La transmisión de la señal se hace utilizando cables de fibra óptica lo que garantiza que las señales no se vean afectadas por interferencias electromagnéticas externas que las puedan atenuar o distorsionar en su camino hasta la casa de control.

Otra innovación es el uso de láseres de tipo **VCSEL** (*Vertical Cavity Surface Emitting Laser*) para la conversión de señal eléctrica a señal óptica, para pasar la señal de los PMTs a través de la fibra óptica hasta la casa de control, obteniéndose un mayor rango dinámico, mayor ancho de banda y mejor sensibilidad respecto a los clásicos **LED** (*Light Emitting Diode*). Dentro de la cámara es necesario mantener la temperatura en $37 \pm 2^\circ \text{C}$ porque la ganancia de los VCSEL depende de la temperatura. Esto lo proporciona el sistema de control de temperatura de la cámara que se encuentra en un tanque situado en un lateral del telescopio.

4.1.3. Los fotomultiplicadores

La cámara incorpora dos tipos de **fotomultiplicadores**, montados en la parte interna y externa (ver figura 4.7), respectivamente: los ET9116A (de 25 mm de diámetro) y los ET9117 (de 38 mm de diámetro). La ventana de entrada de los PMTs con forma semiesférica está hecha de borosilicatos y el fotocátodo es bialcalino, de rubidio y cesio. El corte espectral de este tipo de ventanas encaja bien con el corte en el espectro de la luz Cherenkov producido por el Ozono y además el pico de QE a $\sim 400 \text{ nm}$ es bastante cerca del pico en el ultravioleta de la luz Cherenkov que tiene un valor de $\sim 350 \text{ nm}$ (figura 4.8).

Los fotomultiplicadores han sido seleccionados para cumplir con los siguientes requisitos:

- Baja ganancia ($< 2 \times 10^4$) en comparación con otro tipo de PMT para evitar que la luz de la Luna induzca corrientes por encima de algunas decenas de μA en el ánodo.
- Buena resolución temporal con un pulso de ancho medio total (FWHM) cercano a 1 ns para aprovechar la estructura de los flashes Cherenkov para reducir la coincidencia con la ventana de disparo (*trigger*) y para suprimir los *triggers* accidentales producidos por la luz de cielo.

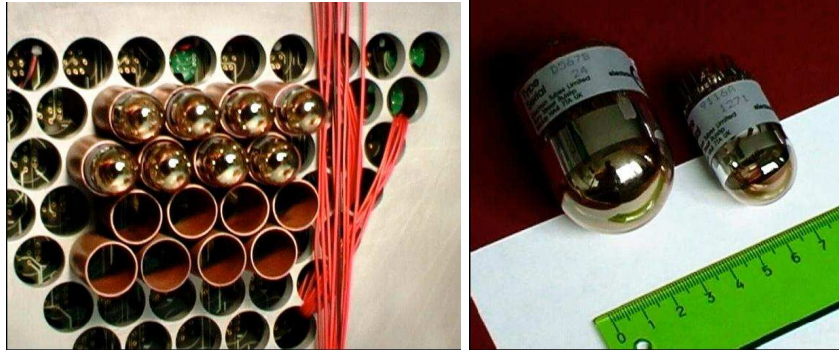


Figura 4.7: (Izquierda) Imagen de la parte exterior de la cámara. (Derecha) Imagen de los PMTs usados en la parte interior y exterior de la cámara.

INCREASE IN THE QE BY ALLOWING LIGHT TO CROSS THE PhC TWICE IN A HEMISPHERICAL PMT

- ◆ Light Collectors (LC) are needed in IACT telescopes
- ◆ LC+PMT with hemispherical PhC allows photon trajectories to pass the photocathode twice
- ◆ Estimation of this effect has been measured

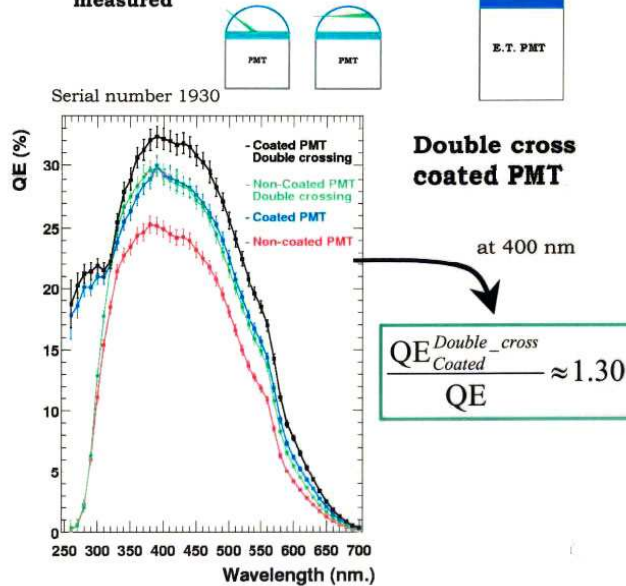


Figura 4.8: Esquema y eficiencia de los fotomultiplicadores y de su revestimiento, de la cámara de MAGIC-I.

- Amplio rango dinámico para detectar las señales mayores esperadas ($\sim 5 \times 10^3$ fotoelectrones por píxel para una cascada inducida por un rayo γ de una energía de 10 TeV) y al mismo tiempo resolver señales de unos pocos fotoelectrones (*photoelectron* - phe).
- Buena eficiencia cuántica en las longitudes de onda de las cascadas (300 - 600 nm). Además los PMTs están recubiertos por una capa de laca desplazadora de la longitud de onda, que convierte los fotones del ultravioleta cercano en otro rango donde los PMT son más eficientes (Paneque et al. 2003).
- Baja tasa de pulsos secundarios para evitar la limitación en el umbral mínimo de activación de cada PMT.

La gran apertura del fotocátodo proporciona una mejor colección de luz y su forma semiesférica contribuye a que todos los fotoelectrones recorran la misma distancia entre el fotocátodo y el primer dinodo, minimizándose la dispersión temporal. Esta forma semiesférica tiene la ventaja de que hace que la trayectoria de un mismo fotón pueda cruzar dos veces el fotocátodo (figura 4.8), es decir, si el fotón no es absorbido en el primer impacto, tiene una segunda oportunidad de ser absorbido en el otro lado del fotocátodo. Así la probabilidad de detección de *fotones de doble cruce* es mayor. Por otro lado, la eficiencia de detección de los fotoelectrones empeora al aumentar el ángulo de incidencia de los fotones en el fotocátodo (o lo que es lo mismo, al aumentar el número de fotones de doble cruce). En particular, algunos son absorbidos cerca de los laterales del fotocátodo, donde los electrones liberados no son bien enfocados hacia los dinodos.

4.1.4. El sistema de lectura

Se usan cables de fibra óptica para transmitir las señales de los PMTs desde la cámara hasta la casa de control, donde se encuentra todo el sistema de lectura de los datos. En la figura 4.9 se muestra el esquema de la cadena de lectura de un píxel de la cámara. En un primer paso dentro de la cámara, las señales de los fotomultiplicadores son amplificadas por un amplificador de bajo ruido y enviadas a las tarjetas de transmisión (la cámara cuenta con 36 tarjetas de este tipo, con 18 VCSELs cada una), en donde los pulsos eléctricos se convierten en luz mediante el uso de los láseres VCSEL que están acoplados a las fibras ópticas. En estos momentos, la señal óptica viaja desde la cámara hasta la casa de control a través de 162 m de cable de fibra óptica con una degradación mínima. Concretamente, llegan hasta las tarjetas receptoras (hay 72 placas de este tipo con 8 canales cada una) donde los pulsos ópticos se convierten en pulsos eléctricos mediante el uso de **diodos de tipo PIN** (*Positive Intrinsic Negative diode*).

Una vez recuperada la señal eléctrica, ésta se divide en dos ramas: una la llamada **señal de trigger**, que va al discriminador y ya puede ser procesada por el sistema de *Trigger* (ver sección 4.1.5); y la otra, la llamada **señal de FADC** (*Flash Analog to Digital Converter*), que va al sistema de lectura donde la señal es digitalizada (ver

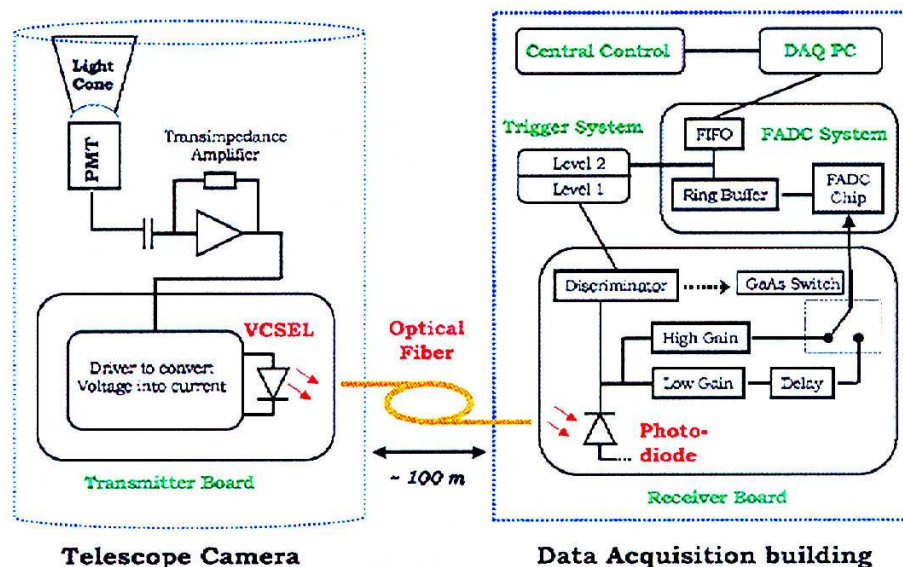


Figura 4.9: Cadena de lectura de los datos de MAGIC-I desde la cámara hasta el sistema de adquisición de los mismos.

sección 4.1.6). El sistema de lectura ha sufrido un cambio en febrero de 2007, puesto que primeramente estaba constituido por los Siegen FADC (8 bits, 330 MSamples/s) y después de la actualización por el MUX FADC (10 bits, 2 GSamples/s). Para los primeros, la señal es dividida en dos: la de alta ganancia y la de baja ganancia. La primera resulta de amplificar la señal original de este canal en un factor 10 y la segunda resulta del retraso de la original en 50 ns. Si la amplificada supera un umbral preestablecido, entonces un interruptor es encendido y el retraso de baja ganancia será añadido a la de alta ganancia. La combinación de ambas señales con diferentes ganancias es digitalizada por el mismo canal. Después, el sistema fue actualizado al MUX (*Multiplexing*) y en este caso la señal no es dividida en dos, sino que sólo existe una única rama que recoge toda la señal. A partir de entonces, el estrechamiento no es necesario pues la anchura de los pulsos es ahora menor. Simplemente decir que el antiguo canal que iba a los Siegen, ahora se aprovecha para hacer el **sumtrigger**, otro sistema de *trigger*, que se explica al final de la sección 4.1.5. Para más información acerca del sistema de lectura ver las secciones 4.1.6 y 5.3.2.

4.1.5. El sistema de *trigger*

El sistema de **disparo** o *trigger* del telescopio es el que decide cuándo se ha detectado luz procedente de una cascada atmosférica (es necesario poder diferenciar las señales producidas por luz Cherenkov de las producidas por la luz de fondo), momento en que el sistema de adquisición de datos graba el suceso. Este sistema

está construido de tal forma que tiene en cuenta la poca duración de un suceso, alrededor de unos pocos nanosegundos y su geometría. Esto se logra requiriendo un número mínimo de píxeles vecinos para obtener una imagen mayor de un umbral dado de unos pocos fotoelectrones, dentro de una ventana de tiempo pequeña. El sistema de *trigger* del telescopio MAGIC-I está dividido en tres niveles: **0**, **1** y **2**. La región donde se realiza al *trigger* está restringida a la zona interna de la cámara. El motivo de usar la parte interna de la cámara es una forma de introducir una separación γ /hadrón para bajas energías debido a que las imágenes producidas por γ s de baja energía se producen cerca del centro de la cámara y las producidas por hadrones se distribuyen por toda la cámara. De la zona interna de la cámara se usan sólo 324 de los 397 píxeles que la constituyen debido a que la región de *trigger* está a su vez dividida en 19 celdas de 36 píxeles cada una, llamadas **macrocelas**, que se solapan entre sí (ver figura 4.10). A continuación describiremos brevemente los distintos niveles de *trigger*:

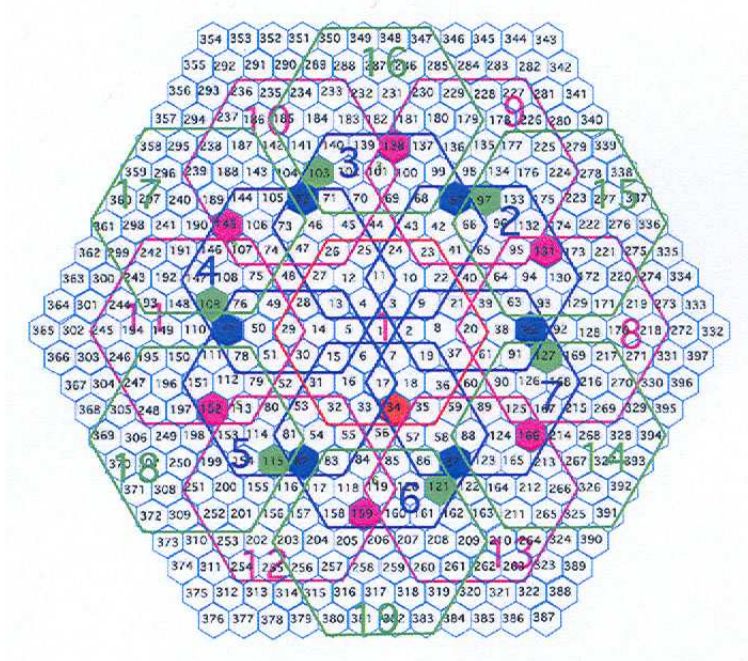


Figura 4.10: Región de *trigger* en la cámara de MAGIC-I, donde se observan las macrocelas.

- **Nivel 0:** este nivel lo constituyen los **discriminadores** (*Discriminator Threshold* - DT) situados en las tarjetas receptoras. Si la amplitud de la señal del fotomultiplicador sobrepasa el **umbral del discriminador** se produce un pulso de 5.5 ns de duración. Este umbral se puede seleccionar remotamente y configurar independientemente para cada canal, gracias a un DAC (*Digital Analog Converter*) controlado por un ordenador. Además, se puede desconectar un pixel del sistema de *trigger* en particular para eliminar la influencia de

una estrella brillante situada en ese pixel. También está el **IPRC** (*Individual Pixel Rate Control*) que ajusta los DTs de tal manera que los *rates* individuales de cada canal sean aproximadamente iguales, pues de esta forma se elimina el efecto de las estrellas sobre la tasa de *trigger*¹. Actualmente, los valores para los DTs dependen de si la fuente es galáctica, extragaláctica o si la observación se realiza con noche oscura, luna o *twilight*. El mínimo valor al cual operar los discriminadores viene dado por el ritmo de disparo debido a la luz de cielo nocturno, ya que si el umbral es demasiado bajo, el ritmo de disparo que induce la luz de cielo puede llegar a saturar el sistema de adquisición de datos.

- **Nivel 1:** este nivel se encarga de buscar coincidencias entre los píxeles vecinos. Una vez que la señal ha pasado el *nivel 0*, para grabar ese suceso, este nivel exige que el pixel esté rodeado por otros píxeles que también hayan pasado el discriminador. Para ello, se realiza en las 19 celdas hexagonales una combinación de las señales para buscar grupos de 2, 3, 4 o 5 píxeles vecinos dentro de una ventana temporal de 5 ns. Actualmente, la condición de *trigger* estándar para *nivel 1* exige la coincidencia de 4 píxeles. Si es así, este nivel devuelve la decisión de que sí hay señal.
- **Nivel 2:** su misión es el reconocimiento de patrones dentro de las imágenes para seleccionar un tipo de sucesos. La decisión es codificada en una palabra de 8-bits que contiene la información de los diferentes niveles de *trigger* y es enviada al sistema de lectura para la posterior adquisición del evento, si éste ha pasado los tres niveles. De esta forma, en el propio sistema de *trigger* es posible seleccionar diferentes tipos de eventos (de calibración, pedestal, baja energía, etc.).

En el año 2008, se ha implementado un nuevo sistema de *trigger* denominado **sumtrigger**, independiente de los demás. Si la suma de las señales de 18 píxeles vecinos pasa un cierto umbral, hay señal. Este valor mínimo que debe pasar la suma viene dado aproximadamente por 2.5 fotoelectrones por píxel, siendo el total de $2.5 \times 18 = 45$ fotoelectrones. Para este nivel de *trigger* no importa el valor concreto de cada píxel sino que el grupo de 18 pase el umbral establecido. Este tipo de *trigger* se realiza en la zona interior de la cámara y más concretamente en un anillo alrededor del centro de la misma, como se puede ver en la figura 4.11. Además, en esta figura también se pueden ver grupos de 18 píxeles, los cuales no tienen porque tener la misma forma. El anillo o zona de búsqueda del **sumtrigger** es el interior de la cámara pues ahí es donde se focalizan las cascadas de menor energía y este sistema sirve para localizarlas, puesto que con los otros niveles de *trigger* se pierden al exigir que 4 píxeles vecinos pasen el discriminador, ya que las cascadas de baja energía tienen fluctuaciones muy altas comparadas con su intensidad media. Al hacer la suma se reduce la importancia de estas fluctuaciones (Aliu et al. 2008).

¹La tasa de *trigger* varía de noche a noche dependiendo de las condiciones atmosféricas e incluso dentro de la misma noche depende del ángulo cenital con que se observe la fuente, puesto que el umbral de *trigger* crece

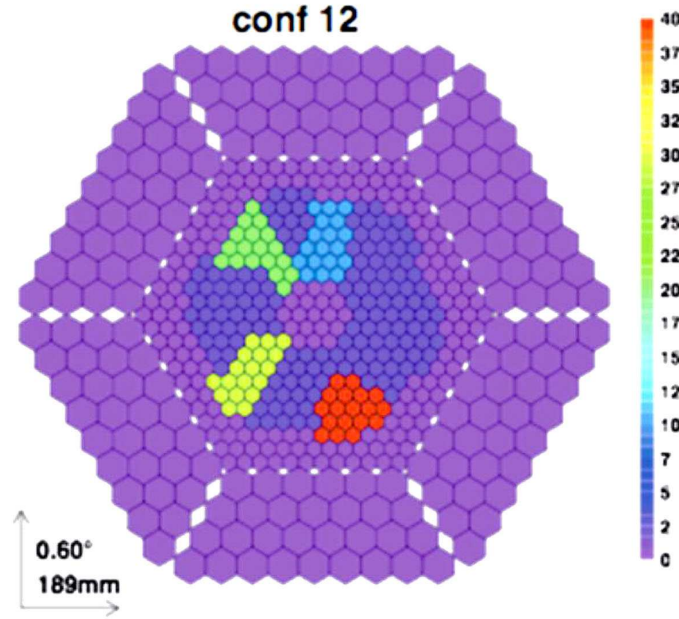


Figura 4.11: Anillo donde se realiza el análisis del *sumtrigger* en la cámara de MAGIC-I, viendo en diferentes colores diferentes grupos de 18 píxeles con formas variadas de agrupación.

4.1.6. El sistema de adquisición de datos

El sistema de los Siegen FADCs está compuesto por 18 unidades, cada una con 4 placas base con 8 módulos de FADC por placa, todo ello siendo un total de 576 módulos, uno por pixel. Cada uno de estos módulos contiene, a su vez, un chip FADC de 8 bits que digitaliza la señal a una velocidad de 300 MSamples/s (500MHz de ancho de banda), una memoria intermedia de tipo *ring buffer*² y una memoria FiFo de 512 kBytes. Cada vez que el *nivel 2* del *trigger* detecta un nuevo suceso, las unidades de Siegen paran de digitalizar y se determina la posición de ese suceso en la memoria intermedia y se extrae para escribirse en la memoria FiFo de cada pixel. Toda esta operación se realiza a un ritmo máximo de 80 MBytes/s, con un tiempo muerto de menos de 1 microsegundo. La información temporal y del *trigger* para cada evento es registrada por unos módulos digitales que se leen junto con los FADCs. Los datos de los FADCs son grabados en un sistema de discos RAID0 a un ritmo de 20 MBytes/s, lo cual es requerido por el máximo de la tasa de *trigger* de 1 kHz (ver figura 4.12, Goebel et al. 2003, Albert et al. 2008c). Para un ritmo estándar de adquisición de datos de 200-300 Hz, se suelen generar más de 80 GBytes/s de datos, incluso a un ritmo alto como 1 kHz, tan sólo se pierde el 0.1 % del tiempo de observación. El uso de FADCs permiten reducir el tiempo muerto del detector a practicamente cero, puesto que mientras el sistema de *trigger* decide si se debe

²Ring buffer es una memoria en que la información se va llenando y cuando se alcanza el final de la memoria, vuelve a llenarse desde el principio de la misma.

guardar o no un suceso, una memoria intermedia va volcando constantemente los datos. Además, también permite disminuir el ruido producido por la luz de fondo de cielo y medir mejor la distribución de los tiempos de llegada de la luz Cherenkov a la cámara, lo que mejora la separación γ /hadrón.

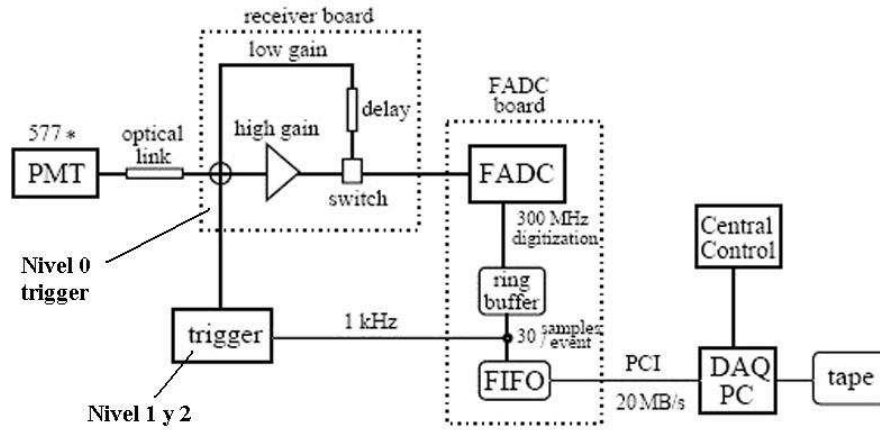


Figura 4.12: Vista esquemática del sistema de adquisición de datos de MAGIC-I.

Para una mejor explotación de las capacidades del tiempo y alto ancho de banda en el canal de lectura de MAGIC-I, el sistema ha sido actualizado en febrero de 2007 para llegar a una tasa de 2 GSamples/s usando un ancho de banda de 700 MHz y una resolución de 10 bit (Bartko et al. 2005, Goebel et al. 2007a, Tesaro et al. 2007). En el sistema anterior un estrechamiento de los pulsos era necesario para garantizar una buena toma de muestras de la señal, pero en el nuevo sistema esto ya no es necesario pues la anchura de los pulsos es ahora de ~ 2 ns, la mitad del valor anterior. Este nuevo sistema aumenta básicamente el rendimiento del telescopio por dos razones: reducción de la luz de fondo de cielo con luz integrada de la señal real, pues se tiene una menor ventana de integración, y la posibilidad de reconstruir con buena resolución las características temporales de las cascadas. Gracias a esto, a partir de esta fecha se realiza un mejor análisis de los datos de las fuentes observadas obteniendo una mayor significancia.

El sistema **MUX** (*Fiber-Optic Multiplexing*) usa un único FADC de 2 GSamples/s para digitalizar los 16 canales de lectura consecutivamente (figura 4.13). La señal analógica es retardada usando fibras ópticas, puesto que cada canal es retrasado en 40 ns con respecto al canal previo. Las señales son entonces eléctricamente multiplexadas y enviadas al FADC. También una señal de *trigger* es generada usando una fracción de la luz, la cual es transmitida hacia otros receptores antes de producirse los retrasos en las fibras.

Un esquema del sistema de adquisición de datos puede verse en la figura 4.14. Éste consiste de 5 armarios donde se graban los datos digitalizados y los almacena

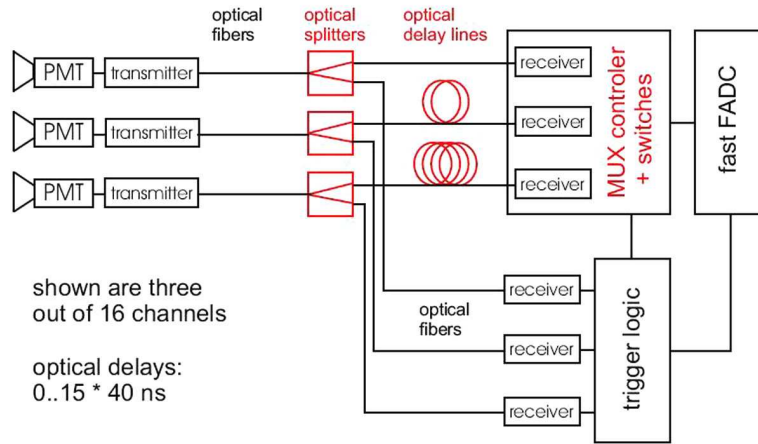


Figura 4.13: Concepto de la técnica de fibra óptica para el MUX. En esta figura se muestran 3 de los 16 canales de transmisión de los datos. La señal se divide en dos partes, una donde se producen los retardos y otra donde se calcula el *trigger*.

en unos *ring buffer*. Los datos son enviados al DAQ central (MUXDAQ) que consiste de un servidor Dual-Xeon de 2.8 GHz con memoria RAM de 8 GB. Los datos son transferidos a través de una conexión GBit Ethernet. El sistema de almacenamiento así constituido permite un acceso rápido y simultáneo a los datos para un análisis *online* de los mismos sin entorpecer el almacenamiento de otros datos.

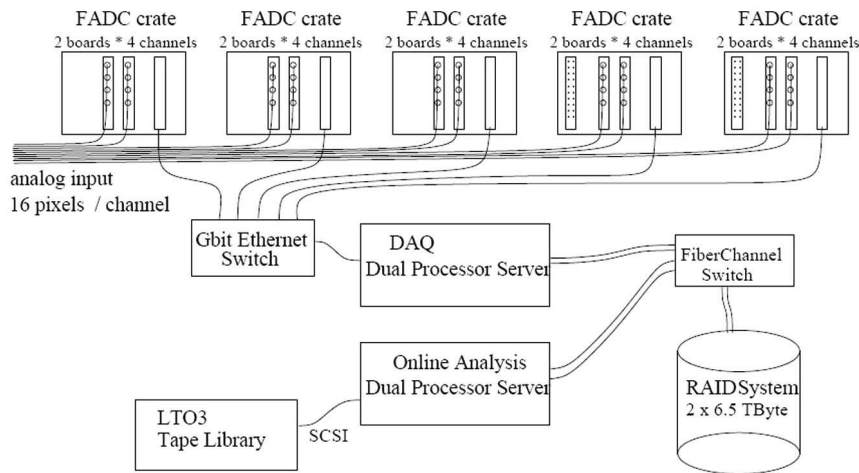


Figura 4.14: Esquema del sistema de adquisición de datos MUX-FADC.

4.1.7. El sistema de calibración

Puesto que la cantidad física que detecta la cámara y el sistema de adquisición de datos son fotoelectrones que salen del fotocátodo de cada PMT, se hace necesario determinar los factores de conversión por pixel entre la carga de los FADCs y la cantidad de fotoelectrones. Además, el tiempo de los FADCs y el tiempo absoluto de la señal han de ser determinados. Todo ello se realiza con un **sistema de calibración** óptico que nos proporciona diferentes métodos de calibración, según la parte del sistema que se use.

La calibración de las señales para cada pixel se realiza en dos pasos: una primera calibración relativa y una segunda absoluta. La calibración relativa es esencial para equalizar la respuesta de diferentes canales ante la misma señal de entrada. La complejidad del canal de lectura para cada pixel hace natural que las señales obtenidas de diferentes píxeles no sean comparables. Así se ajustan los altos voltajes de cada pixel para llegar a una cierta uniformidad de la respuesta de cada canal. Ésta no logra una precisión mejor del 5% por razones técnicas. Periódicamente, se hace una calibración general de la cámara iluminándola con luz pulsada de una cierta intensidad para poder ajustar los voltajes de cada PMT.

Todo este sistema de calibración está conectado con el sistema de *trigger*, lo que permite generar **pulsos de calibración** durante la toma de datos a un ritmo de 50 Hz, para corregir las variaciones en ganancia de los PMTs en una escala de tiempo corta de unos pocos minutos, concretamente, calibrar la ganancia de cada pixel con exactitud cada 100 segundos. También se generan ***trigger* de pedestal**, que son pulsos de *trigger* artificiales que permiten guardar sucesos vacíos para calibrar el voltage de *offset* de cada FADC y tener así una estimación de referencia. Este sistema de calibración permite así corregir de pequeñas diferencias en la transmisión de la señal.

El sistema de calibración de MAGIC-I (ver figura 4.15) está compuesto por una caja de calibración, un fotodiodo y 3 píxeles oscurecidos. Primeramente, la caja de calibración está compuesta por un conjunto de **LEDs** y colocada en el centro del reflector. Estos LEDs son rápidos (3 - 4 ns FWHM) y potentes (10^8 - 10^{10} fotones/ns/sr) y emiten en tres diferentes longitudes de onda (ultravioleta 370 nm, azul 460 nm y verde 520 nm) y a diferentes intensidades. De esta forma, el sistema de calibración permite calibrar todo el rango dinámico de la cámara y la cadena electrónica de lectura de los píxeles, permitiendo así contar fotoelectrones individuales y determinar de manera absoluta la intensidad de los pulsos de luz. La cantidad absoluta de la luz es calibrada usando los 3 píxeles oscurecidos, extrayendo el espectro de los fotoelectrones de forma individual, y un PIN piodo calibrado. Esto se hizo durante tres años, una o dos veces por año hasta la introducción del MUX.

Un método estándar para calibrar la señal en fotoelectrones es el denominado **Factor de exceso de ruido** o **método F-Factor** (Schweizer et al. 2002). El método se basa en el hecho de que para un determinado pulso de luz de calibración, las fluctuaciones iniciales son poissonianas por cada pulso de calibración y los PMTs añaden un pequeño ruido a las fluctuaciones intrínsecas del número de fotoelectrones.

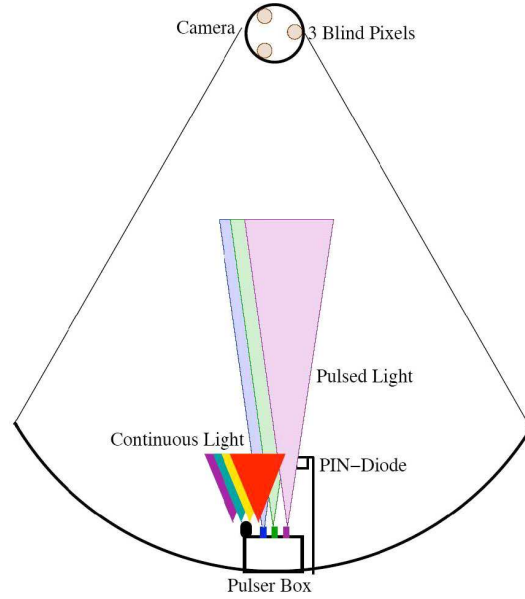


Figura 4.15: Imagen representativa del sistema de calibración.

La salida de pulsos de los PMTs son distribuidas normalmente con una anchura de gaussiana (σ/μ) dada por la raíz cuadrada del número de fotoelectrones en el fotocátodo con un pequeño exceso de ruido (F) dado por:

$$\frac{\sigma}{\mu} = F \frac{1}{\sqrt{N_{phe}}}, \quad (4.1)$$

siendo el factor F para cualquier dispositivo dado por:

$$F = \frac{(Signal/Noise)_{input}}{(Signal/Noise)_{output}}, \quad (4.2)$$

siendo éste un valor numérico que representa el ruido adicional introducido por el canal de lectura y amplificación, suponiendo que es independiente de la intensidad de la señal. Desde el conocimiento del F -Factor de los PMTs y el análisis de la señal de salida de cada píxel, se puede extraer el número medio de fotoelectrones que inciden sobre el dinodo de los PMTs. En el caso de la cámara de MAGIC-I, este factor se ha medido para una muestra de 20 PMTs dando un valor de 1.15 ± 0.02 (Paneque et al. 2003). Este método del F -Factor tiene la ventaja de que es sencillo y robusto pero no incluye de forma implícita variaciones en la eficiencia cuántica, ni la eficiencia de colección de fotoelectrones de los PMTs, ni la eficiencia de la transmisión de las guías de luz, que pueden variar de uno a otro. El método F -Factor mide el número de fotones que llegan al primer dinodo de los PMTs y usando el PIN diodo y los píxeles oscurecidos se puede medir el flujo total de fotones.

4.2. Resultados relevantes de MAGIC-I

Los primeros meses después de la inauguración se llevó a cabo la fase de comisionado, consistente en observaciones de objetos estándares como la Nebulosa del Cangrejo, Mrk 421, Mrk 501, 1ES 1426 y 1ES 1959 con bajo ángulo cenital (Cortina 2005). También se realizaron observaciones del fondo de protones bajo las mismas condiciones que los objetos para luego poder obtener la señal real de éstos, eliminando la influencia en los datos de dicho fondo. Esta fase de comisionado duró hasta finales de 2004 y el primer ciclo regular de observaciones comenzó en abril de 2005. De todas estas observaciones se obtienen los siguientes resultados:

- El umbral de energía estaba en 80-100 GeV. La resolución de la energía ha sido estimada alrededor del 30 % en el umbral de energía, siendo menor de 20 % para energías mayores de 200 GeV.
- La sensibilidad de flujo integral para MAGIC-I resulta ser del 5 % del flujo de la Nebulosa del Cangrejo para energías mayores de 100 GeV, y del 2 % para energías mayores de 1 TeV.
- La resolución angular ha sido estimada, usando la Nebulosa del Cangrejo, en 0.2° para rayos γ con energías mayores de 200 GeV.

Hasta noviembre de 2005, fueron observados 50 candidatos a fuentes de rayos γ y detectada emisión en 8 de ellos. La fuente más observada fue la Nebulosa del Cangrejo, puesto que su espectro entre unas decenas y unos cientos de GeV es muy interesante, ya que la emisión pulsada se produce precisamente en este rango de energías. Actualmente, han sido detectadas más fuentes tanto galácticas como extragalácticas y se han obtenido otros resultados importantes, entre ellos precisamente la detección del púlsar del Cangrejo por encima de unos 25 GeV usando el *sumtrigger*. Gracias a la adquisición de experiencia en la toma de datos y las mejoras realizadas en el hardware, los valores anteriores dados para MAGIC-I han sido mejorados:

- El umbral de energía está en 25 GeV. La resolución de la energía ha sido estimada en 30 % alrededor de 70 GeV y del 20 % para energías mayores de 100 GeV.
- La sensibilidad de flujo integral para MAGIC-I resulta ser del 1.6 % del flujo de la Nebulosa del Cangrejo para energías mayores de 350 GeV.
- La resolución angular (PSF) ha sido estimada en 0.1° para rayos γ con energías mayores de 200 GeV.

A lo largo de 4 ciclos de observación han sido muchos los resultados obtenidos, pero los más relevantes son los que paso a relatar a continuación, dividiendo los mismos según los diferentes grupos de trabajo en los que se divide la colaboración, que son:

- Materia Oscura
- Explosiones de Rayos Gamma
- Núcleos Activos de Galaxias
- Púlsares
- Fuentes Galácticas

Seguidamente se hace un resumen de los resultados más destacados de cada uno de los grupos por separado.

4.2.1. Materia Oscura

Relacionados con este grupo de trabajo, tres han sido los artículos publicados hasta el momento, que son un estudio del centro galáctico y de las galaxias Draco y Willman 1. Del primer estudio (Bartko 2007) se obtuvo la medida de flujo diferencial de rayos γ consistente con una emisión continua de la región del **Centro Galáctico**. Esta región contiene diferentes objetos que pueden ser los responsables de la generación de rayos γ , como son un agujero negro supermasivo, remanentes de supernova, nebulosas asociadas a púlsares, una alta densidad de rayos cósmicos, gas caliente y grandes campos magnéticos. También se espera que en el centro galáctico se encuentre la fuente más brillante de rayos γ debidos a la aniquilación de posibles partículas de materia oscura. El flujo diferencial medido entre 500 GeV y 20 TeV se corresponde con una ley de potencias con índice espectral de -2.2 ± 0.2 , lo cual confirma las medidas anteriores realizadas por HESS. La emisión es puntual y consistente con la localización de SgrA Este. La ausencia de variación en la emisión es un indicador de que la emisión es estable, quizás procedente de un remanente o nebulosa y no del agujero negro central. Tampoco la aniquilación de materia oscura parece ser el origen de este flujo detectado, principalmente debido a que la forma del espectro es compatible con un origen astrofísico.

Para la galaxia **Draco** (Albert et al. 2008c) se realizaron observaciones durante 2007 para la búsqueda de una posible señal de materia oscura. De ellas se obtuvo un límite superior para el flujo integral de rayos γ para energías por encima de 140 GeV dado por $1.1 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ asumiendo la fuente como puntual y tomando como índice espectral el valor de -1.5, típico del espectro de aniquilación de materia oscura. De su estudio concluyen que el valor obtenido de los límites superiores es varios órdenes de magnitud mayor ($O(10^3 - 10^9)$) que los predichos por los modelos.

Al año siguiente, se realizaron unas nuevas observaciones para la búsqueda de materia oscura pero esta vez apuntando en la dirección de la galaxia **Willman 1** (Aliu et al. 2009c). Esta galaxia representa uno de los mejores sistemas conocidos dominados por materia oscura en el Universo para la búsqueda de la misma en el presente, de acuerdo a sus propiedades dinámicas y distancia. En este estudio se obtuvieron los límites superiores al flujo para cuatro modelos de mSUGRA (*minimal supergravity*), siendo todos del orden de $10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ para energías por encima de

los 100 GeV. Usando las últimas estimaciones de los parámetros de estructura para construir el perfil de densidad de materia oscura, obtienen que el flujo observado es mayor en un factor 10^3 con respecto al valor del flujo esperado de la aniquilación de materia oscura en los diferentes escenarios considerados. Se espera realizar observaciones más profundas con el uso de MAGIC-II y así mejorar el valor del límite superior del flujo.

4.2.2. Explosiones de Rayos Gamma

Durante el primer ciclo de observaciones, es decir, desde Abril de 2005 hasta Marzo de 2006, nueve **explosiones de rayos γ** (GRB) fueron observadas con MAGIC-I durante la fase anterior o la fase puntual de emisión en rayos γ . La alerta temprana del sistema de aviso de explosiones de GRBs derivado de otros experimentos y el rápido reposicionamiento de MAGIC-I hicieron posible la observación en estos dos estados de la explosión, antes y durante la fase de emisión en rayos γ . De los nueve GRBs observados en este ciclo, sólo dos de ellos tienen especial mención en el artículo de la colaboración presentando los resultados (Albert et al. 2007e). Estos son GRB050713a y GRB050904, porque son la primera y segunda explosión en su fase de emisión puntual observadas por MAGIC-I. Del análisis de estas fuentes no se obtuvo señal en ninguno de los nueve GRBs y sólo límites superiores del flujo han podido ser determinados para los primeros 30 minutos de cada explosión para seis intervalos de energía diferentes.

Desde este primer estudio hasta Junio de 2009, han sido más de 40 los GRBs observados con MAGIC-I. Para alguno de ellos, los datos han sido de mala calidad, o la alerta llegó antes de la puesta del sol o las coordenadas de observación no eran viables para MAGIC-I y no pudo realmente ser observado. Los resultados del análisis de alguno de los que si han podido ser observados están publicados en la circular GCN, e incluso han sido presentados en la reunión del ICRC del año 2009, como muchos de otros resultados de otros grupos de investigación. Pero, en resumen, para ninguno de los GRBs observados se ha encontrado señal alguna de emisión en rayos γ y sólo se ha podido dar un límite superior al flujo de los mismos.

4.2.3. Núcleos Activos de Galaxias

Primeramente cabe mencionar el caso de la fuente **M87**, por ser el primer cuásar observado en rayos γ que no es un blazar, es decir, que sus jets relativistas no apuntan en la dirección del observador. Durante un período de monitorización de M87, una rápida explosión fue detectada por MAGIC-I a principios de 2008 (Albert et al. 2008g). De su análisis se obtuvo que su flujo es variable por encima de 350 GeV en una escala de tiempo tan corta como un día, pues se observaron cambios sustanciales de flujo en los 13 días observados. Sin embargo el flujo a niveles de energía entre 150 y 350 GeV parece ser constante. Esta fuente fue observada durante 26.7 h con ángulos cenitales entre 16° y 35° obteniendo del análisis de toda la muestra completa un exceso y un flujo diferencial de rayos γ entre 100 GeV y 10 TeV de (2.89 ± 0.37)

$\times 10^{-12} (E/1 \text{ TeV})^{-2.30 \pm 0.11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ (figura 4.16) medida compatible con la realizada por HESS y VERITAS de este mismo objeto.

Recientemente ha sido publicado un artículo sobre este objeto M87 (Beilicke et al. 2009) donde se ha realizado un estudio en radio y en rayos γ de muy alta energía, cuyos resultados revelan un período de explosiones de rayos γ extremadamente fuertes acompañados por un incremento fuerte en el flujo de radio procedente del núcleo. Este resultado implica que las partículas cargadas son aceleradas hasta muy altas energías en la vecindad más próxima al agujero negro que forma su núcleo.

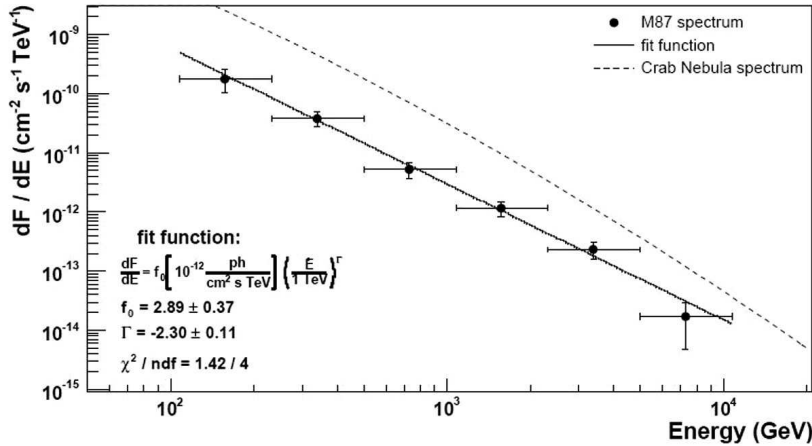


Figura 4.16: Espectro de energía diferencial de M87 usando todos los datos. Las barras de error horizontales muestran el ancho del intervalo de energía usado. La línea sólida representa el mejor ajuste suponiendo una ley de potencias y la línea punteada es el espectro de la Nebulosa del Cangrejo.

También se han observado varias fuentes de tipo **HBL** (*High-frequency peaked BL Lac objects*) como por ejemplo, BL Lac, Mrk 421, Mrk501, 1ES1218+30.4, 1ES2344+51.4, 1ES1011+49.6 y 3c279, donde se ha detectado emisión. De estas observaciones se concluye que la emisión de rayos γ coincide con una fase de alta emisión también en el óptico, aunque también se ha llegado a detectar emisión en la fase de baja emisión óptica, con lo que estas fuentes presentan variabilidad para emisión de alta energía. Como resultados recientes y relevantes podemos destacar la detección de emisión en las fuentes 3c279 y 3c66A/B.

Para la fuente **3c279** (Albert et al. 2008h) se obtuvo una señal muy fuerte, entre 80 y 300 GeV, en un período de tiempo de una noche (figura 4.17), obteniendo un espectro que sigue una ley de potencias con índice espectral de -4.1 ± 0.7 y un flujo integrado por encima de 100 GeV de $(5.15 \pm 0.82) \times 10^{-10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, para el día 23 de febrero de 2006. La detección de radiación VHE de este tipo de fuentes distantes nos permitirá estudiar el mecanismo de emisión de los blazars y la determinación de su espectro nos ayudará a comprender el mecanismo de absorción debida a la luz de fondo extragaláctica.

Para la fuente **3c66A/B** (Aliu et al. 2009b) se ha detectado emisión de rayos γ pero con la salvedad de que no se sabe ciertamente si ésta proviene del blazar 3c66A o de la radio galaxia cercana 3c66B (figura 4.17). Las observaciones realizadas entre agosto y diciembre de 2007 resultaron en el descubrimiento de una nueva fuente MAGIC J0223+430 centrada en las coordenadas (Ra, Dec = $2^h 23^m 12^s$, $+43^\circ 0.7'$) con un espectro en rayos γ que sigue una ley de potencias de la forma $f_0 \times (E/0.3 \text{ TeV})^\alpha$ siendo $(f_0 = 1.74 \pm 0.28) \times 10^{-11} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ a 300 GeV y con un índice espectral de $\alpha = -3.10 \pm 0.31$. Esta nueva fuente está a una distancia de $1.1'$ de 3c66B y a $6.1'$ de 3c66A. Para determinar exactamente de que fuente proviene la emisión, se ha hecho un estudio de probabilidades, obteniendo que la emisión está centrada en la fuente 3c66B con el 95.6 % de nivel de confianza, aunque no es posible excluir una contribución de 3c66A dada la resolución angular de MAGIC-I. El flujo integral por encima de 150 GeV corresponde a $(7.3 \pm 1.5) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (2.2 % del flujo de la Nebulosa del Cangrejo).

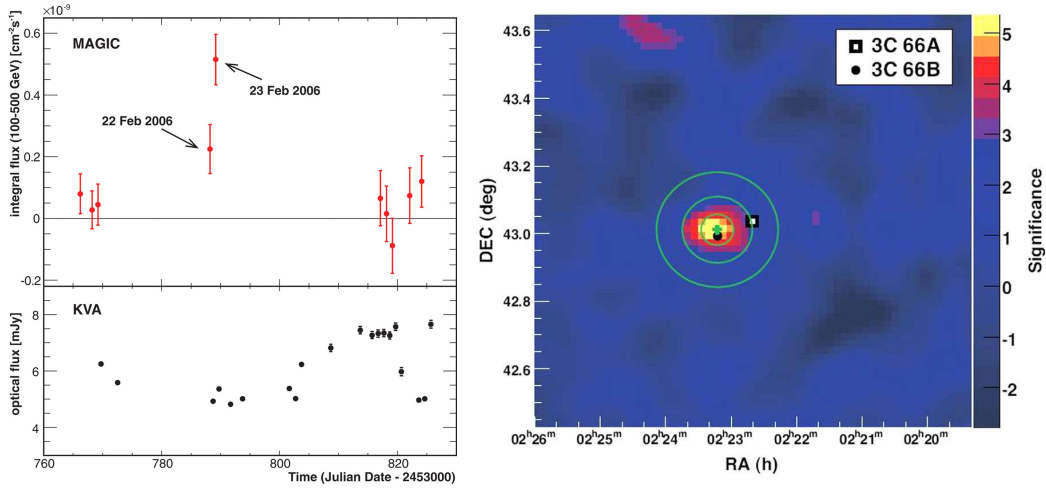


Figura 4.17: (Izquierda) Curva de luz de 3c279 en rayos γ (arriba) y en la banda R (abajo) obtenida desde febrero a marzo de 2006. (Derecha) Mapa de la significancia del exceso para eventos de rayos γ para energías por encima de 150 GeV en la región observada. Los círculos verdes corresponden con la posición de MAGIC J0223+430 del máximo exceso ajustado siendo los contornos correspondientes a las probabilidades 68.2 % 95.4 % 99.7 % para el interior, medio y exterior, respectivamente.

4.2.4. Púlsares

Han sido varios los púlsares observados y analizados por MAGIC-I, pero sólo de tres de ellos existen publicaciones porque de los demás todavía no se ha llegado a resultados positivos de detección. Los tres púlsares de los que existen resultados son el púlsar del Cangrejo, PSR B1951+32 y el cúmulo globular M13. Para esta última fuente ver el capítulo de resultados, concretamente la sección 8.1, donde se expone el estudio realizado en M13.

Para la fuente **PSR B1951+32** (Albert et al. 2007f), se han realizado observaciones en dos ocasiones, entre julio y septiembre de 2006 y más o menos en los mismos meses pero en el año 2008. Sólo de las primeras observaciones existen resultados publicados, estando las segundas en proceso de análisis, no habiendo obtenido detección positiva. El estudio de esta fuente resultó en la no detección de señal y en la obtención de límites superiores al flujo de rayos γ , que son para la emisión pulsada de $4.3 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ y para la emisión constante de $1.5 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ para energías mayores de 140 GeV, después de 17 noches de observación, que se convirtieron en 30.7 h de datos.

Para el **púlsar del Cangrejo** (PSR B0531+21) se han realizado unas observaciones usando el *sumtrigger* entre noviembre de 2007 y febrero de 2008, de las cuales se ha conseguido encontrar la emisión pulsada de la fuente (Aliu et al. 2008, figura 4.18). Se analizaron 22.3 h de datos de buena calidad detectando la emisión pulsada por encima de 25 GeV. Los datos muestran pronunciados pulsos en la fase $\phi = 0$ (pulso principal, P1) y en la fase $\phi = 0.3$ (interpulso, P2), con amplitudes similares para energías menores de 60 GeV, y dominado por P2 para energías mayores. Estos pulsos son coincidentes en fase con los medidos por EGRET pero para energías mayores de 100 MeV, el P1 es dominante. Por lo tanto, el cociente P2/P1 aumenta con la energía. También, estos datos presentan un exceso de 3.4σ por encima de 60 GeV para P2, consistente con los resultados de la Nebulosa del Cangrejo, de los cuales se hablará en el siguiente apartado.

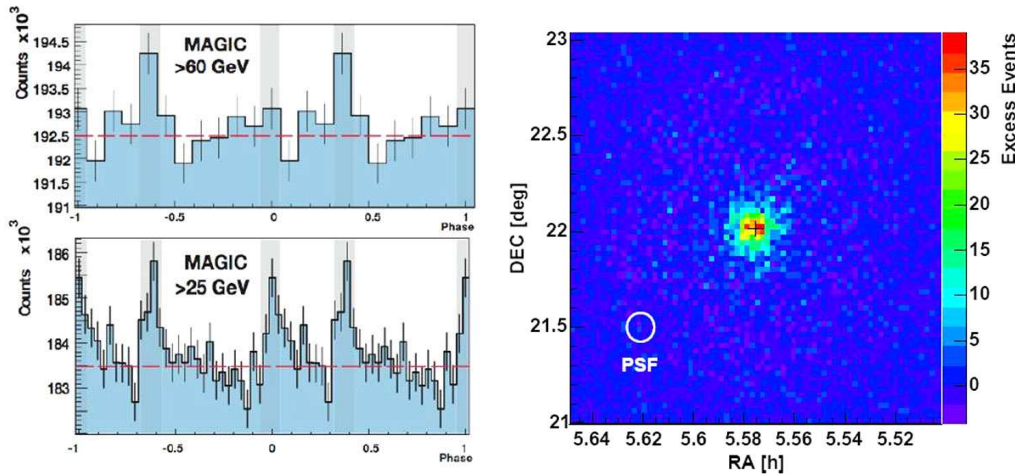


Figura 4.18: (Izquierda) Emisión pulsada en diferentes rangos de energía para el púlsar del Cangrejo. Las áreas sombreadas muestran las regiones de señal para el pulso principal P1 y el pulso secundario P2. (Derecha) Mapa del exceso de rayos γ en la dirección de la Nebulosa del Cangrejo marcada con una cruz negra para energías mayores de 500 GeV.

4.2.5. Fuentes Galácticas

Para la fuente de la **Nebulosa del Cangrejo** se ha realizado un completo estudio (Albert et al. 2008a) obteniendo su señal (figura 4.18), su espectro y su curva de luz. De este estudio se obtiene que el flujo de la nebulosa medido entre 60 GeV y 9 TeV puede ser descrito de la forma $dF/dE = f_0 (E/300\text{GeV})^{(a+b \log(E/300\text{GeV}))}$ siendo $f_0 = (6.0 \pm 0.2) \times 10^{-10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ y $a = -2.31 \pm 0.06$ y $b = -0.26 \pm 0.07$. El centro de la emisión coincide con la posición del púlsar y ésta es estable y puntual. Además, en el año 2008 se ha hecho un estudio de su púlsar encontrando emisión como se ha relatado en la sección anterior.

Uno de los hallazgos más importantes hecho con MAGIC-I es el descubrimiento de emisión variable de rayos γ de alta energía producidos por un microcuásar. Se trata de un sistema binario compuesto por una estrella muy masiva y un objeto compacto (estrella de neutrones o agujero negro). Cuando ambas estrellas están lo suficientemente cerca una de la otra, se produce transferencia de materia debido a la atracción gravitatoria. Parte de esta energía se libera en forma de jets relativistas emitiendo en radio desarrollándose en escalas de tiempo de días o meses, lo cual los hace idóneos para la observación. Por ser éste uno de los fenómenos más energéticos del cosmos, lo convierte en un posible lugar de creación de rayos γ de alta energía.

El estudio del microcuásar **LS I +61 303** (Albert et al. 2006c, Albert et al. 2008f, Albert et al. 2009, figura 4.19) revela que la intensidad de la emisión de los rayos γ varía con el tiempo y que además su máximo no coincide con el máximo en radio. Como han sido estudiados varios ciclos del sistema binario, se ha podido comprobar que la emisión se produce en uno de ellos y cada 26 días, que es justamente el período del sistema binario, con lo que se ha podido determinar una periodicidad para este objeto. Esto es una clara indicación de que la emisión de rayos γ se produce por la interacción de los dos objetos que componen el sistema y que dicha emisión es periódica.

Futuras observaciones con MAGIC-II de este objeto, junto con la interpretación teórica de dichos resultados, servirán de ayuda para esclarecer los mecanismos de producción de rayos γ en los microcuásares o en cualquier otro objeto que contenga jets relativistas y los confirmará como una nueva población de fuentes de rayos γ de alta energía.

Otro de los hallazgos importantes hechos con MAGIC-I es el descubrimiento de varias fuentes antes desconocidas, como por ejemplo, MAGIC J0616+225, TeV2032 y CasA. La primera de ellas, **MAGIC J0616+225**, es cercana al plano galáctico y coincidente espacialmente con el remanente de supernova IC443 (Albert et al. 2007b). Se ha conseguido detectar esta fuente con una significancia de 5.7σ y obtener un índice espectral de -3.1. Para más información ver el apartado de resultados, concretamente la sección 7.2.1.

La segunda, llamada **TeV2032** (Albert et al. 2008b), es una fuente extensa y está situada a medio grado de la binaria Cygnus X-3, no tiene contrapartida clara en otras longitudes de onda, fue detectada por el experimento HEGRA y con MAGIC-I sólo se ha conseguido detectar 300 fotones en 100 horas de observación (figura 4.20).

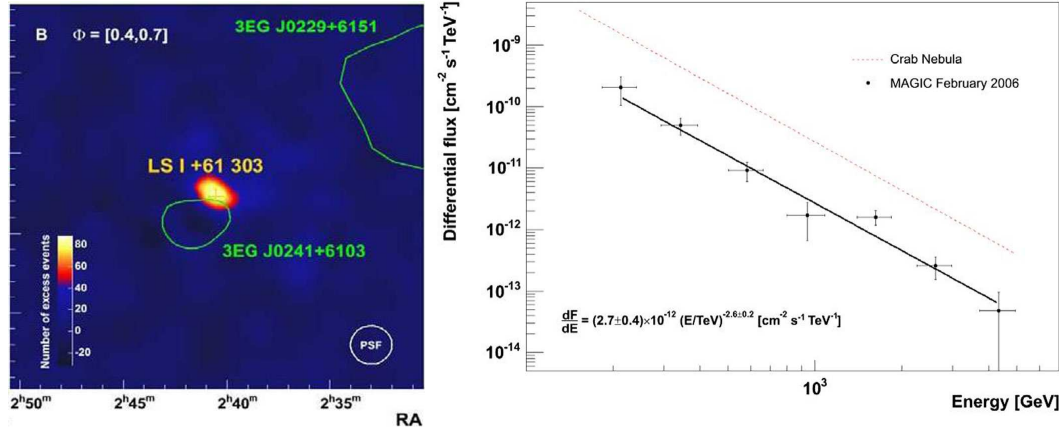


Figura 4.19: (Izquierda) Mapa del número de excesos en la posición del objeto por encima de 400 GeV entre las fases orbitales 0.4 y 0.7, con 10.7 horas de datos. (Derecha) Espectro de energía diferencial entre 200 GeV y 4 TeV, para las fases orbitales entre 0.4 y 0.7, siendo la línea de puntos roja el espectro de energías de la Nebulosa del Cangrejo y la línea continua negra un ajuste de una ley de potencias para los puntos medidos.

El flujo detectado, la posición y la extensión angular son compatibles con los valores previos obtenidos por HEGRA. De las 94 horas de datos observados, se ha obtenido en la posición (Ra, Dec = $20^h 32^m 20^s$, $41^\circ 30' 36''$) un flujo de $(4.5 \pm 0.3) \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ para energías mayores de 1 TeV ajustado por una ley de potencias de índice espectral -2.0 ± 0.3 .

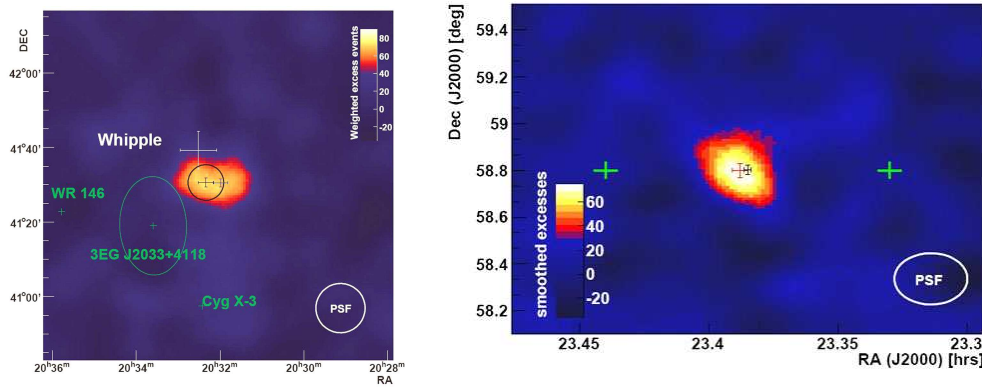


Figura 4.20: (Izquierda) Mapa del exceso en la posición de la fuente TeV2032 por encima de 500 GeV. La posición está marcada con una cruz negra y un círculo de anchura 1σ y la posición de HEGRA con una cruz azul dentro de ese mismo círculo. También está marcada la posición Whipple para esta misma fuente con una cruz blanca al igual que otra fuentes (cruces verdes) en la misma zona de observación. (Derecha) Mapa del cielo alrededor de la posición de Cas A. La cruz negra representa la posición de la fuente según HEGRA y la cruz roja la posición de la fuente para MAGIC.

Otro descubrimiento de emisión fue el remanente de supernova **CasA** (Albert et al. 2007g). Esta fuente fue observada por MAGIC-I entre julio de 2006 y enero de 2007 por un tiempo total de 47 h. De su análisis se obtuvo la detección de emisión de rayos γ por encima de 250 GeV (figura 4.20) y un flujo de $7.3 \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ajustado por una ley de potencias de índice espectral de -2.3 ± 0.2 . Este remanente es una fuente brillante en radio frecuencias y en rayos X. En las energías del TeV, fue detectado por HEGRA y también han sido determinados límites superiores por las colaboraciones Whipple y CAT, consistentes con los resultados aportados por HEGRA. A bajas energías, EGRET también ha aportado un límite superior para el flujo de rayos γ dado por $12.4 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

En la actualidad, se continúa con la observación de éstas y otras diferentes fuentes galácticas y extragalácticas, que muy pronto serán incluso estudiadas con los dos telescopios operando de forma estereoscópica, que de seguro proporcionarán muy buenos resultados en el campo de la física de altas energías. A continuación, en el siguiente apartado se hace una descripción de las diferencias del segundo telescopio MAGIC-II respecto del primero MAGIC-I.

4.3. Telescopio MAGIC-II

La colaboración MAGIC decidió construir un segundo telescopio, llamado MAGIC-II, a 85 m de distancia de MAGIC-I (figura 4.21), que fue inaugurado el día 25 de abril de 2009. La observación conjunta de los dos telescopios MAGIC-I y MAGIC-II apuntando a una misma fuente proporcionará una mejora en la sensibilidad (tres veces más que un único telescopio), dando una mejor resolución angular y en energía. Todo ello, permitirá obtener una mejor separación entre las cascadas electromagnéticas y hadrónicas. Esto permitirá combinar nuestras observaciones con las realizadas por el satélite Fermi, lanzado en Junio de 2008, y así poder hacer una calibración cruzada de ambos instrumentos y una extensión en el rango de energía observado del espectro de cerca de 5 órdenes de magnitud (desde $\sim 100 \text{ MeV}$ hasta más de 10 TeV).

El telescopio MAGIC-II se ha diseñado lo más parecido posible a MAGIC-I, es decir, con los mismos subsistemas que el primer telescopio pero con algunas mejoras importantes en algunos de estos subsistemas, como son la cámara, el sistema de lectura y de calibración. La estructura de fibra de carbono, el sistema de apuntado y control de los espejos activos, son sólo copias mejoradas del primer telescopio. Pero la experiencia y el uso de la tecnología de MAGIC-I, sugieren cambios en varias áreas para la construcción de MAGIC-II, todo ello dirigido hacia el mejor muestreo posible de la detección de las cascadas de baja energía. Estos avances son:

- Incrementar el área de la cámara y usar simultáneamente píxeles de menor tamaño para aumentar la resolución angular (tendrá un mayor número de píxeles (1039) con tamaño de 0.1°), con la opción de cambiar una parte de los PMTs por HPDs (*Hybrid Photo Detector*).



Figura 4.21: Foto en Google Earth de los telescopios MAGIC-I y MAGIC-II.

- Aumentar la superficie útil de los elementos que constituyen el espejo, aunque manteniendo el mismo área total. Así pues, mayores espejos de 1 m^2 de área han sido desarrollados para reducir costes y esfuerzos de instalación.
- Lectura de la señal digital mejorada (Antoranz et al. 2006). El canal que procesa la señal completa desde los sensores de luz hasta el digitalizador está optimizado para tener un ancho de banda de 500 MHz. Esto permitirá minimizar el tiempo de integración y reducir la influencia de la luz del fondo.
- El sistema de calibración está basado en un láser ultravioleta.

En particular, la estructura metálica fue colocada en diciembre de 2005 y en el mes de octubre de 2007 se instalaron los primeros espejos (ver figura 4.22), siendo completada su instalación en agosto de 2008 y desde entonces ha empezado la fase de instalación y pruebas de todos los sistemas que lo constituyen, estando en estos momentos (julio 2009) todos los sistemas en fase de comisionado.

Como en el primer telescopio, el **reflector** (figura 4.23) tiene forma parabólica con 249 espejos movibles individuales que son ajustables con un sistema AMC dependiendo de la orientación del telescopio. Mientras que en MAGIC-I cada espejo consiste de 4 espejos individuales esféricos montados en un panel, para MAGIC-II los **espejos** son esféricos de 1 m^2 de una sola pieza (Goebel et al. 2007b). La mitad de estos espejos son de aluminio protegido con cuarzo y consisten de un sandwich cuyas partes externas son de aluminio de 3 mm de grosor y la interior de 65 mm de aluminio en forma de nido de abeja. La curvatura se da durante la producción del



Figura 4.22: Foto de la instalación de los primeros 42 espejos del telescopio MAGIC-II en octubre de 2007.

mismo al igual que su pulido con una punta de diamante para ser finalmente recubiertos de cuarzo para protegerlos de la degradación. La otra mitad de los espejos son de vidrio y tienen una parte externa de 26 mm de grosor de espejo alrededor de una parte central de aluminio de nido de abeja, fabricado usando una técnica para bajas temperaturas. Estos tienen un funcionamiento similar al de los espejos de aluminio.



Figura 4.23: Foto de los dos telescopio MAGIC.

La **cámara** tiene un campo de visión de 3.5° y 1039 PMTs mejorados (Hamamatsu R10408) de 0.1° de diámetro con una eficiencia cuántica del 30-35 % en el rango del azul. La cámara ha sido diseñada con forma circular pero estructura hexagonal, también con forma modular para que sus fotomultiplicadores sean fácilmente sustituibles, en 169 grupos de fotomultiplicadores. En la parte frontal de los PMTs hay conos de luz Winston para minimizar el espacio entre los PMTs. Todos

los PMTs tienen una electrónica común con una distribución de la corriente y un generador de pulsos para testear. En el futuro y gracias a la forma modular de la cámara, los PMTs serán actualizados en la parte interior por **HPDs** de mayor eficiencia cuántica ($\sim 10\text{-}20\%$ mayor que para los PMTs), un pulso rápido ($\sim 2\text{ ns}$) y un tiempo de vida mayor de 10 años. Estos HPDs permitirán obtener un aumento en la sensibilidad para detectar cascadas de bajas energías. En principio los HPDs serán instalados en los bordes de la cámara actual (figura 4.24) para testear su funcionamiento para luego hacer el cambio de todos los PMTs a HPDs. También se pretende hacer una actualización de la cámara de MAGIC-I para el año 2011 usando HPDs del mismo tipo.

El **sistema de *trigger*** de MAGIC-II está basado en lógica de vecinos como en MAGIC-I. La región de *trigger* contiene 559 PMTs (figura 4.24) y el diseño uniforme de la cámara permite un incremento del área de *trigger* hasta 2.5° de diámetro. Esto permitirá realizar estudios de fuentes extensas y desarrollar mapas del cielo. Cuando los dos telescopios observen conjuntamente, un modo de *trigger* entre los dos telescopios rechazará los sucesos que pasen el umbral de un sólo telescopio, es decir, que para pasar el umbral de *trigger* el suceso tendrá que pasar el de cada telescopio (figura 4.25). Todo esto reducirá la tasa de *trigger* total, siempre y cuando se mantenga el mismo nivel de umbrales del discriminador (nivel 0). Bajando estos discriminadores de manera significativa permitirá bajar el umbral de energía del sistema estereoscópico.

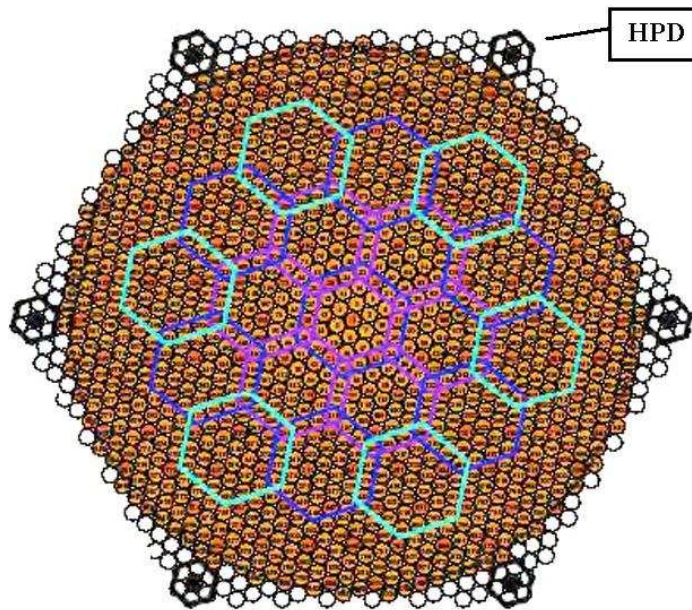


Figura 4.24: Foto de la cámara del telescopio MAGIC-II donde se puede apreciar el esquema del *trigger* basado en la lógica de vecinos.

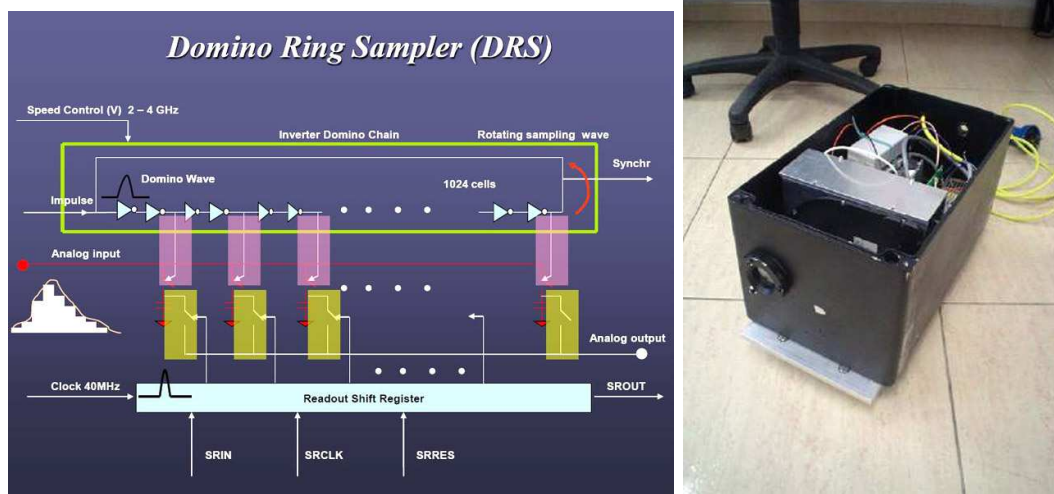


Figura 4.26: (Izquierda) Esquema del sistema de lectura Domino empleado para MAGIC-II (Derecha) Imagen de la caja de calibración para MAGIC-II.

5

Proceso de análisis de los datos de MAGIC-I

El principal objetivo del análisis de los datos de las fuentes observadas es la medida del flujo de rayos γ de la fuente, su espectro de energía, posición y morfología. Los datos o imágenes recogidas por el telescopio MAGIC-I, no son analizadas como cualquier otro telescopio óptico con instrumentación y software conocidos, sino que reciben un tratamiento especial, típico de los telescopios Cherenkov. En este capítulo trataremos precisamente de explicar el proceso de análisis que reciben los datos. MARS (*Magic Analysis and Reconstruction Software*, Bretz et al. 2003, Bretz et al. 2005) es el software específico de los telescopios MAGIC basado en ROOT (Brun & Rademakers 1997, (20)) y C++, desarrollado por los miembros de la colaboración y donde se agrupan todos los procesos del análisis (figura 5.1).

Este capítulo se divide en 7 secciones, donde las dos primeras hablan del tipo de observaciones con el telescopio y de simulaciones Monte Carlo que lo caracterizan, las siguientes tratan de las diferentes partes del análisis de una fuente y la última sección habla de la sensibilidad de MAGIC-I. En resumen, los apartados son los siguientes y seguidamente veremos cada uno de ellos por separado:

- **Observaciones con el telescopio MAGIC-I:** se explica cómo es la toma de datos en el telescopio MAGIC-I, su formato y los tipos de datos que hay.
- **Simulaciones Monte Carlo:** aquí se explica cómo se utilizan las simulaciones Monte Carlo para caracterizar el telescopio y cómo usar dicha caracterización en los procesos del análisis.
- **Calibración y extracción de las imágenes de las cascadas:** este apartado describe los procesos a seguir hasta obtener las imágenes caracterizadas por los parámetros de Hillas (apéndice C).
- **Reconstrucción de los sucesos:** donde se explican los diversos cortes y el método *Random Forest* para la obtención de la separación γ /hadrón.

- **Estimación de los parámetros primarios:** en este apartado se explica como obtener una estimación para la energía de la partícula primaria y para la posición de la fuente usando el método *DISP* ((Domingo-Santamaría et al. 2005)).
- **Significancia y espectro:** obtención de la significancia y el espectro de la señal. En el caso de la no existencia de señal, se obtienen los límites superiores para el flujo en lugar del espectro. Además se calculan los mapas del cielo en número de excesos como en significancia de los mismos.
- **Sensibilidad:** en esta sección se explica cómo caracterizar la sensibilidad de MAGIC-I y su comparación con otros telescopios Cherenkov.



Figura 5.1: Vista esquemática del proceso de análisis de los datos de MAGIC-I.

5.1. Observaciones con el telescopio MAGIC-I

Los datos tomados por el telescopio MAGIC-I son las señales de los fotomultiplicadores, digitalizadas por los FADCs del sistema de lectura y grabadas por el sistema de adquisición de datos en formato binario. Además la información correspondiente al estado de cada subsistema del telescopio en el momento de la observación es recogido en ficheros ASCII. Todos estos datos se combinan y se convierten al formato de ROOT. Éste es un programa desarrollado por el CERN para la visualización y tratamiento de datos y en la colaboración se trabaja con MARS en este entorno ROOT para poder usar sus librerías.

De forma periódica, cada subsistema guarda información sobre el estado del telescopio, por ejemplo, del apuntado, la configuración de *trigger*, ritmo de adquisición del píxel y de la macrocelda, condiciones meteorológicas, temperatura, voltajes y corrientes medias de cada fotomultiplicador, y mucha más información. Todo esto, junto con la señal digitalizada de cada píxel más la información acerca del número de sucesos, duración de los mismos, etc, se combinan en un *run*. Cabe decir, que por **run** designamos el conjunto de datos tomados por el telescopio en un intervalo de tiempo y a cada uno de ellos se le asigna un identificador numérico único. Además de los datos, se toman *runes* de pedestal y de calibración, que sirven para evaluar la respuesta de la cámara. Concretamente, en relación con el número de sucesos, un *run* de datos contiene aproximadamente 50000 sucesos, uno de calibración contiene exactamente 4096 y uno de pedestal 1000 sucesos. Previo a cualquier otro proceso de análisis, se realiza un proceso de selección de los *runes*, eliminando aquellos muy cortos que fueron tomados bajo malas condiciones de observación o con algún problema de hardware durante la observación.

Tendremos tres tipos de datos, dependiendo del modo de observación, entre los que podemos distinguir: **ON**, **OFF** y **WOBBLE** (Fomin et al. 1994). El primero de ellos, modo **ON**, es el modo de observación donde el telescopio apunta hacia la fuente de observación y ésta se sitúa en el centro de la cámara. En el segundo de los modos, modo **OFF**, el telescopio apunta hacia una zona cercana de la fuente, estando ésta fuera del campo de visión del telescopio, donde no haya ninguna fuente de rayos γ conocida, para obtener datos para estimar el fondo de rayos cósmicos. En el último de los modos, **WOBBLE**, el telescopio no apunta directamente a la fuente sino a una posición con una separación angular de 0.4° respecto del centro de la cámara, dentro del campo de visión de la misma (figura 5.2). En este modo, cada 20 minutos de observación se cambia el apuntado colocando la fuente en la posición opuesta respecto del centro de la cámara. Así tenemos dos posiciones *wobble* *W1* y *W2*, con valores fijos de ascensión recta y declinación pero que se mueven en el sistema de referencia de la cámara debido al movimiento de rotación de la Tierra. Con este modo de observación tomamos a la vez datos de la fuente y del fondo, con exactamente las mismas condiciones atmosféricas y del telescopio, con lo que se gana tiempo de observación y uniformidad en los datos. Una de las posiciones donde colocamos la fuente es elegida como ON y la opuesta como OFF. A energías

medias y altas se pueden además elegir otras dos posiciones giradas -90 y $+90$ grados respecto del centro de la cámara como OFF.

Además de los modos anteriormente comentados, existe otro parámetro que define el tipo de datos. Éste es el brillo del cielo que ha de ser compensado por los niveles de discriminación de la cámara. Esto permite definir un tipo de datos denominados *twilight*, que son los datos observados en cualquiera de los modos anteriores pero bajo condiciones de luz de luna o al principio o final de la noche con luz del anochecer o atardecer, respectivamente. Para observar bajo estas condiciones hay que usar valores mayores para los discriminadores en el sistema de *trigger* durante la observación que cuando observamos una fuente en noche oscura. Pero el proceso de análisis se realiza de la misma manera, tanto para datos *twilight* como para datos de noche oscura (Albert et al. 2007a).

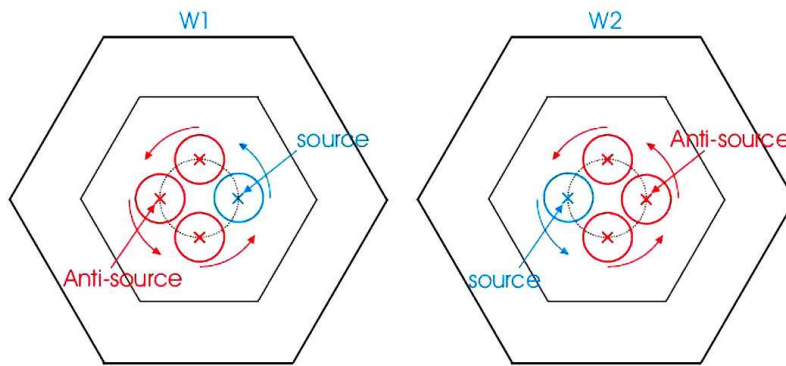


Figura 5.2: Gráfica representativa de dos posiciones *wobble* posibles. La posición de la fuente (*source*) y de la antifuente (*Anti-source*), son opuestas respecto al centro de la cámara. Las flechas indican que tanto la fuente como la antifuente rotan en la cámara debido a la montura altacimutal del telescopio. El círculo azul alrededor de la fuente define la región ON mientras las otras regiones rojas alrededor de las otras tres posiciones *wobble* pueden usarse para estimar el fondo.

5.2. Simulaciones Monte Carlo

A diferencia de lo que sucede en otros detectores de física de altas energías, en los telescopios Cherenkov no es posible caracterizar la respuesta del detector con un haz controlado de partículas, sino que esto se debe hacer con simulaciones **Monte Carlo** (MC). Éstas son imprescindibles para entender el funcionamiento de este tipo de telescopios, para encontrar los parámetros óptimos a la hora de diseñarlos y como ayuda para el posterior análisis de los datos, puesto que varios procesos en la cadena de análisis hacen uso de las mismas.

Las simulaciones MC muestran la respuesta del detector a la correspondiente emisión de luz Cherenkov de cascadas atmosféricas, también simuladas, las cuales tienen en cuenta todos los procesos físicos involucrados en el desarrollo de la cas-

cada al igual que la atmósfera y el campo magnético al que están sometidas. Las simulaciones de las cascadas son hechas con el programa **CORSIKA** (Heck et al. 1998, (29)), el cual simula el transporte de la partícula a través de la atmósfera, la influencia que recibe del campo magnético y el decaimiento e interacciones con los núcleos atmosféricos, tanto para cascadas iniciadas por gammas como por hadrones. El modelo de atmósfera adoptado está constituido por una mezcla de N_2 , O_2 y Ar en la proporción 78.1, 21.0 y 0.9 % respectivamente. Los ficheros de salida contienen todos los fotones Cherenkov dentro de un rango de longitudes de onda que llegan al suelo dentro de una cierta área alrededor de la posición del telescopio.

Teniendo ya simulada la emisión de luz Cherenkov de las cascadas atmosféricas, lo siguiente sería simular cómo se comporta el telescopio ante ellas. Los parámetros que definen el telescopio son, entre otros, la reflectividad de los espejos, la eficiencia cuántica de los PMTs o las características del *trigger* y de los canales de lectura FADC. Existen dos programas, desarrollados por miembros de la colaboración, que realizan estas simulaciones, que son: **reflector** y **camera**. El primero de ellos toma los ficheros salida de CORSIKA y calcula el efecto de la extinción atmosférica, simula la reflexión de los fotones en el reflector del telescopio y calcula su punto de impacto en la cámara. El segundo toma la salida del programa anterior y simula las señales eléctricas producidas en los PMTs de la cámara cuando llega el frente de onda de los fotones Cherenkov. Este programa, para calcular su simulación, tiene en cuenta el fondo de cielo nocturno y el ruido electrónico.

Para realizar estas simulaciones se debe tener en cuenta la anchura de la distribución de la luz o **PSF óptica** (*Point Spread Function óptica*), también llamada resolución angular, que produce una fuente óptica puntual en la cámara. La figura 5.3 muestra la evolución con el tiempo de los valores de la PSF óptica. Los valores de esta PSF se obtienen a partir del análisis de imágenes de anillos de muones y pueden variar ligeramente dependiendo de los cortes realizados en dicho análisis. Pero para evitar estas variaciones han sido elegidos un conjunto de cortes que garanticen un buen acuerdo entre los datos reales y los simulados para la realización del análisis.

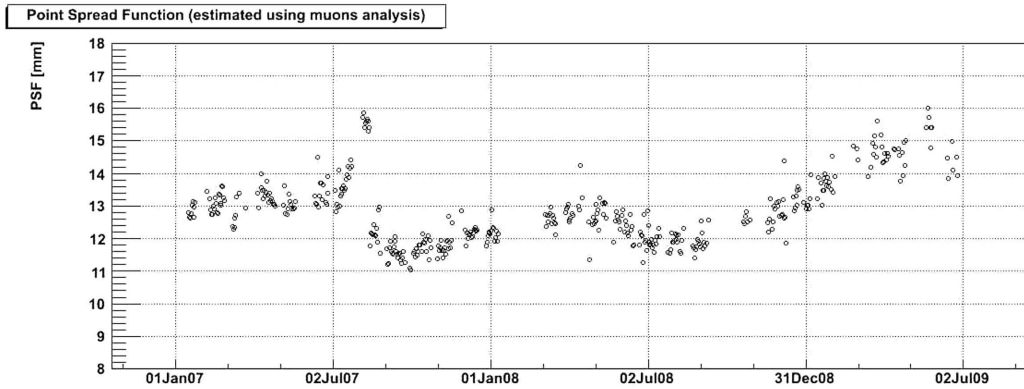


Figura 5.3: Imagen de la PSF óptica obtenida para MAGIC-I.

5.3. Calibración y extracción de las imágenes de las cascadas

En esta parte del proceso del análisis, convertimos la señal registrada en cada uno de los FADCs en una imagen de la cascada parametrizada en función de los parámetros de Hillas (apéndice C). Dentro del software MARS, existen dos programas, **CALLISTO** (*CALibrate LIght Signals and Time Offsets*) y **STAR** (*STandard Analysis and image Reconstruction*). El primero de ellos realiza la extracción de la señal, mediante la integración de la carga y el proceso de calibración propiamente dicho. El segundo realiza el limpiado de la imagen y la parametrización. A continuación se explican cada uno de estos procesos de manera individual (para más información ver el artículo Albert et al. 2008d).

Como en esta tesis se han utilizado datos de fuentes observadas antes y después de la actualización del sistema de lectura, se explica el proceso de calibración para los dos casos, puesto que el resto de los procesos de análisis se realizan de igual forma. De aquí en adelante, el sistema de lectura antes de la actualización los denominaremos **Siegen** y al de después **MUX**.

5.3.1. Sustracción del pedestal

El pedestal es el voltaje de *offset* de los FADCs del sistema de lectura. Sus fluctuaciones están constituidas por el ruido electrónico y por la luz de fondo de cielo nocturno. Por lo tanto, el cálculo del pedestal tiene dos objetivos: por un lado identificar aquellos píxeles cuya señal es debida a las fluctuaciones del fondo de cielo nocturno, las cuales pueden ser negativas debido al acoplamiento de AC¹, y por otro determinar el nivel base medio de los FADCs.

El pedestal se puede obtener a partir de los *runes* de pedestal o de los datos. En los de pedestal se toman 1000 sucesos usando un *trigger* aleatorio, se calcula la media y su desviación típica. Y para los *runes* de datos debemos distinguir el cálculo para el caso de los *Siegen* y de los *MUX*. Para los *Siegen*, podemos obtener el pedestal de la zona de baja ganancia (mirar sección 5.3.2) cuando la señal en alta ganancia no sobrepasa el umbral. Para un canal dado de *Siegen*, el pedestal viene dado por el valor medio de la distribución del número de cuentas sumadas q para ese canal en los N sucesos del *run*, dividido por el número de muestras n de FADC utilizadas,

$$P = \frac{1}{Nn} \sum_{i=1}^N q_i. \quad (5.1)$$

¹El acoplamiento AC corta todas las frecuencias por debajo de una de referencia f_0 , la cual es $f_0 \sim 1/RC$, siendo R la resistencia y C la capacidad, actuando como un filtro de baja frecuencia. Existe también en MAGIC-I un filtro de alta frecuencia, para así trabajar en el intervalo de frecuencias propio de los tiempos típicos de las cascadas (en el rango de nanosegundos) y reducir la contribución debida a otros elementos ajenos a los PMTs.

La raíz cuadrática media (rms) de esta distribución dada por

$$RMS = \sqrt{\frac{1}{N-1} \cdot \left(\sum_{i=1}^N q_i^2 - \frac{(\sum_{i=1}^N q_i)^2}{n} \right)} \quad (5.2)$$

nos da el ruido de cada píxel, el cual varía de píxel a píxel debido a que el ruido electrónico es ligeramente diferente de canal a canal (Albert et al. 2008d). Por otro lado, en los FADCs del *MUX* se toman eventos de pedestal entrelazados con los eventos de los datos durante la observación, tomados los de pedestal con un *trigger* aleatorio de 25 Hz y después se calcula su media y su desviación típica para obtener el valor del pedestal y del ruido, respectivamente.

A partir de este momento, consideraremos los datos con la sustracción de pedestal ya realizada para cualquier tipo de cálculo con los mismos.

5.3.2. Integración de la carga en cada píxel

La información disponible de una cascada atmosférica observada se reduce a la señal registrada por cada uno de los fotomultiplicadores que componen la cámara en función del tiempo, y que registran continuamente la luz que les llega. En ausencia de cascada, los PMTs registran los fotones de la luz de fondo del cielo nocturno, constituyendo esto un nivel de fluctuaciones de fondo. Como en la cadena de transmisión de la señal están incorporados varios acoplamientos AC (capacidades que bloquean la transmisión de corrientes continuas), aquellas fluctuaciones resultan tanto positivas como negativas respecto al nivel de referencia (*baseline*) que resulta ser el pedestal. Cuando llega la luz Cherenkov de la cascada, el PMT que sea iluminado por ella registra uno o más pulsos eléctricos superiores a las fluctuaciones de fondo. Esto se puede ver en la figura 5.4, donde se muestran las señales de dos píxeles digitalizadas por los FADC del sistema de lectura.

Un canal de *Siegen* FADC contiene 30 muestras, cada una de ellas de 3.33 ns de duración. Así la señal se divide en dos ramas, una de alta, y otra de baja ganancia, la cual difiere en un factor 10 y está retrasada unos 55 ns respecto a la de alta ganancia. En el caso de que la amplitud de la señal sobrepase un umbral predeterminado (~ 100 - 150 cuentas), un *switch* electrónico se activa, abre el canal de baja ganancia y se copia la señal sin amplificar. Si no pasa el umbral, la zona de alta ganancia contiene la señal y la de baja contiene sólo ruido usado para calcular el pedestal. Por otro lado, un canal de *MUX* FADC contiene 50 muestras cada una de 0.5 ns y una única rama que contiene la señal.

A partir de esta información debemos obtener la *carga* (señal producida por la cascada expresada en número de cuentas), integrando el pulso producido tras la llegada de la luz Cherenkov en los PMTs. Para ello se debe encontrar la posición y la duración del mismo, mediante el uso de una ventana de integración, es decir, reconstruir el número de fotones que llegan a cada píxel y su tiempo de llegada medio. Esta ventana debe tener el tamaño adecuado como para incluir el pulso y a la vez no introducir demasiado ruido a la hora de integrar. Existen varios algoritmos

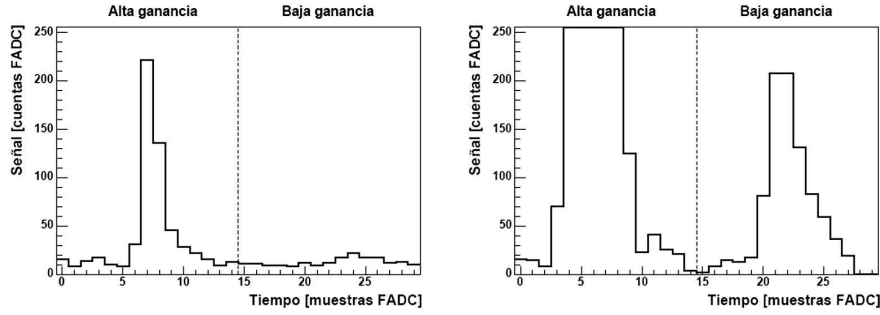


Figura 5.4: (Arriba) Ejemplos de señales de dos píxeles digitalizadas por los Siegen FADCs en función del tiempo. En ellas se pueden diferenciar las muestras de alta y baja ganancia. En el primer caso no existe saturación, hecho que sí ocurre en el segundo.

para extraer la señal, pero los que finalmente se usan son el **filtro digital** para *Siegen* y el **spline cúbico simple** para *MUX*. El objetivo del *filtro digital* es lograr la reconstrucción de la amplitud y posición en el tiempo de la señal a partir de medidas discretas de la misma, siendo la forma del pulso conocida. Así se hace un ajuste de la señal a la forma conocida, incluyendo el efecto del ruido. Los parámetros libres del ajuste son la integral y el tiempo de llegada de la señal. El *spline cúbico simple* interpola entre cada muestra de FADC y se calcula su integral en un rango alrededor del máximo, la cual proporciona una medida de la carga registrada por el píxel. El rango que se usa para hacer la integral es, tomando como posición central la posición del máximo del *spline*, el límite inferior de la integral es la posición central menos 8 muestras y como límite superior la posición central más 10 muestras. Por otro lado, el tiempo de llegada es definido como la posición del borde izquierdo en el 50 % del máximo del *spline* (Tescaro et al. 2007, Aliu et al. 2009). Véase la figura 5.5 como ejemplo ilustrativo de la elección del borde izquierdo del *spline*.

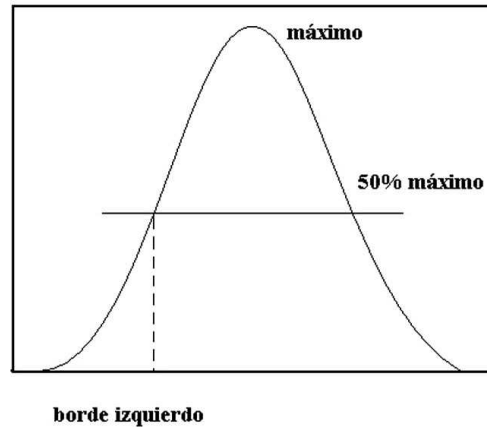


Figura 5.5: Ejemplo ilustrativo del borde izquierdo del *spline* para *MUX*.

5.3.3. Calibración

La luz Cherenkov extraída de las imágenes de la cámara debe ser calibrada, pues el número de cuentas del FADC no es una medida objetiva del número de fotones que llegaron a los PMTs, puesto que depende de la eficiencia del canal y de su ganancia. Por ello, se emplea en su lugar el número de fotoelectrones que llegan al primer dinodo, a partir del cual se puede obtener el número de fotones incidentes simplemente usando la eficiencia cuántica del PMT. La calibración obtiene el valor de conversión entre el número de fotoelectrones del píxel y el número de cuentas del canal de FADC. Este factor de conversión varía con el tiempo y de píxel a píxel (Gaug 2006).

El proceso de calibración se realiza en dos partes. Primeramente se realiza un *flat-fielding*, que consiste en iluminar la cámara con pulsos de luz con una intensidad fija², para luego reajustar los altos voltajes de los píxeles para conseguir que la cámara sea suficientemente homogénea. De no conseguirse esto en un primer paso, se hace una segunda corrección a través del software ajustando las pequeñas variaciones todavía persistentes, para obtener finalmente la misma señal reconstruida en cada píxel. El segundo paso dentro del proceso de la calibración consiste en calcular el **factor de conversión**. Para ello, se usa el método del *F-Factor*, que proporciona el número medio de fotoelectrones llegando al primer dinodo de cada PMT según la fórmula

$$N_{phe} = F^2 \cdot \frac{(\langle Q \rangle)^2}{\sigma_Q^2 - \sigma_{ped}^2}, \quad (5.3)$$

donde F^2 es el denominado exceso de ruido que es introducido por los canales de lectura, que para MAGIC-I tiene un valor de 1.15 ± 0.02 (Paneque et al. 2003), Q es la distribución de carga expresado en número de cuentas de los FADC, σ_Q^2 es la desviación estandar de dicha distribución y σ_{ped}^2 es la varianza del pedestal, es decir, la fórmula (5.2) al cuadrado. El factor de conversión vendrá dado por

$$FC_{phe} = \frac{\langle N_{phe} \rangle_{int}}{\langle Q \rangle_{pixel}}, \quad (5.4)$$

donde $\langle N_{phe} \rangle_{int}$ es la media entre todos los píxeles del interior de la cámara del número de fotoelectrones detectado en cada píxel y $\langle Q \rangle_{pixel}$ es la media de la distribución de carga para cada píxel. Durante el proceso de calibración, el programa CALLISTO incorpora una serie de chequeos que detecta los píxeles que han tenido un mal funcionamiento, aplicando una serie de criterios de exclusión. Aproximadamente, se excluyen del orden del 5 % de los mismos, para no tenerlos en cuenta a la hora de realizar la calibración.

Por último, decir que se deben calibrar también los tiempos de llegada de los diversos canales usando los *runes* de calibración, pues no son exactamente iguales.

²Los pulsos de luz se emiten a una frecuencia de 50 Hz (para *Siegen*) y 25 Hz (para *MUX*). Después se suman 500 eventos para calcular los factores de calibración. Es decir, cada 100 (*Siegen*) o 200 (*MUX*) segundos hay una actualización de los factores de calibración.

Se obtiene la diferencia entre el tiempo de llegada de cada canal con el tiempo de llegada de uno tomado como referencia (por ejemplo el canal 1). Después se calcula la media de la distribución de diferencias temporales de todos los canales y estos valores serían considerados como tiempo de llegada reales. Así por cada canal tenemos un valor denominado t_{offset} que usamos después para corregir los tiempos de llegada de los pulsos de las cascadas, calculando para cada canal y para cada evento $t_{\text{pulso}} - t_{\text{offset}}$. Con lo que tenemos calibrados de este modo los tiempos de llegada de los pulsos.

5.3.4. Limpiado y parametrización de la imágenes

El siguiente paso es convertir la imagen calibrada en imagen de la cascada en la cámara. Primeramente, se debe separar aquellos píxeles que formarían parte de la cascada según su señal de aquellos que su señal es debida a fluctuaciones del fondo de cielo nocturno. Este proceso se denomina **limpiado de la imagen**. El segundo paso para obtener la imagen de la cascada es **parametrizar las imágenes** limpias usando los parámetros de Hillas (ver apéndice C), para poder obtener información del desarrollo de la cascada y poder inferir el tipo de partícula primaria que inició la cascada, así como su energía y su dirección de llegada. Estos dos procesos los realiza el programa **STAR** (*STandard Analysis and image Reconstruction*) y los ficheros de salida los denominaremos *ficheros star*.

De la extracción de la señal para cada píxel, se obtiene un valor para la intensidad de la señal y un valor para el tiempo de llegada. A continuación, se deben encontrar los píxeles más intensos de la imagen que formarían parte del núcleo de la imagen, para proceder a buscar los que forman parte del contorno sin llegar a introducir píxeles que añadan ruido a la imagen. Para eso, son necesarios algoritmos para un ajuste de la imagen proporcionando umbrales bajos de energía, que aseguren que la mayor parte de la cascada está contenida en la imagen. El proceso de limpiado de la imagen es para obtener el menor umbral de energía posible para MAGIC-I. Se pueden usar dos tipos de limpiado de la imagen: el **con** y **sin** uso de los tiempos de llegada (Tescaro et al. 2007, Aliu et al. 2009).

El limpiado **sin uso del tiempo** compara el número de fotoelectrones reconstruido N_{phe} con dos valores de referencia N_1 y N_2 . El proceso se realiza sobre toda la cámara en tres pasos. El primer paso remueve los píxeles con $N_{\text{phe}} < N_1$. En el segundo paso los píxeles que no tienen píxeles vecinos directos que hayan sobrevivido al primer paso, son también removidos. Finalmente, para los píxeles que hayan sobrevivido a los pasos anteriores, sus píxeles vecinos directos con $N_{\text{phe}} > N_2$ son incluidos de nuevo. Este algoritmo es robusto y simple, si tomamos valores mayores para N_1 y N_2 que el valor del *rms* del pedestal. Al ser considerados de este modo, no están afectados por el incremento del nivel de ruido en diferentes partes de la cámara ni tampoco por el ruido en cada píxel. Por lo tanto, este algoritmo no tiene en cuenta los diferentes niveles de ruido entre píxeles y, como tampoco incluye el uso de la información del tiempo de llegada, no es posible llegar hasta el más bajo umbral de energía posible para MAGIC-I. Estos niveles usados en el análisis con los

FADC *Siegen*, fueron de $N_1 = 10$ phe y $N_2 = 5$ phe. Después del cambio al *MUX* en el sistema de lectura, estos valores han podido ser bajados hasta valores de $N_1 = 6$ phe y $N_2 = 3$ phe. Estos últimos valores son usados para determinar el núcleo y contorno de la cascada, pero otros valores relacionados con el tiempo de llegada son también usados posteriormente para perfeccionar esta selección.

El limpiado de las imágenes **con uso del tiempo** de llegada usa las diferencias en el tiempo de llegada de los pulsos entre píxeles vecinos para hacer una selección de los píxeles del núcleo y del contorno. Este método permite evitar confusiones entre señales de fondo de cielo con aquellas pertenecientes a los píxeles de la cola de la cascada. Usando el tiempo de llegada, podemos reducir los valores de N_1 y N_2 y, por lo tanto, tener un valor de umbral para la energía de las cascadas más bajo. El primer valor relacionado con el tiempo de llegada es la diferencia Δt_1 entre el tiempo de llegada del píxel y la media de los tiempos de llegada de todos los píxeles seleccionados como núcleo mayor³. El segundo valor es la diferencia Δt_2 en tiempo de llegada entre los píxeles seleccionados como núcleo y como contorno. Para el núcleo, serían rechazados aquellos píxeles con un $\Delta t_1 > 4.5$ ns y para los del contorno, sería añadidos aquellos con un $\Delta t_2 < 1.5$ ns.

Las imágenes Cherenkov presentan algunas características temporales importantes, siendo una de ellas la dependencia entre el perfil temporal a lo largo del eje mayor de la imagen y el parámetro de impacto (IP) de la cascada (definido en la sección 3.2). Para un rayo γ , en caso de un $IP < 60$ m, la luz emitida en la parte alta de la cascada (cabecera) llegará retrasada respecto a la parte más baja de la misma (cola), puesto que los fotones emitidos primero viajan más lentos que las partículas ultrarelativistas de la cascada que producen los fotones a bajas altitudes. Si el $IP > 120$ m, el efecto anterior es reducido o incluso invertido, dependiendo de la energía del rayo γ primario. Por lo tanto, existe una dependencia de la estructura temporal con el IP, puesto que el tiempo de llegada incrementa desde la cabecera de la cascada hasta la cola cuando tenemos un IP alto, y de la cola a la cabecera para IP bajos. Para un rayo cósmico, no existe tal correlación porque los tiempos de llegada de sus cascadas son más aleatorios y no existe incremento desde la cabecera hasta la cola de la cascada o viceversa.

Una vez realizado el limpiado de las imágenes, el siguiente paso es la parametrización de las mismas. La naturaleza elíptica de las imágenes de las cascadas iniciadas por rayos γ , permite hacer una descripción de las mismas en función de los momentos de la distribución de la luz registrada en la cámara del telescopio. De esta forma se obtienen los parámetros de Hillas (Hillas 1985, apéndice C). Éstos contienen información crucial acerca del desarrollo de la cascada y pueden ser usados para inferir el tipo de partícula primaria que la origina, su energía y su dirección de llegada inicial.

³Aquí se debe puntualizar que en la selección del núcleo, puede ocurrir que con los criterios de selección obtengamos más de un núcleo. Se elige entonces la isla de píxeles más grande y se calcula el tiempo de llegada de esta isla o núcleo mayor como la media de los tiempos de llegada de los píxeles que la forman. Concretamente, las cascadas iniciadas por rayos γ tienen un núcleo con un único tiempo de llegada, con lo que no puede haber otros núcleos con el mismo tiempo de llegada en la imagen, lo que si podría pasar si la cascada es iniciada por un rayo cósmico.

Los parámetros explicados en ese apéndice son: *SIZE*, *LENGTH*, *WIDTH*, *MEAN X* - *MEAN Y*, *CONC*, *LEAKAGE*, *ASYM*, *M3LONG*, *DIST*, *ALPHA* y θ . Además de estos parámetros, las imágenes también vienen caracterizadas por dos parámetros más que no son estándares sino que fueron desarrollados por la colaboración MAGIC. Éstos son el *gradiente de tiempo* y el *rms del tiempo*, que son explicados a continuación por separado.

Un ajuste lineal del tiempo de llegada frente a la distancia a lo largo del eje mayor proporciona una caracterización del perfil de tiempo de la imagen de la cascada. Denominamos **gradiente de tiempo** de la imagen a la forma m del ajuste lineal $t = m \cdot x + q$ entre el tiempo de llegada y las coordenadas espaciales a lo largo del eje mayor. Si este parámetro es positivo indica que los tiempos de llegada incrementan al alejarnos desde la localización de la fuente en la cámara, en caso contrario será negativo. Con lo que este parámetro depende de la posición de la fuente y está correlacionado con el parámetro *DIST* y con el *IP* (figura 5.6). De la figura 5.7 se deduce que el parámetro de impacto se correlaciona mejor con el gradiente de tiempo para cascadas distantes, mientras para cascadas cercanas la correlación es mejor con el parámetro *DIST*. Por lo tanto, la información dada por las dos correlaciones son complementarias (Aliu et al. 2009a).

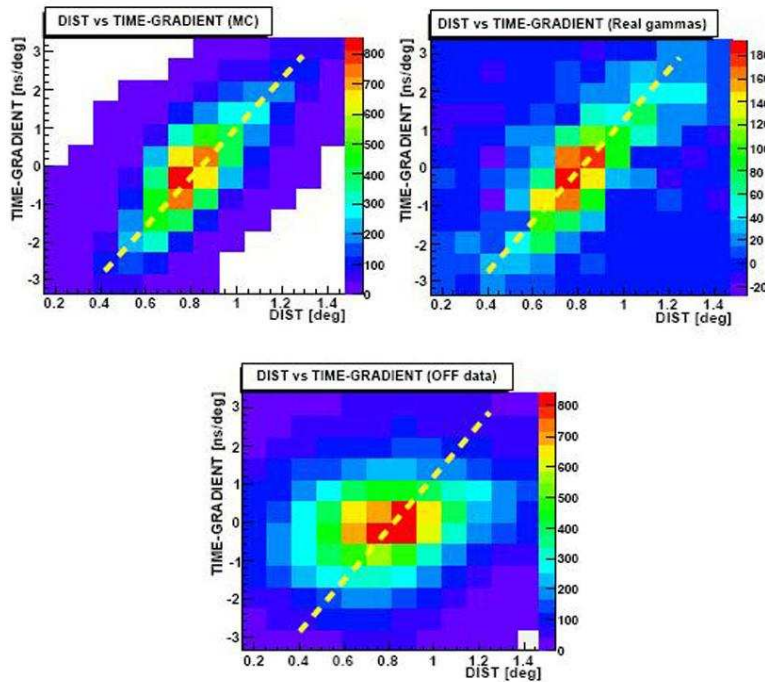


Figura 5.6: Correlación entre el gradiente de tiempo y el parámetro *DIST* para datos MC (izquierda-arriba), para rayos γ reales (derecha-arriba) y para hadrones (abajo). Se puede comprobar fácilmente que existe una correlación lineal para los rayos γ pero no para los hadrones, con lo que haciendo unos cortes paralelos al ajuste lineal podríamos descartar bastante hadrones frente a γ s.

El segundo parámetro es el **RMS del tiempo** de todos los píxeles que pertenecen a la imagen después del limpiado de la misma. Este parámetro mide la propagación de los tiempos de llegada independientemente de la posición del píxel en la cámara (Tescaro et al. 2007, Aliu et al. 2009). Debido a la estructura del tiempo de los sucesos, este parámetro está correlacionado con el gradiente de tiempo. Además puede ser usado como un elemento discriminador del fondo en el análisis puesto que puede ser de ayuda para identificar tanto cascadas iniciadas por hadrones como muones individuales con un gran parámetro de impacto.

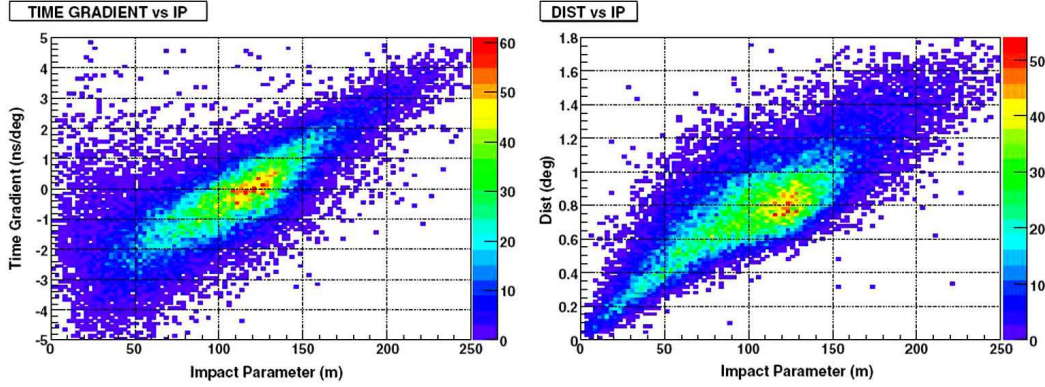


Figura 5.7: Correlación entre el parámetro de impacto y el gradiente de tiempo (izquierda) y el parámetro *DIST* (derecha) para datos MC, donde un corte de *SIZE* > 200 phe ha sido aplicado.

5.4. Reconstrucción de los sucesos

De los procesos anteriores obtenemos los llamados *ficheros star*, a partir de los cuales se realizan los análisis de las diferentes fuentes en esta tesis. En resumen, hasta el momento hemos conseguido reconstruir la imagen de la cascada atmosférica a partir de la información grabada por cada píxel de la cámara. A partir de ahora, se puede decir que empieza la parte del proceso de análisis más importante, pues debemos distinguir aquellas cascadas iniciadas por rayos γ procedente de la fuente bajo observación de las iniciadas por rayos cósmicos procedentes del fondo. Esta separación, denominada **separación γ /hadrón**, se realiza en función de las diferencias existentes entre las distribuciones de los parámetros que describen las cascadas electromagnéticas y de los que describen las cascadas hadrónicas. Este proceso del análisis se realiza con el programa **OSTERIA**, (*Optimize STandard Energy Reconstruction and Image Analysis*) el cual proporciona una caracterización para esa separación que después se aplicará a los datos a través del programa **MELIBEA** (*MERge and Link Image parameters Before Energy Analysis*). Los pasos a seguir para obtener una buena caracterización son explicados en los apartados siguientes.

5.4.1. Cortes de calidad

Después de la parametrización de la imagen, se hace necesario una primera selección de los sucesos para eliminar sucesos que no pertenecen a imágenes de cascadas. Esta primera selección se hace con los llamados **cortes de calidad**. El primero de ellos es el denominado **filtro de sparks**. Estos *sparks* o *chispas* se producen dentro de la cámara siendo éstos posibles descargas entre el fotocátodo de un PMT y la lámina paramagnética⁴ que recubre el fotomultiplicador (se producen una vez por segundo en una parte de la cámara). Vienen caracterizados por un *SIZE* y *CONC* grandes. Para eliminarlos el corte usado es (figura 5.8)

$$1.5 - 4 \cdot \log_{10}(Conc) < \log_{10}(SIZE) \quad (5.5)$$

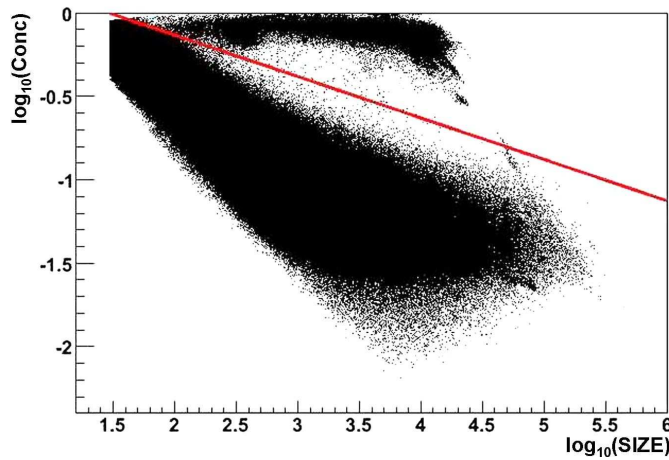


Figura 5.8: Gráfico del $\log(SIZE)$ frente al $\log(CONC)$ para los datos de la fuente W66 observados en el verano de 2008. La línea roja representa el corte que se realiza en OSTERIA, quedándonos, para proseguir con el análisis, con los datos que están por debajo, siendo los de por encima los que representan a los sparks.

Aparte de éste, también se realizan otros cortes para rechazar sucesos debidos al fondo nocturno ($SIZE < 80$). Otro corte aplicable, cuando los datos son tomados en modo ON-OFF, y no en modo WOBBLE, porque la fuente de observación está colocada en el centro de la cámara, es $40 < DIST < 340$. Este corte es para rechazar los sucesos próximos al eje óptico del telescopio y para eliminar en la medida de lo posible los sucesos truncados debido al tamaño finito de la cámara. Así son rechazadas aquellas cascadas que no están bien reconstruidas. Dependiendo de los datos de cada fuente observada, se pueden introducir cortes adicionales en el programa para eliminar ciertos sucesos no correspondientes a las cascadas según

⁴Los fotomultiplicadores son introducidos en un tubo de una lámina paramagnética que los aísla del campo magnético exterior. Sólo el fotocátodo sobresale de este tubo. A veces, debido a la humedad, este tubo se vuelve inestable y se producen chispas debido a la proximidad del fotocátodo al mismo.

sea el caso. En el apartado de análisis de las fuentes correspondientes a esta tesis se darán en cada caso los cortes aplicados.

Estos y otros cortes son realizados a los datos después de haber sido éstos optimizados buscando la maximización del **factor de calidad** (Q), el cual define la capacidad de separación γ /hadrón de un conjunto de cortes. Las eficiencias de los cortes ε_γ y ε_h describen el porcentaje de gammas y hadrones que quedan tras los cortes. Estas eficiencias se definen como $\varepsilon_\gamma = n_\gamma/N_\gamma$ y $\varepsilon_h = n_h/N_h$, siendo N_γ y N_h el número de sucesos de partida en cada caso y n_γ y n_h el número de sucesos que quedan tras los cortes en cada caso. En conclusión, se define el factor de calidad como $Q = \varepsilon_\gamma/\sqrt{\varepsilon_h}$. Así definido, el factor mide como de bien se ha conseguido reducir el fondo en relación al número de sucesos γ que sobreviven a los cortes.

Además de estos cortes de calidad, se suele realizar un estudio *run a run* para buscar una estabilidad en el ritmo de sucesos de la cascada. Si esta estabilidad no se produce bien sea por una disminución del ritmo de sucesos o por un considerable aumento del mismo, estos sucesos son eliminados. Seleccionar los sucesos de modo que exista esta estabilidad es un modo de asegurar unas condiciones atmosféricas similares al igual que una reflectividad de los espejos y ruido producido en la cámara durante la observación de la fuente.

5.4.2. Estimación de la hadronicidad

Un modo de estudiar las diferencias existentes entre las imágenes de las cascadas iniciadas por rayos γ o por rayos cósmicos, es utilizar un método de clasificación, que en nuestro caso es el método del **Random Forest** (*RF*, Breiman 2001, Albert et al. 2008b) o denominado en español *bosque aleatorio*. Este bosque aleatorio está constituido por un conjunto de árboles de clasificación, cada uno de los cuales se construye mediante la aplicación de cortes sucesivos en los parámetros que caracterizan nuestros sucesos (gamma y hadrones), dividiendo el espacio de parámetros en subespacios o nodos, hasta que cada uno de ellos contenga sucesos de una sola clase, como puede verse en la figura 5.9. En cada paso del algoritmo se elige el mejor corte entre una serie de parámetros elegidos al azar y finalmente el mejor parámetro para dividir el nodo. Para elegir el mejor corte se usa el valor del denominado **índice de Gini**. El corte elegido será aquel con el que se obtiene el menor índice de Gini entre los parámetros elegidos. Este índice se define como

$$I_{Gini} = 2 \cdot \left(\frac{N_s^{iz} \cdot N_f^{iz}}{N_t^{iz}} + \frac{N_s^{de} \cdot N_f^{de}}{N_t^{de}} \right), \quad (5.6)$$

donde N es el número de eventos, el subíndice s , f y t significan de la señal, del fondo y del total, respectivamente, y el superíndice *de* y *iz* significa que el nodo es el del lado derecho o izquierdo, respectivamente.

Para la separación γ /hadrón, el entrenamiento contiene dos clases de ejemplos, uno de gammas (datos de MC) y otro de hadrones (datos OFF). Este método está caracterizado por diversos elementos que pasamos a definir. Los *eventos* son los elementos del ejemplo de entrenamiento, cada evento está caracterizado por un vector

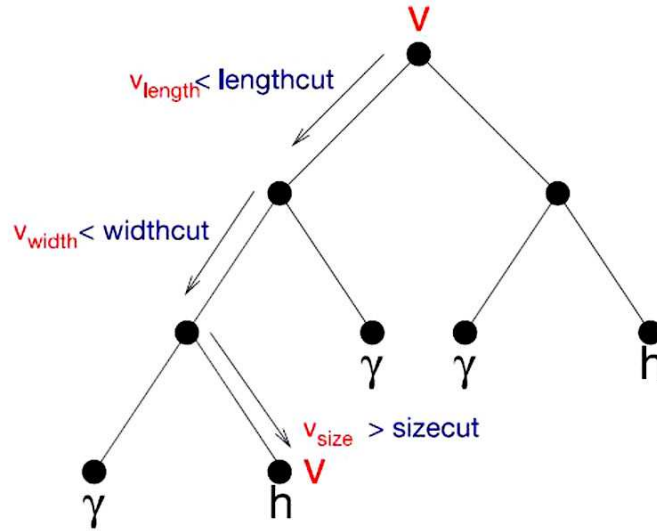


Figura 5.9: Esquema de la estructura de los árboles de clasificación de un suceso, usando los parámetros *WIDTH*, *LENGTH* y *SIZE*. Se puede seguir el camino a través del árbol de un suceso para saber si es clasificado como gamma o hadrón.

cuyos componentes son los parámetros de la imagen. Cada evento será caracterizado por un valor denominado **hadronness**, el cual nos indicará si el evento es de la clase gamma ($hadronness = 0$) o de la clase hadrones ($hadronness = 1$). Además de la elección aleatoria del parámetro de corte, también se utiliza una muestra de entrenamiento diferente para cada árbol para asegurar que ellos son independientes. Estas muestras diferentes se obtienen a partir de la muestra original de forma aleatoria. Una vez creado el bosque aleatorio, para un nuevo suceso, cada árbol le asignará una medida de la probabilidad de que se trate de un hadrón según la fracción de hadrones que quedaron en el mismo nodo en el que cae ese suceso, y lo mismo para un gamma. El resultado final será la media de la probabilidad asignada por cada árbol denominada **hadronicidad** del suceso (parámetro *hadronness*), que será un número entre 0 y 1 (figura 5.10). Por lo tanto, para un suceso dado, cuanto más cerca esté su hadronicidad del valor 0, mayor será la probabilidad de que se trate de un gamma. Lo mismo para el valor 1 y los hadrones. Este valor de la hadronicidad servirá para determinar si el suceso es un gamma o un hadrón. Haciendo un corte optimizado, tendremos el valor de la separación γ /hadrón.

Para hacer la optimización de este corte se puede usar tanto el factor de calidad Q como los datos de la Nebulosa del Cangrejo y su significancia. Esta optimización consiste en obtener el máximo factor de calidad Q en función de los cortes realizados usando datos de MC para γ s y de OFF para hadrones, o en función de la máxima significancia para datos de la Nebulosa del Cangrejo. Esto se realiza para cada intervalo de energía, puesto que el corte en *hadronness* dependerá de la energía. Con lo

que realmente obtenemos un pequeño intervalo entorno a 0.1 como valores óptimos. Para cascadas de mayor energía, la mayoría de los gammas serán correctamente clasificados con un valor de hadronicidad próximo a cero y para hadrones próximo a uno; pero cuanto menor sea la energía más difícil será identificar de que tipo de cascada se trata puesto que la distribución de hadronicidad para γ s y hadrones son muy similares.

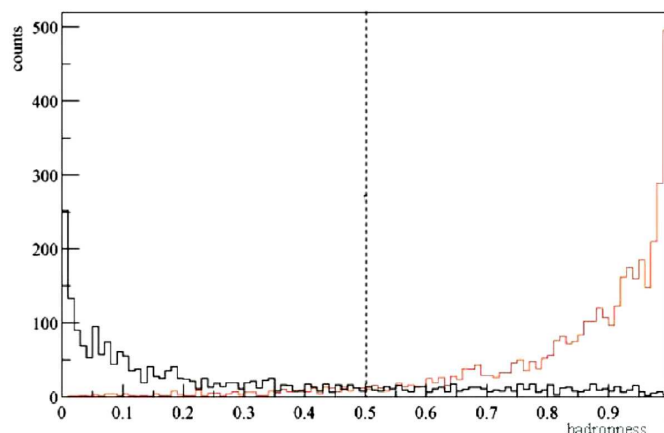


Figura 5.10: Histograma del *hadronness* medio para una muestra de gammas (negro) y para hadrones (rojo), para un *SIZE* > 200 phe.

5.5. Estimación de los parámetros primarios

En este apartado se hace una breve descripción de como se puede estimar la energía y la posición de la fuente a partir del *SIZE* y del método *DISP*, respectivamente.

5.5.1. Estimación de la energía

El parámetro *SIZE* es el número de fotoelectrones por cascada, es decir, la cantidad total de luz detectada, y está correlacionado con la energía de la cascada y sirve para estimar ese valor que denominamos *ENERGY*. Esta aproximación funciona bien para altas energías y depende de las características del telescopio y del ángulo cenital de observación, porque la densidad de luz Cherenkov en el suelo depende de la distancia al máximo de la cascada y cambia con el ángulo cenital y las condiciones atmosféricas. Todos estos parámetros deben tenerse en cuenta a la hora de estimar la energía.

Para separar eventos con una energía que coincide con la energía simulada en un intervalo de energía determinado entrenamos otro RF. La combinación de algunos parámetros de la imagen determina la probabilidad de que un evento pertenezca a un determinado intervalo de energía. Normalmente, son usados *SIZE*, *WIDTH*,

$LENGTH$, $DIST$ y una estimación de la asimetría de la imagen y los datos MC con una energía simulada de gammas. Se hace el proceso al igual que anteriormente para la separación γ /hadrón minimizando el índice de Gini, pero en este caso N_s representa el número de eventos que quedan en el intervalo correcto de energía y por N_f el número de eventos que quedan fuera del intervalo correcto. Esto nos permite obtener una resolución en energía del orden del 25 % para altas energías y del orden de 30 % para energías cercanas al umbral de energía (Albert et al. 2008d).

5.5.2. El método $DISP$

Si la fuente de estudio tiene una posición incierta (por ejemplo, algunas fuentes de EGRET sin identificar) o si la fuente es extensa, es especialmente importante reconstruir su posición en el cielo. Esto se hace mediante el **método $DISP$** . Este método estima la dirección de llegada del γ primario en el cielo evento a evento. Para ello se tiene en cuenta que dicha dirección está sobre el eje mayor de la elipse que ajusta la imagen de la cascada, a una cierta distancia del centro de gravedad de la misma dada por el parámetro $DISP$. Las imágenes de las cascadas que están más cerca de la posición de la fuente en la cámara son más redondas que las más alejadas que son más elípticas. Esta variación de la forma lo mide el parámetro definido como el cociente $WIDTH/LENGTH$, que puede ser usado para inferir la posición de la fuente. Este parámetro está relacionado con $DISP$ de manera que (Lessard et al. 2001)

$$DISP = k \cdot \left(1 - \frac{WIDTH}{LENGTH} \right), \quad (5.7)$$

donde k es determinado a partir de simulaciones MC y depende de la energía, del ángulo cenital, del modelo de la atmósfera usado, de la altura de la cascada en la atmósfera y del tamaño finito de la cámara. Concretamente, para MAGIC-I, esta parametrización se puede generalizar de la forma siguiente (Domingo-Santamaría et al. 2005), la cual describe mejor la correlación entre $DISP$ y la posición de la fuente

$$DISP = A(SIZE) + B(SIZE) \cdot \frac{WIDTH}{LENGTH + \eta(SIZE) \cdot Leakage} \quad (5.8)$$

donde los valores A , B y η dependen del ángulo cenital y de $\log_{10} SIZE$. Esta parametrización introduce un término de corrección en $LENGTH$ en relación con el $Leakage$ para contabilizar las imágenes que están truncadas en el borde de la cámara. Los valores óptimos para estos parámetros se obtienen minimizando la distancia angular al cuadrado θ^2 entre la dirección reconstruida y la real de rayos γ simulados con MC desde una fuente puntual. Usando este método, obtenemos dos posibles posiciones de la fuente a lo largo del eje mayor de la cascada (figura 5.11).

Para seleccionar la posición correcta de la fuente en coordenadas de la cámara, usamos la asimetría de la distribución de carga a lo largo del eje mayor de la elipse. Los fotones Cherenkov de la parte alta de la cascada producen una sección más estrecha de la imagen con una densidad de fotones mayor, mientras los de la parte

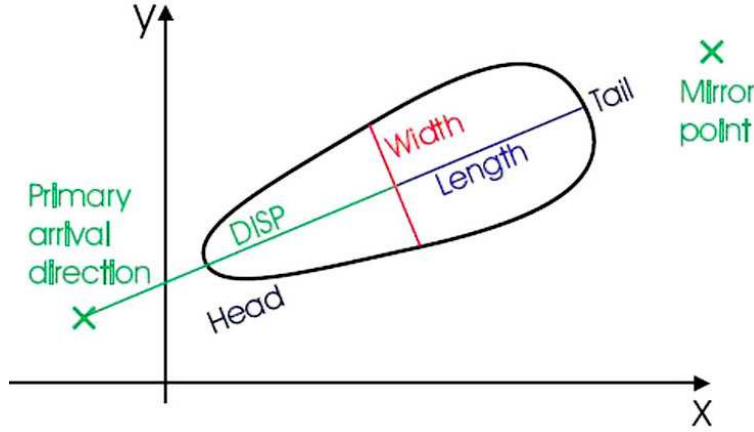


Figura 5.11: Las dos posibles posiciones reconstruidas con el método *DISP* para una fuente puntual. La asimetría de la distribución de carga a lo largo del eje mayor nos indica cual es la posición correcta.

baja producen una imagen más ancha y menos densa. También podemos usar el parámetro *M3Long* que es el tercer momento de la distribución de fotoelectrones a lo largo del eje mayor. Este valor multiplicado por el signo, que define la orientación de la imagen respecto al centro de la cámara, nos permite determinar la cabeza y cola de la imagen de la cascada y por lo tanto la posición real, entre las dos posibilidades, de la partícula primaria en coordenadas de la cámara. Éstas a su vez pueden transformarse en coordenadas celestes conociendo la dirección de apuntado del telescopio y la hora de observación.

Esta distribución reconstruida en el cielo de una fuente puntual puede ser ajustada por una Gaussiana en dos dimensiones. Se puede definir la resolución angular para una fuente de rayos γ o **PSF de MAGIC-I** como la σ de la Gaussiana que ajusta la distribución de brillo de una fuente puntual en el centro de la cámara de MAGIC-I. El cálculo de la PSF de MAGIC-I se realiza con las simulaciones MC o también con los datos de la fuente estandar la Nebulosa del Cangrejo y su valor global es de $0.102^\circ \pm 0.008^\circ$ para un *SIZE* > 180 fotoelectrones ~ 140 GeV (Domingo-Santamaría et al. 2005, figura 5.12).

Una vez aplicados todos los cortes necesarios y la separación γ /hadrón, se tienen los datos caracterizados según los parámetros de la imagen como gammas y como hadrones. Para determinar si existe o no emisión de rayos γ , se debe calcular el número de excesos de rayos γ y la significancia de los mismos. Esto precisamente será explicado en el apartado siguiente.

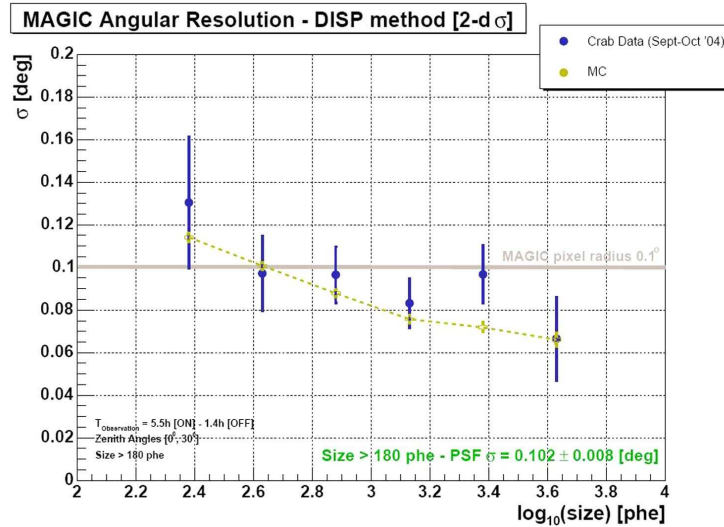


Figura 5.12: Cálculo de la PSF de MAGIC-I para una fuente puntual de rayos γ situada en el centro de la cámara.

5.6. Significancia y Espectro

5.6.1. Significancia

En este apartado se explicará la manera de calcular el número de excesos de rayos γ y su significancia. Denotemos por *ON* los datos de la fuente observada y por *OFF* la estimación del fondo calculada con alguno de los métodos que serán explicados en el capítulo 6.

Primeramente debemos calcular el **factor de normalización** (F_{norm}). Para calcular este factor se puede utilizar tanto el parámetro *ALPHA* como θ^2 . En cualquiera de los dos casos, la distribución resultante para cualquiera de los dos parámetros sigue una gaussiana centrada en cero cuando existe emisión de rayos γ , mientras que cuando no existe emisión, es decir, para hadrones la distribución resulta prácticamente plana. Es importante puntualizar que el factor de normalización debe ser calculado para garantizar que las distribuciones tanto del ON (datos) como del OFF (fondo) tengan el mismo tiempo de observación. Para ello debemos elegir una zona de la distribución del parámetro *ALPHA* (por ejemplo entre 30° y 80°) donde no exista señal (figura 5.13, Albert et al. 2008d). Este factor de normalización viene dado por

$$F_{norm} = \frac{N_{ON}(30^\circ < ALPHA < 80^\circ)}{N_{OFF}(30^\circ < ALPHA < 80^\circ)}, \quad (5.9)$$

siendo N_{ON} y N_{OFF} el número de sucesos de la distribución de los datos ON y OFF, respectivamente, para el parámetro *ALPHA* entre los valores 30° y 80° . Este factor de normalización también se puede calcular usando la distribución de θ^2 entre los valores 0.4° y 0.8° .

El **número de excesos** de rayos γ se define como la diferencia entre el número de sucesos de ON y una estimación del número de sucesos del fondo en la misma región, dado por

$$N_{exc} = N_{ON} - N_{BG}, \quad (5.10)$$

siendo $N_{BG} = F_{norm} \cdot N_{OFF}$ el número de eventos del fondo normalizado. Este proceso confía en la suposición de que las diferencias sistemáticas entre los dos conjuntos de datos ON y OFF son pequeñas comparadas con la señal en rayos γ de la fuente. Con esto se puede decir que la señal reconstruida de rayos γ de la fuente depende del factor de normalización.

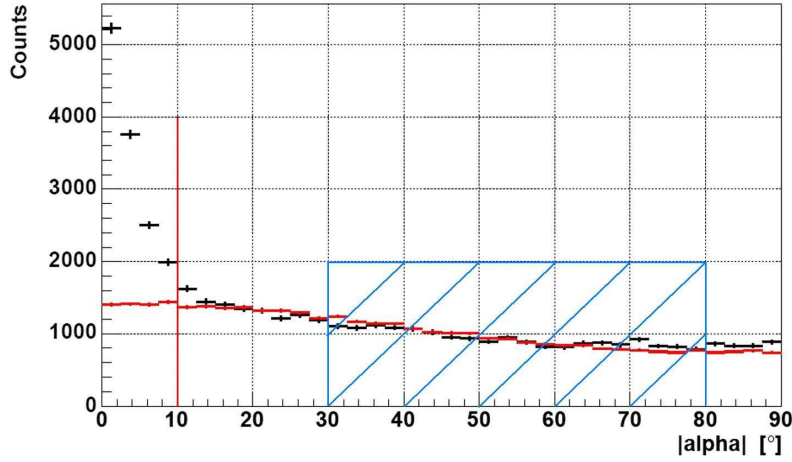


Figura 5.13: Distribución del parámetro *ALPHA* para la fuente estandar la Nebulosa del Cangrejo. La linea roja marca el corte en *ALPHA* que retiene un alto porcentaje de rayos γ y a partir del cual calculamos la significancia de la señal. El cuadrado rayado muestra la zona de cálculo del factor de normalización.

La **significancia** o nivel de significancia del exceso se define como la probabilidad de que un exceso dado pueda ser debido a fluctuaciones estadísticas del fondo, es decir, que la probabilidad de que un exceso con una significancia menor que S sea debido al fondo. Ésta se expresa como un número de la desviación estándar suponiendo que la distribución de excesos es gaussiana. Usando los parámetros anteriormente mencionados, la significancia puede calcularse en la distribución *ALPHA* o θ^2 en una zona determinada próxima a cero y por un corte optimizado con datos de la Nebulosa del Cangrejo buscando la máxima significancia. Este corte asegura que el 90 % de la señal está contenida en esa zona.

Li y Ma (1983) encontraron la fórmula correcta para calcular la significancia y la comparan con estudios anteriores y otras fórmulas para calcularla. Su fórmula viene dada por

$$S = \sqrt{2} \left(N_{ON} \ln \left[\frac{1 + F_{norm}}{F_{norm}} \cdot \frac{N_{ON}}{N_{ON} + N_{OFF}} \right] + N_{OFF} \ln \left[(1 + F_{norm}) \cdot \frac{N_{OFF}}{N_{ON} + N_{OFF}} \right] \right)^{1/2} \quad (5.11)$$

pero esta ecuación supone un conocimiento exacto del factor de normalización. Su estudio verifica que es adecuada esta ecuación para valores del factor de normalización $0.1 < F_{norm} < 10$. Li y Ma proponen esta fórmula confirmada con estudios MC que garantiza una correcta estimación de la significancia, la cual debe distribuirse como una gaussiana de anchura 1 y centrada en cero en ausencia de señal. Concretamente esta gaussiana se representa en lo que nosotros llamaremos *gráfico de residuos* y además podemos construir un mapa del cielo (*skymap*) de excesos y significancia, como comentaremos en el capítulo 6. En el gráfico de residuos se representa la significancia de los datos, que de ser bien ajustada por una gaussiana centrada en cero y de anchura uno, significa que los datos son compatibles con fluctuaciones del fondo. Si existe una parte de los datos no ajustados por la gaussiana, significa que existe un exceso de los mismos que es compatible con la existencia de señal de rayos γ .

5.6.2. Cálculo área efectiva y tiempo de observación efectivo

El **área efectiva** del telescopio se calcula a partir de las simulaciones MC. Éste es un parámetro de utilidad para comparar el potencial de distintos telescopios y necesario para reconstruir el espectro de emisión de las fuentes analizadas. El área efectiva A_{eff} para cascadas iniciadas por γ s es una función de la energía de la partícula primaria E , del ángulo cenital de observación θ y de los cortes, y permite caracterizar la capacidad del telescopio para detectar cascadas electromagnéticas. Ésta puede ser definida como (Gaug 2006)

$$A_{\text{eff}}(E, \theta) = \lim_{N_{\text{sim}}(E) \rightarrow \infty, A_{\text{sim}} \rightarrow \infty} A_{\text{sim}} \frac{N_{\text{ana}}(E, \theta)}{N_{\text{sim}}(E)}, \quad (5.12)$$

donde $N_{\text{sim}}(E)$ es el número de rayos γ simulados con energía E y A_{sim} es su área de incidencia simulada, y $N_{\text{ana}}(E, \theta)$ es el número de eventos después de aplicar los cortes del análisis. En la práctica, el límite se sustituye por unos valores suficientemente grandes para $N_{\text{sim}}(E)$ y A_{sim} (aproximadamente $N_{\text{ana}} > 10^8$, $N_{\text{sim}} > 10^6$ y $A_{\text{sim}} \sim 10^8 \text{ m}^2$).

El comportamiento de este parámetro depende de la distribución lateral de los fotones Cherenkov en el suelo. Para bajos ángulos cenitales, el área efectiva crece hasta energías de $\sim 300 \text{ GeV}$, pero a partir de ahí se mantiene constante a un valor menor de 10^5 m^2 para MAGIC-I (figura 5.14). Este crecimiento es consecuencia de que cuanto mayor es la energía, mayor es la extensión y mayor es la densidad de fotones en el suelo. Con ello, menor son las fluctuaciones relativas y mejor es la separación γ /hadrón. Así la cascada puede ser detectada a grandes distancias desde el telescopio. Por el contrario, a medida que disminuye la energía, disminuye la densidad de fotones y por lo tanto el área efectiva cae hasta el valor cero, puesto que las cascadas electromagnéticas son prácticamente indistinguibles de las hadrónicas.

Por otro lado, el **tiempo de observación efectivo** se define como el tiempo de observación menos el tiempo muerto del detector. Este tiempo muerto es debido a que los canales de lectura pueden estar ocupados con el procesamiento del dato anterior mientras ocurre otro suceso, es decir, es el tiempo mínimo que necesita el

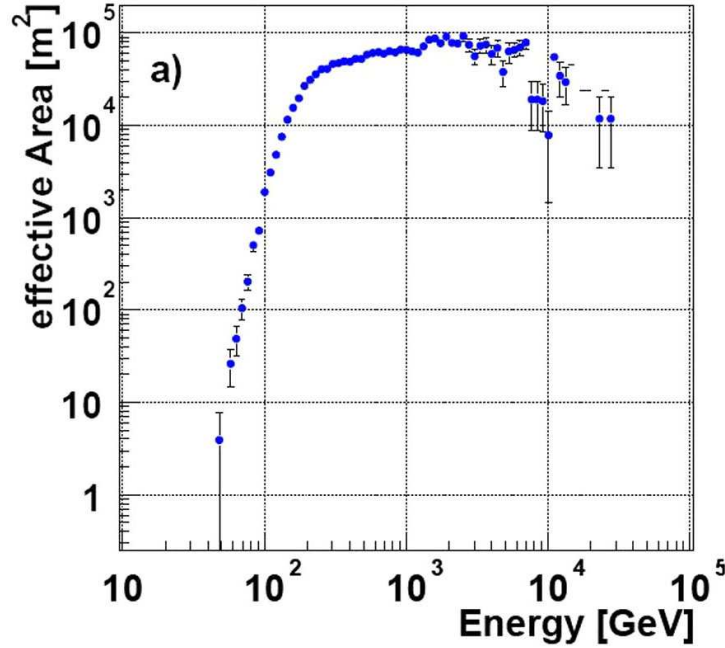


Figura 5.14: Área efectiva para rayos γ como una función de la energía simulada para ángulos cenitales entre 0° y 30° y un $SIZE > 200$ fotoelectrones, con la fuente localizada en el centro de la cámara.

detector para estar preparado para procesar el siguiente suceso. Las diferencias de tiempo de sucesos de rayos cósmicos sucesivos siguen una distribución de Poisson y la distribución de probabilidad para las diferencias de tiempo debería mostrar un comportamiento exponencial. Como el tiempo muerto no es constante, el tiempo efectivo de observación está determinado por un ajuste de la distribución de las diferencias de tiempo observadas entre dos sucesos consecutivos, por lo que se cumple

$$\frac{\Delta N_{rec}}{\Delta t} \propto \exp(-Rt), \quad (5.13)$$

siendo ΔN_{rec} el número de diferencias en tiempo de llegada para las cascadas grabadas en un intervalo de tiempo no afectado por tiempo muerto $(t, t + \Delta t)$ y R el ritmo de detección de cascadas en promedio. Con el fin de obtener el verdadero ritmo de detección de las cascadas, el ajuste debe ser sólo realizado por las diferencias de tiempo mucho mayores que el tiempo muerto máximo. Por lo tanto, el tiempo efectivo de observación viene dado por $T_{eff} = N_{rec}/R$. Como ejemplo, la figura 5.15 muestra la distribución de las diferencias en tiempo de sucesos consecutivos con $SIZE$ por encima de 200 phe para datos de la Nebulosa del Cangrejo.

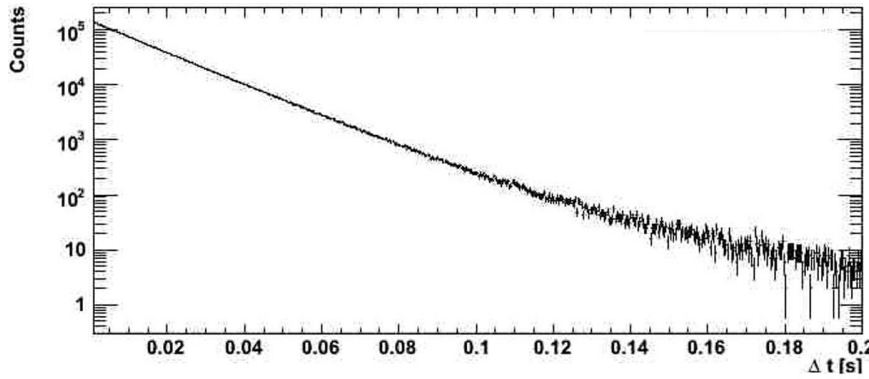


Figura 5.15: Tiempo efectivo para la Nebulosa del Cangrejo con un $SIZE > 200$ fotoelectrones.

5.6.3. Espectro

El último paso dentro de todo el proceso de análisis es el cálculo del espectro en caso de que hubiera señal y, en caso contrario, el cálculo de un límite superior para la misma. El **espectro** es el flujo de fotones γ que nos llega de la fuente por unidad de energía.

El **flujo diferencial** o espectro de energía es una de las magnitudes de mayor interés puesto que nos revela información acerca del mecanismo que produce los rayos γ observados. Este flujo diferencial se define como el número de partículas por unidad de área, tiempo y energía en el límite de un intervalo infinitesimal de energía. En la práctica, se puede aproximar este flujo, para un intervalo de energía, como el promedio en ángulo cenital θ del número de rayos γ detectados de la fuente N_{exc} dividido por el área efectiva A_{eff} y el tiempo de observación T_{eff} y todo ello dividido por el intervalo de energía ΔE considerado:

$$\frac{dN_{\gamma}(E)}{dEdAdt} \simeq \frac{1}{\Delta E} \cdot \sum_{\theta} \frac{N_{exc}(E, \theta)}{A_{eff}(E, \theta) \cdot T_{eff}(\theta)} \quad (5.14)$$

siendo E la energía media de un intervalo ΔE pequeño aproximadamente como el 20 % de la sensibilidad de MAGIC-I a esa energía (por ejemplo para $E = 1000$ GeV, el intervalo debería ser unos $\Delta E = 200$ GeV).

Como el espectro se obtiene a partir de la energía E estimada para cada suceso, éste estará influenciado por los errores cometidos en esa estimación, es decir, que el exceso obtenido estará afectado por el efecto de la resolución y sesgo en la estimación de la energía. Esto se corrige mediante un proceso de deconvolución, denominado en física de partículas como **unfolding**. Tenemos entonces que el espectro medido es la convolución del espectro real con una función que describe la resolución en energía del telescopio. Esta función se obtiene a partir de datos MC, puesto que son los únicos datos que tienen registrada la energía real y la estimada. Esta función viene caracterizada por la matriz de migración M_{ij} (figura 5.16), que puede ser interpretada como la probabilidad de que un suceso del intervalo j de energía real

migre a un intervalo i de energía estimada. Existen varios métodos para calcular esta deconvolución, que pueden verse en más detalle en Albert et al. 2007d.

En definitiva, este método es equivalente a una reorganización de los sucesos en los intervalos de la distribución medida en los intervalos de la distribución verdadera. La información necesaria para el desarrollo del procedimiento está contenida por completo en la matriz de migración, y por lo que las dimensiones de los intervalos pueden ser diferentes.

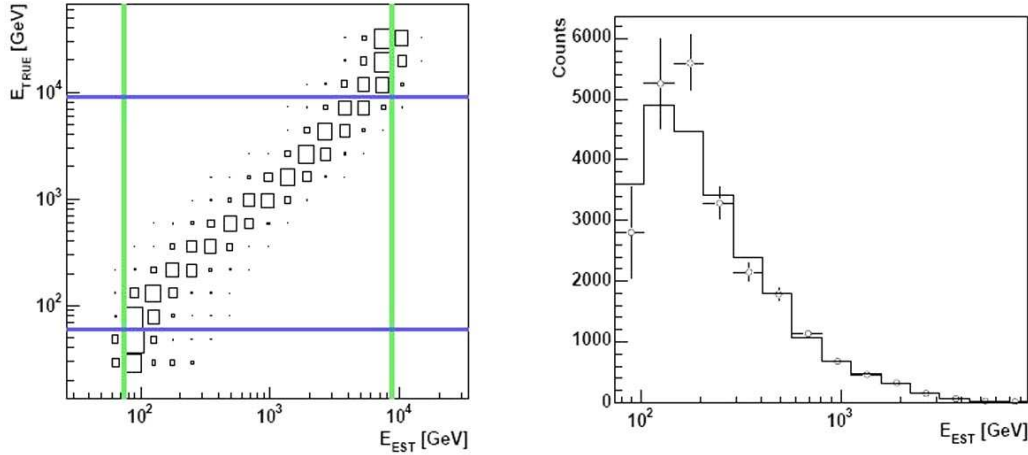


Figura 5.16: (Derecha) Matriz de migración calculada a partir de la energía real y estimada de datos MC. (Izquierda) Espectro estimado para la Nebulosa del Cangrejo (círculos) y función obtenida a partir de la matriz de migración para realizar la deconvolución.

En conclusión, aplicando este *unfolding* obtenemos el espectro real a partir del estimado. Como ejemplo podemos ver la figura 5.17 (Albert et al. 2007d) donde se presenta el espectro real después del *unfolding* de la fuente Nebulosa del Cangrejo. El flujo en rayos γ de la nebulosa fue medido entre 60 GeV y 9 TeV, y el espectro de energía puede ser descrito usando una ley de potencias curvada de la forma

$$f_0(E/300)^{a+b \log(E/300)} \text{ GeV}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ ,} \quad (5.15)$$

siendo $f_0 = 6.0 \pm 0.2 \times 10^{-13} \text{ GeV}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, $a = -2.31 \pm 0.06$ y $b = -0.26 \pm 0.07$ (Albert et al. 2008a).

Una vez conocido el espectro de emisión de la fuente (dF/dE), se puede predecir el **espectro integral de fotones** (dR/dE) teniendo en cuenta el área efectiva (A_{eff}) de la forma

$$\frac{dR}{dE}(E) = \frac{dF}{dE}(E) \cdot A_{\text{eff}}(E) \text{ ,} \quad (5.16)$$

integrando esta fórmula entre E_0 e infinito. Así se obtiene el ritmo de detección de rayos γ por encima de una energía E_0 dada, que se usa para estimar la sensibilidad. Usando precisamente estos cálculos, vemos cual sería la sensibilidad para el

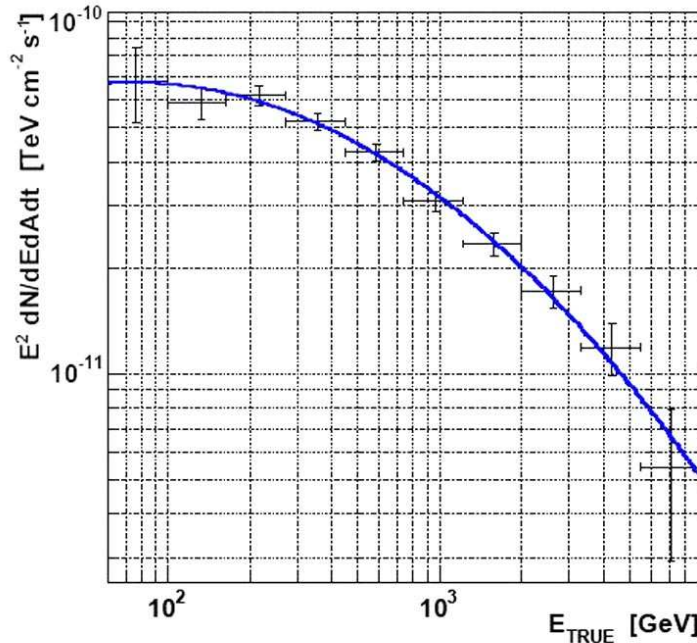


Figura 5.17: Espectro real para la fuente estándar la Nebulosa del Cangrejo multiplicado por la energía al cuadrado.

telescopio MAGIC-I que hemos usado para nuestras observaciones en el siguiente apartado.

Por otro lado, si analizamos una fuente y no encontramos señal de rayos γ , debemos calcular un **límite superior** del flujo emitido por la fuente con un cierto nivel de confianza: $CL = 100(1-\alpha) \%$. Para calcular este límite superior debemos calcular primero un límite superior al número de posibles gammas observados N_{ul} en un cierto tiempo efectivo T_{eff} . Para ello se utiliza el método de Rolke (Rolke y López 2001, Rolke et al. 2005). Éste construye el intervalo de confianza en presencia del fondo teniendo en cuenta la eficiencia y permite incluir una incertidumbre sistemática de la misma, que en nuestro caso es de 30 % (Albert et al. 2008a). El valor medio verdadero del exceso se encuentra dentro del intervalo de confianza con $100(1-\alpha) \%$ de probabilidad, es decir, en el caso hipotético de un número infinito de fuentes con flujos aleatorios, sólo un $100\alpha \%$ de las fuentes dará un límite superior más bajo que el flujo real. Normalmente se usa un valor de $\alpha = 0.05$ que equivale a un 95 % de CL.

Teniendo este número calculado, podemos obtener límites superiores al flujo diferencial o al flujo integral, es decir, cuando no se conoce o si se conoce la forma del espectro de la fuente, respectivamente. Para el primero de los casos, podemos suponer que en el rango de energía $[E_1, E_2]$, el flujo de la fuente sigue localmente una ley de potencias de la forma $F(E) = KS(E)$ con $S(E) = (E/E_0)^{-\alpha}$. E_0 es la

energía real media para este rango, dada por

$$E_0 = \frac{\int_0^\infty A_{\text{eff}}(E, E_1, E_2) E dE}{\int_0^\infty A_{\text{eff}}(E, E_1, E_2) dE}, \quad (5.17)$$

siendo A_{eff} el área efectiva cuyo valor depende de la energía real E en el intervalo de energías medidas $[E_1, E_2]$. Con esto, el límite superior para el flujo diferencial puede estimarse como

$$K \leq \frac{N_{ul}}{T_{\text{eff}} \int_0^\infty S(E) \cdot A_{\text{eff}}(E, E_1, E_2) dE}, \quad (5.18)$$

que sustituyendo queda de la forma

$$K \leq \frac{N_{ul} \cdot E_0^{-\alpha}}{T_{\text{eff}} \int_0^\infty E^{-\alpha} \cdot A_{\text{eff}}(E, E_1, E_2) dE}, \quad (5.19)$$

donde el límite $K(E_0)$ dependerá del índice α localmente. Escogiendo el intervalo $[E_1, E_2]$ adecuadamente puede reducirse esta dependencia por debajo de la incertidumbre sistemática en la eficiencia de todo el detector.

En el caso de que se conozca la forma exacta del espectro la ecuación (5.18) se puede calcular directamente sin la necesidad de dividir la energía en intervalos, sino entre cero e infinito. Pero a lo largo de todo el proceso de análisis de los datos, se han realizado unos cortes en los parámetros de Hillas y en energía que deben ser tenidos en cuenta. El número de eventos del exceso de gammas es calculado después de los cortes, con lo que depende de la eficiencia de los mismos. A su vez, esta eficiencia está incluida en el cálculo del área efectiva que se realiza con datos MC, que a su vez depende de la energía. Pero también los cortes en el análisis son hechos en energía estimada, la cual es el resultado de la reconstrucción del parámetro *SIZE*. Debido a la resolución finita en energía de MAGIC-I, puede resultar que tengamos eventos con energía real fuera del rango pero reconstruidos dentro de $[E_{\text{rec},1}, E_{\text{rec},2}]$ y eventos con energía real dentro de este rango pero reconstruidos fuera del mismo. Con todo ello, obtenemos que el límite superior al flujo integral viene dado por

$$K \leq \frac{N_{ul}(\text{cortes})}{T_{\text{eff}} \int_{E_{\text{rec},1}}^{E_{\text{rec},2}} S(E) \cdot A_{\text{eff}}(\text{cortes}, E) dE}, \quad (5.20)$$

donde podemos simplificar aproximando la integral por un sumatorio en n intervalos en energía estimada de la forma

$$K \leq \frac{N_{ul}(\text{cortes})}{T_{\text{eff}}} \cdot \frac{1}{\sum_{E_{\text{rec},1} < n < E_{\text{rec},2}} S(E) \cdot A_{\text{eff}}(\text{cortes}, E) \Delta E}, \quad (5.21)$$

siendo ΔE el ancho del intervalo $[E_1, E_2]$.

5.7. Sensibilidad de MAGIC-I

La sensibilidad de un telescopio Cherenkov se define como el mínimo flujo de rayos γ que debe tener una fuente para poder ser detectada a un nivel de 5σ de significancia en 50 horas de observación. Esta definición implica que el número de rayos γ detectados deber ser igual a 5 veces las fluctuaciones del fondo de rayos cósmicos, $R_\gamma \cdot t_{obs} = 5 \cdot \sqrt{R_{fondo}}$ siendo R_γ y R_{fondo} el ritmo de detección de rayos γ y rayos cósmicos, respectivamente, después de todos los cortes del análisis y t_{obs} el tiempo de observación. Teniendo en cuenta la expresión para el espectro diferencial, el ritmo de detección de rayos γ se puede calcular como

$$R_\gamma = \int_{E_0}^{\infty} F_{min}(E) \cdot A_{eff}(E) \, dE, \quad (5.22)$$

siendo F_{min} el flujo mínimo a determinar, que depende del espectro $F(E)$. En definitiva, el flujo mínimo de rayos γ de una fuente para ser detectada es

$$F_{min}(E > E_0) = \frac{5}{A_{eff}} \sqrt{\frac{R_{fondo}}{t_{obs}}}, \quad (5.23)$$

donde el ritmo de llegada R_{fondo} se obtiene como el número de sucesos de la muestra de datos OFF después de los cortes de calidad.

Para estimar la sensibilidad de un telescopio Cherenkov se utilizan las simulaciones MC y una muestra de datos OFF del fondo. El área de colección efectiva de MAGIC-I crece rápidamente con la energía, alcanzándose un valor casi constante menor de 10^5 m^2 a partir de los 300 GeV. Antes de la introducción del *MUX*, para energías mayores de 75 GeV, la sensibilidad de MAGIC-I era de un 13 % del flujo de la Nebulosa del Cangrejo y para energías mayores de 200 GeV es de 3.3 % (Albert et al. 2008a). Pero con la actualización del sistema de lectura y gracias a la utilización de los tiempos de llegada en los procesos de análisis de los datos, la sensibilidad de MAGIC-I es ahora de 1.6 % por encima de 280 GeV (Aliu et al. 2009a).

La sensibilidad teórica para la detección de los rayos γ de MAGIC-I comparada con la de otros telescopios se puede ver en la figura 5.18 (Firpo 2006), en el caso de no usar los tiempos de llegada, obteniendo un umbral mínimo de energía de 60 GeV, que con el uso del *sumtrigger* se llega hasta 25 GeV (Aliu et al. 2008). Y en la figura 5.19 la sensibilidad de MAGIC-II comparada con otros telescopios.

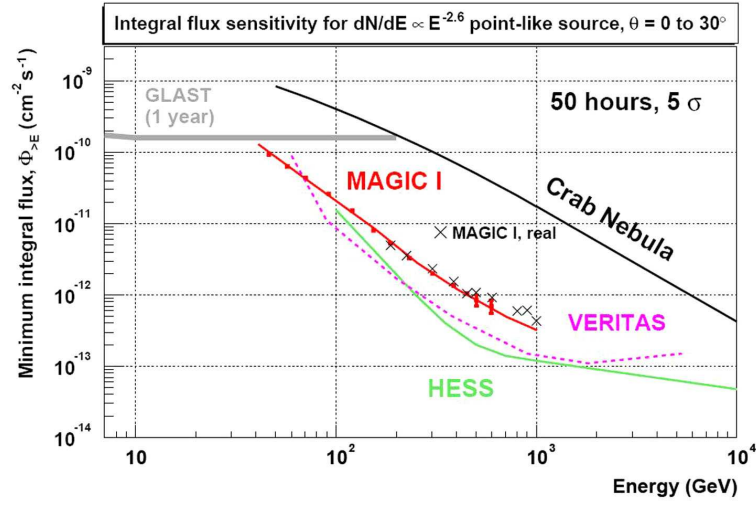


Figura 5.18: Sensibilidad de MAGIC-I en comparación con otros telescopios de rayos γ .

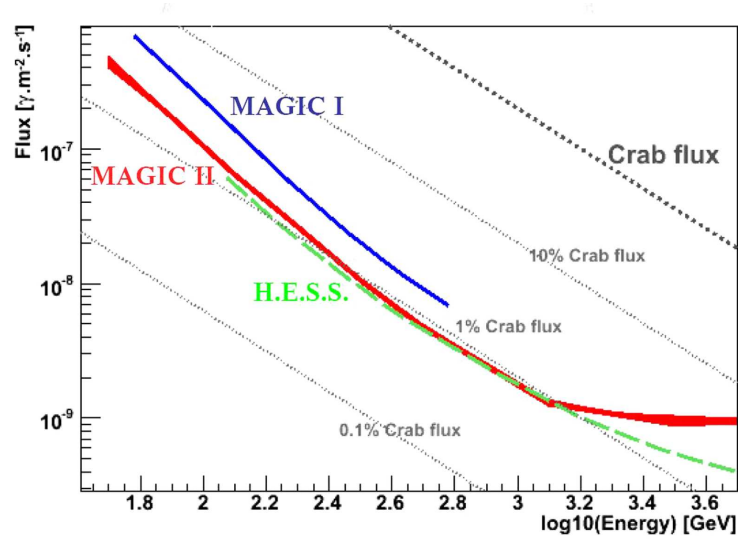


Figura 5.19: Sensibilidad teórica de MAGIC-II en comparación con otros telescopios de rayos γ .

6

Desarrollo de los mapas del cielo

En este capítulo se hace una descripción del cálculo del mapa del cielo de la fuente. Para ello es necesario tener una buena estimación del fondo, por lo que el trabajo ha consistido en el desarrollo de diversos métodos de construcción del fondo y en la optimización de los mismos. Finalmente, uno de ellos es el que actualmente está implementado en el software MARS de la colaboración dentro del programa CELESTINA (*CELEstial INstantaneous Appearance*).

6.1. Skymap

En el conjunto de datos observados hay una parte de eventos candidatos a rayos γ , aunque parte de estos eventos son procedentes de la fuente y otra parte son debidos a la parte electromagnética de las cascadas hadrónicas y a electrones y gammas del fondo difuso o posiblemente de otras fuentes de rayos γ cercana a la observada. La sustracción del fondo, es decir, de lo que no son rayos γ procedentes de la fuente observada, es el mayor desafío para el estudio de la señal, morfología y extracción del espectro de una fuente de rayos γ . El fondo por encima de unos pocos cientos de GeV está dominado por las cascadas hadrónicas de los rayos cósmicos siendo cada vez más importante la contribución de los electrones de baja energía, aunque su contribución al fondo no es mayor que la de los rayos cósmicos. La sustracción de este fondo es la principal fuente de errores sistemáticos y si no se hace de forma correcta puede producir alguna fuente artificial en las imágenes. Para más información sobre los diferentes tipos de fondo ver el final de la sección 3.3.

El *skymap* se define como un mapa del cielo en coordenadas astronómicas: Ascensión recta (Ra) y Declinación (Dec), apuntando en la dirección de la fuente fruto de la observación con una anchura de campo de 2° , aproximadamente. En un *skymap* se puede representar el exceso, el valor de la significancia e incluso el valor del límite superior del flujo de rayos γ para cada punto del mapa. Así, de esta forma, no sólo podemos ver si existe o no señal significativa en el centro del mapa, que sería hacia donde estamos apuntando (nuestra fuente de observación), sino también en

las zonas cercanas a la misma.

Para realizar el cálculo del número de excesos, de la significancia de los mismos y de los límites superiores del flujo en ausencia de señal, necesitamos una estimación del fondo en la misma región de observación bajo las mismas condiciones de observación que la fuente. Por ello, han sido desarrollados varios métodos para construir una estimación del fondo, que son denominados: **Template**, **Ring**, **Model**, **Wobble** y **OnOff**.

Los métodos *Ring* y *Template* han sido usados por otras colaboraciones anteriormente para estimar el fondo. En un principio, también los hemos usado para el mismo propósito cuando no existía el programa CELESTINA. Estos métodos serán explicados primeramente en los apartados 6.2.1 y 6.2.2, respectivamente.

Actualmente, el programa CELESTINA usado para calcular los *skymaps* tiene la posibilidad de elegir entre tres posibles métodos para construir el fondo. El método **Wobble** divide la zona de observación en dos dependiendo de la posición *wobble*, es decir, de la posición de la fuente y de la anti-fuente. Este método estima el fondo de modo que para los puntos de una zona utiliza los datos de la otra zona para calcular el fondo. La desventaja de este método es que sólo se puede utilizar cuando los datos han sido observados en modo WOBBLE y no para los datos observados en modo ON-OFF, y el *skymap* será ciego, es decir, no detectará fuentes de rayos γ que se sitúan en el lado opuesto a la posición *wobble*. Otro método que se puede utilizar dentro de este programa es el **OnOff**, más adecuado para los datos tomados en modo ON-OFF. Este método estima el fondo usando datos OFF que se dan también como entrada aparte de los datos ON. El tercer método que se puede elegir en el programa CELESTINA es el denominado **Model**, que es el que hemos desarrollado en nuestro grupo de trabajo en el IAC, en el cual yo he participado, y que explicaremos en el apartado 6.2.3. La ventaja del *Model* respecto del *Wobble* es que no es necesario conocer la posición de la fuente y es capaz de detectar fuentes en toda la zona del *skymap*.

6.2. Estimación del fondo

Dentro de nuestro grupo se han utilizado tres métodos para la estimación del fondo para la construcción de los *skymaps*. Para validarlos se han usado datos de la Nebulosa del Cangrejo observados en el mes de enero de 2007 y con ángulos cenitales entre 6° y 30° en modo WOBBLE. Estos datos han sido calibrados usando el filtro digital correspondiente al sistema *Siegen* de lectura y sin el uso de los tiempos de llegada, puesto que son anteriores a la actualización del sistema de lectura. A continuación se han eliminado aquellos *runes* con una bajo *rate* y tomados bajo malas condiciones atmosféricas. Después se le ha realizado el correspondiente estudio de hadronicidad y aplicado los cortes de $SIZE > 200$ y $hadronness < 0.1$ (para la justificación de estos cortes ver la sección 7.1 del capítulo siguiente). Así, de este modo, tenemos los datos preparados para poder realizar el estudio de estimación del fondo a partir de los mismos. A continuación, se expresa una idea general del

principio en que se basa cada uno de los tres métodos utilizados, que es la siguiente:

- **Template.-** para cada punto del mapa estima el fondo usando otra zona del mismo donde no exista señal.
- **Ring.-** para cada punto del mapa se estima el fondo usando un anillo de cierta anchura y a cierta distancia alrededor del mismo.
- **Model.-** para cada punto del mapa se estima el fondo usando un anillo "suavizado" construido a partir de la combinación de dos gaussianas de cierta anchura alrededor del punto de observación.

En los métodos *Ring* y *Model* se supone que la aceptación del sistema es radialmente simétrica. La causa más simple de desviación de esta simetría es el gradiente lineal de dependencia con el ángulo cenital a través del campo de visión. Cuanto mayor sea el ángulo cenital de observación, mayor es el umbral de eficiencia energética del sistema a causa de la disminución de la densidad de fotones Cherenkov. Ya que el espectro de los rayos cósmicos del fondo tiene una dependencia muy acusada con la energía, la tasa de *trigger*, es decir, la tasa de eventos del sistema decrece con el aumento del ángulo cenital (Funk et al. 2004). Por ello es necesario realizar una normalización de la estimación del fondo una vez calculada, para corregir este efecto que produce todo el sistema.

A continuación se dará una explicación más detallada para cada uno de los métodos, y se mostrará el resultado usando los datos de la Nebulosa del Cangrejo anteriormente mencionados.

6.2.1. Método *Template*

El método *Template* construye el fondo (*Back*) de la forma

$$Back \simeq N_C \cdot \frac{N_B}{N_D}, \quad (6.1)$$

siendo N_B, N_C, N_D el número de eventos de las zonas B, C, y D determinadas en la figura 6.1 usando la distribución del parámetro *ALPHA*. También se puede hacer lo mismo usando la distribución de θ^2 .

Este método supone que la forma del fondo en las regiones con *hadronness* < 0.1 (zona B) es igual al fondo obtenido para $0.3 < \text{hadronness} < 0.5$ (zona D). Si la forma del fondo en estas dos regiones fuera la misma, la división $\frac{N_B}{N_D}$ debería ser constante. Pero en la figura 6.2 se puede ver claramente que la forma de las regiones B y D no es la misma porque la división anteriormente mencionada no es constante, sino que decrece con el ángulo *ALPHA*. El número de eventos de la zona D es mayor que el número de eventos de la zona B, con lo que la suposición de que el fondo es el mismo no sería cierta. Por ello este método no es muy efectivo.

Además si aplicamos este método a los datos de la Nebulosa del Cangrejo de 2007, podemos ver en el gráfico de θ^2 (figura 6.3) como el fondo está estimado

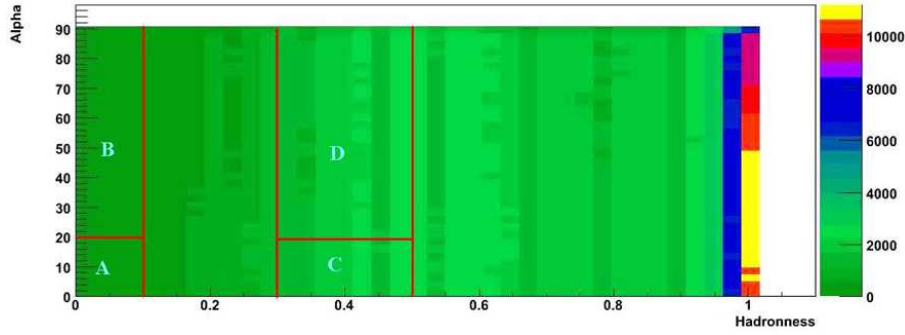


Figura 6.1: Gráfico de *hadronness* frente al parámetro *ALPHA* para los datos de la Nebulosa del Cangrejo, donde podemos distinguir las zonas B, C y D usadas para estimar el fondo, viendo que el número de eventos es mayor en la zona D que en la zona B.

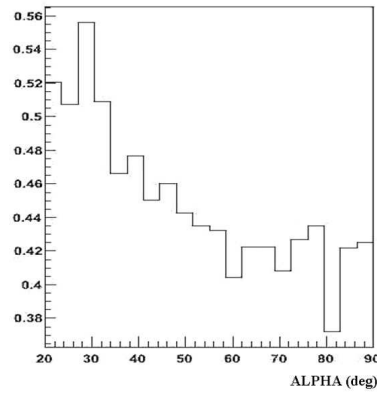


Figura 6.2: Gráfico del cociente de la distribución de *ALPHA* a partir de 20° para los datos de la Nebulosa del Cangrejo con el corte de *SIZE* > 200 para la zona B dividida por la distribución para la zona D, viendo que no es constante sino que decrece, lo que indica que el fondo en estas dos zonas no es el mismo.

por encima de los datos en la zona donde no hay señal ($\theta^2 > 0.02$), con lo que la estimación del fondo con este método no es buena. La escala de la figura se ha elegido para poder ver concretamente este hecho y la señal de la fuente está en $\theta^2 = 0$.

6.2.2. Método *Ring*

La idea base del método *Ring* es usar un anillo alrededor de la posición de un punto en coordenadas del cielo para estimar el fondo. Esto es aplicable a cualquier punto del campo de visión. El método *Ring* construye, para cada punto del mapa del cielo de los datos ($\mathbf{M}_{ON}$), el fondo ($\mathbf{M}_{OFF}$) de la forma (figura 6.4):

$$M_{OFF} \simeq \left(\sum_{disco} N_{sucesos} \right), \quad (6.2)$$

siendo *disco* la zona en el mapa $\mathbf{M}_{ON}$ donde se calcula el fondo.

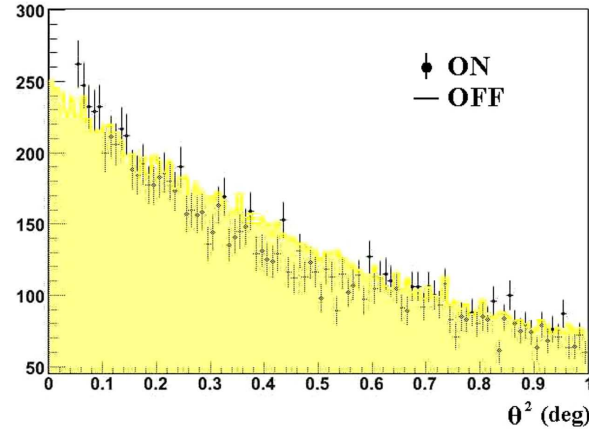


Figura 6.3: Gráfico de θ^2 después de aplicar el método *Template* a los datos de la Nebulosa del Cangrejo de 2007, siendo los puntos los datos y la zona sombreada amarilla el fondo estimado por el método. Podemos ver que en este caso la estimación del fondo está por encima de los que serían los datos del fondo para la fuente.

Haciendo este cálculo para todos los zonas del mapa del cielo (M_{ON}) de los datos, obtenemos, para cada zona, el mapa del fondo (M_{OFF}). Teniendo estos dos mapas, podemos construir el mapa del número de excesos simplemente restando $M_{ON} - M_{OFF}$ y el mapa de significancias del exceso siguiendo la fórmula de LiMa (Li y Ma 1983). Pero antes debemos normalizar esta estimación del fondo puesto que la eficiencia de la cámara depende de la posición del punto del cielo proyectado en la misma, es decir, de la distancia del punto de proyección al centro de la cámara y porque el anillo cubre áreas en diferentes zonas de aceptación de la cámara.

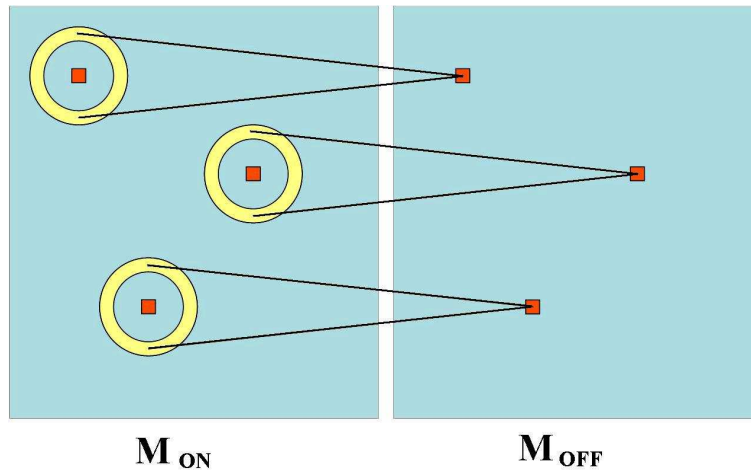


Figura 6.4: Gráfico ilustrativo de cómo el método *Ring* estima el fondo para cada punto del mapa del cielo.

Esta normalización se obtiene a partir del parámetro $ALPHA$ o θ^2 de la misma forma que fue explicado en la sección 5.6.1 del anterior capítulo de la tesis. A su vez, esta normalización es aproximadamente igual al área del intervalo de la posición del punto por un factor de corrección dividido por el área del *disco*. Con el gráfico de $ALPHA$ o θ^2 de los datos (ON) y el fondo (OFF) anteriormente calculado, se obtiene la normalización ($Norm$),

$$Norm = \frac{N_{ON}(30^\circ < ALPHA < 80^\circ)}{N_{OFF}(30^\circ < ALPHA < 80^\circ)}, \quad (6.3)$$

la cual se debe multiplicar al fondo calculado

$$M_{OFF}^* = Norm \cdot M_{OFF} \quad (6.4)$$

para obtener la correcta estimación del fondo (M_{OFF}^*) y así calcular los *skymaps* del número de excesos, significancia y límite superior del flujo de rayos γ para la fuente de observación.

Para comprobar la fiabilidad de este método, se lo aplicamos a los datos de la Nebulosa del Cangrejo anteriormente mencionados y calculamos la estimación del fondo a partir de los datos. A continuación, calculamos la normalización que después deberemos aplicar al fondo estimado para obtener la estimación del fondo correcta. Con ella y los datos, obtenemos los mapas de la significancia, residuos y θ^2 para la Nebulosa del Cangrejo (figuras 6.5, 6.6), obteniendo una significancia de 23σ para 6.7 h de datos de buena calidad. Con este método se descubrió la fuente MAGIC J0616+225 en el remanente de supernova IC443, cuyos resultados serán presentados en el apartado 7.2.1. Podemos ver que en este caso el método estima el fondo con valores superiores a los reales en la zona donde no hay señal, con lo que el fondo no resulta bien estimado.

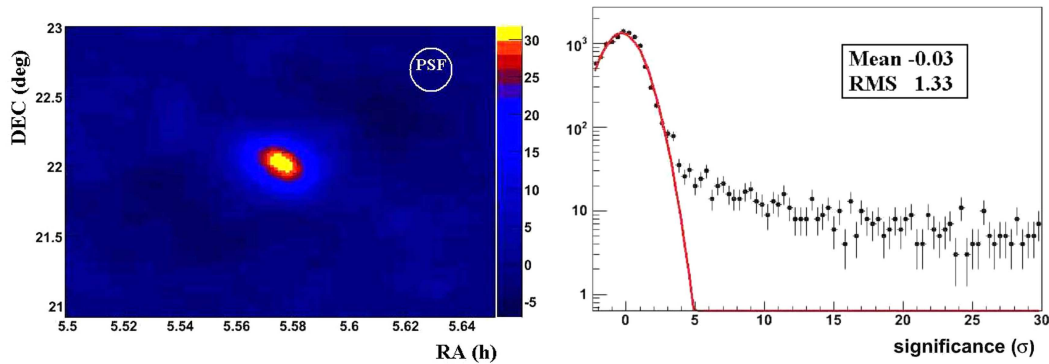


Figura 6.5: (Izquierda) Mapa de significancias del número de excesos para la Nebulosa del Cangrejo de 2007 usando el método *Ring* para estimar el fondo, obteniendo una significancia de 23σ . (Derecha) Gráfico de residuos para estos mismos datos viendo que existe una clara señal de emisión de rayos γ puesto que hay datos que la gaussiana no puede ajustar.

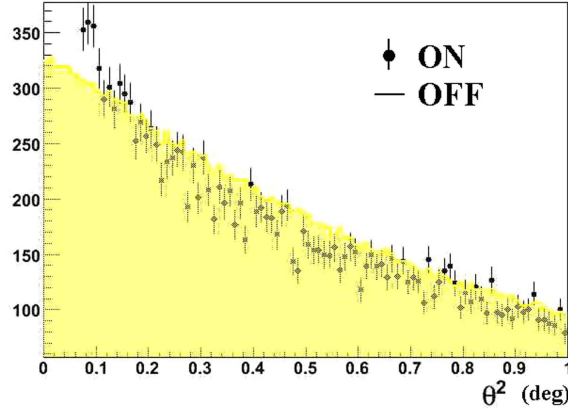


Figura 6.6: Gráfico de θ^2 después de aplicar el método *Ring* a los datos de la Nebulosa del Cangrejo de 2007, siendo los puntos los datos y la zona sombreada amarilla el fondo estimado por el método *Ring*. Podemos ver que en este caso la estimación del fondo está por encima de los que serían los datos del fondo para la fuente.

Pero estos dos métodos explicados hasta este momento, tanto el *Ring* como el *Template*, no son válidos para fuentes suficientemente extensas, sino mejor para fuentes puntuales, puesto que introducen errores sistemáticos a la hora de calcular el espectro. Por ello, en nuestro grupo, hemos desarrollado un método nuevo de idea original para estimar el fondo, que se explica en la siguiente sección, que depende menos de los sistemáticos.

6.2.3. Método *Model*

Primeramente, hagamos una introducción de algunos términos que nos serán útiles para la explicación posterior. Denotamos por $S(x, y)$ y por $B(x, y)$ la tasa de la fuente y del fondo por unidad de área en la posición (x, y) , respectivamente. El total de la tasa por unidad de área será $M(x, y) = S(x, y) + B(x, y)$. Las coordenadas con las que vamos a trabajar son respecto al sistema de referencia de la cámara donde el $(0, 0)$ representa el centro de la misma. La posición de la fuente la denotaremos como (x_s, y_s) , la cual depende del tiempo pues la fuente se mueve de un punto de la cámara a otro durante la observación. También usaremos la denotación $G(x, y|\sigma)$ para el valor de la distribución gaussiana centrada en $(0, 0)$ de anchura σ evaluada en el punto (x, y) . A la PSF del telescopio la llamaremos σ_{PSF} y denotaremos la operación de convolución de una función $f(x, y)$ con el *kernel* $K(x, y)$ como

$$K(x, y) \cdot f(x, y) = \int dx' dy' f(x', y') \cdot K(x' - x, y' - y). \quad (6.5)$$

El método *Model* realiza la estimación del fondo en dos pasos: primero estima el fondo del siguiente modo

$$B^*(x, y) = 2 \times G(x, y|\sqrt{2}\sigma_B) \cdot M(x, y) - G(x, y|\sigma_B) \cdot M(x, y), \quad (6.6)$$

donde σ_B es el parámetro del modelo y el superíndice * denota estimado; y segundo hace una corrección de las distorsiones radiales para esta estimación escalándola con una función que depende de la distancia al centro de la cámara, dada por

$$\Delta(r) = \frac{\int dx' dy' M(x', y') \delta(x'^2 + y'^2 - r^2)}{\int dx' dy' B^*(x', y') \delta(x'^2 + y'^2 - r^2)}, \quad (6.7)$$

donde δ es una distribución de delta de Dirac. Esta función se ajusta a los datos con una expansión en un espacio de funciones con bases normalizadas, con típicamente 10 dimensiones. El proceso es un ajuste robusto de mínimos cuadrados usando una fracción mínima del 90 % de los puntos, los cuales garantizan que el factor de corrección no está sobreestimado cuando la fuente de rayos γ está en el campo de visión. La figura 6.7 muestra un ajuste típico de la función $\Delta(r)$ en al caso de ausencia de señal, mostrando que su valor es cercano a uno para $r < \sqrt{2}$ y que alcanza su máximo en el centro de la cámara. Este ajuste no funciona bien para fuentes colocadas en el centro de la cámara.

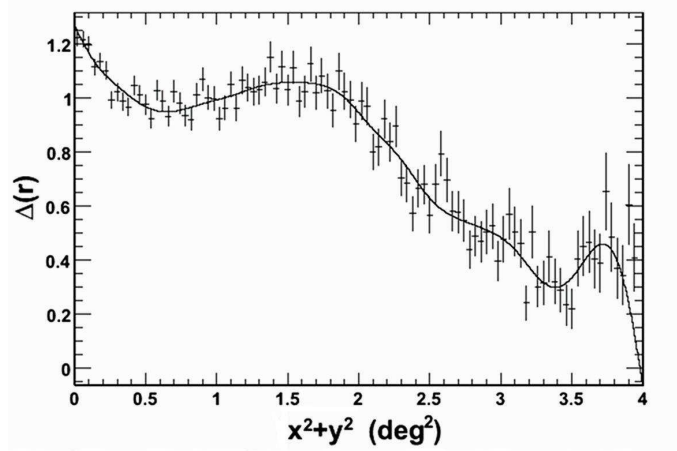


Figura 6.7: Ajuste del factor de corrección $\Delta(r)$.

Por otro lado, la magnitud de las fluctuaciones que esperamos del fondo es $\sqrt{B^*}$ la cual sigue una distribución de Poisson por la forma en que está construida B^* . Para el cálculo del número de excesos se realiza la operación $N_{exc} = S - B^*$ y para la significancia se realiza $Sig^2 = -2 \cdot \log(\text{Probabilidad}(S)/\text{Probabilidad}(B^*))$ dada la distribución B^* .

Veamos a continuación la justificación de porqué estimamos de esta forma el fondo y es efectivo. En primer lugar debemos realizar una parametrización de la tasa del fondo de la forma

$$B(x, y) = \sum_{i=1}^N b_i \cdot G(x - x_i, y - y_i | \sigma_i^B), \quad (6.8)$$

donde N puede ser infinito y todos los b_i tienen que ser mayores que cero. Dado que el conjunto de todas las distribuciones gaussianas forman una base, esta parametrización de B como la suma de infinitas gaussianas siempre es posible. Además, podemos parametrizar S como una sola gaussiana de la forma

$$S(x, y) = s \cdot G(x - x_S, y - y_S | \sigma_{PSF}), \quad (6.9)$$

donde s es el número de rayos γ detectados de la fuente. Esta aproximación supone que la fuente es puntual. Parametrizar S como una sola gaussiana es posible siempre que las observaciones sean durante poco tiempo. Pero de todos modos, aunque la observación sea durante mucho tiempo, el método sigue siendo válido con la condición de que el correspondiente x_S, y_S tenga una distribución de medida cero debido al hecho de que la transformación dada por la ecuación (6.6) es lineal.

Con esta suposición, la estimación dada por la ecuación (6.6) es obtenida de la forma

$$\begin{aligned} B^*(x, y) &= 2 \cdot G(\sqrt{2}\sigma_B) \cdot (B(x, y) + S(x, y)) - G(\sigma_B) \cdot (B(x, y) + S(x, y)) = \quad (6.10) \\ &\sum_{i=1}^N \left(2b_i \cdot G\left(x - x_i, y - y_i | \sqrt{(\sigma_i^B)^2 + 2\sigma_B^2}\right) - b_i \cdot G\left(x - x_i, y - y_i | \sqrt{(\sigma_i^B)^2 + \sigma_B^2}\right) \right) + \\ &\left(2s \cdot G\left(x - x_S, y - y_S | \sqrt{\sigma_{PSF}^2 + 2\sigma_B^2}\right) - s \cdot G\left(x - x_S, y - y_S | \sqrt{\sigma_{PSF}^2 + \sigma_B^2}\right) \right). \end{aligned}$$

Eligiendo un valor de σ_B para cualquier i tal que

$$(\sigma_i^B)^2 \gg \sigma_B^2 \quad (6.11)$$

entonces

$$\sqrt{(\sigma_i^B)^2 + \sigma_B^2} = \sigma_i^B \cdot \left(1 + O\left(\frac{\sigma_B^2}{(\sigma_i^B)^2}\right) \right). \quad (6.12)$$

En consecuencia, tenemos que la ecuación (6.10) puede ser escrita como

$$\begin{aligned} B^*(x, y) &\simeq \underbrace{\sum_{i=1}^N b_i \cdot G(x - x_i, y - y_i | \sigma_i^B)}_{B(x, y)} + O\left(\frac{\sigma_B^2}{(\sigma_i^B)^2}\right) + \quad (6.13) \\ &\underbrace{+ 2s \cdot G\left(x - x_S, y - y_S | \sqrt{\sigma_{PSF}^2 + 2\sigma_B^2}\right) - s \cdot G\left(x - x_S, y - y_S | \sqrt{\sigma_{PSF}^2 + \sigma_B^2}\right)}_{S^*(x, y)}, \end{aligned}$$

donde definimos la función S^* como la suma de los dos últimos términos de la ecuación y el término $O(\epsilon)$ se trata de una función del orden de ϵ .

Con esto, la señal estimada se puede escribir usando la ecuación anterior de la forma

$$M(x, y) - B^*(x, y) = S(x, y) - S^*(x, y) + O\left(\frac{\sigma_B^2}{(\sigma_i^B)^2}\right). \quad (6.14)$$

La figura 6.8 representa la función $S(x, y) - S^*(x, y)$ escalada tal que $S(x_S, y_S) = 1$, donde se muestra que para σ_B bastante grande es una buena aproximación para $S(x, y)$. La figura 6.9 muestra las funciones $S(x, y)$ y $S(x, y) - S^*(x, y)$ para el caso de $\sigma_B = \sigma_{PSF}$, el cual es elegido para el modelo de estimación del fondo para MAGIC-I, es decir, para el método *Model*.

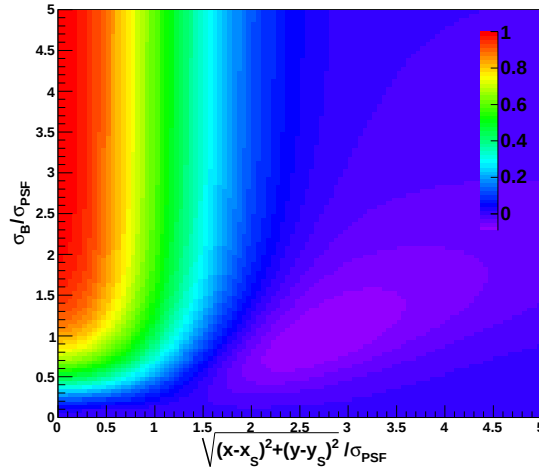


Figura 6.8: Gráfico de la función $(S(x, y) - S^*(x, y))2\pi/s$ como una función de la distancia al punto x_S, y_S y el cociente σ_B/σ_{PSF} .

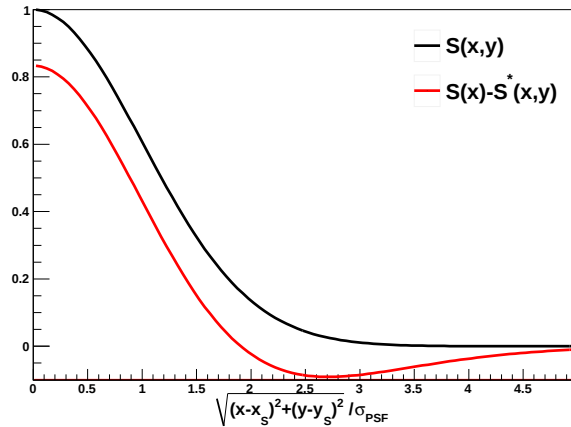


Figura 6.9: Gráfico de las funciones $S^*(x, y) = (S(x, y) - S^*(x, y))2\pi/s$ y $S(x, y)2\pi/s$ como una función de la distancia al punto x_S, y_S para la condición $\sigma_B = \sigma_{PSF}$.

Pero como la estimación del fondo depende de la distancia del punto al centro de la cámara, se hace necesario normalizar la estimación del fondo por la función $\Delta(r)$ definida al principio de esta sección por la ecuación (6.7), siendo $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Así, con la estimación $M(x, y) - \Delta(\sqrt{x^2 + y^2}) \cdot B^*(x, y)$ tenemos garantizado una mejor

aproximación para el caso en que no haya fuente de rayos γ en el campo de visión, que es como se ha construido este modelo. Para el caso que si exista fuente alguna, se aplica un factor de supresión de la misma a $S^*(x, y)$ gracias al procedimiento de mínimos cuadrados usado para el ajuste. Por tanto, el ajuste a la función $\Delta(r)$ resulta en un valor menor que la función $S^*(x, y)$ realmente debido al empleo del ajuste robusto, así la función $S^*(x, y)$ está suprimida en este caso.

Como una conclusión, podemos decir que $M(x, y) - \Delta(\sqrt{x^2 + y^2}) \cdot B^*(x, y)$ es una aproximación para $S(x, y)$, que en el caso de que el parámetro σ_B sea igual a σ_{PSF} subestima el valor verdadero de $S(x_S, y_S)$ por menos del 20 % cerca del punto x_S, y_S , y está lejos de aproximar el valor verdadero de $B(x, y)$. Esta aproximación con la normalización es mejor que sin ella, del orden de σ_B^2/σ_i^B . En definitiva, esta aproximación es útil para la búsqueda de fuentes en el campo de visión de MAGIC-I. Teniendo en cuenta que $\sigma_{PSF} \simeq 0.1^\circ$ por encima de 150 GeV, el valor de $\sigma_B = \sigma_{PSF}$ es un buen compromiso entre la condición de la ecuación 6.11 y la necesidad de tener un valor lo suficientemente grande para el parámetro como se ve en la figura 6.8.

De una forma sencilla, este método sigue los siguientes pasos, todos ellos aplicados a los datos de la Nebulosa del Cangrejo anteriormente mencionados observados en modo WOBBLE en enero de 2007. Primero se realiza la resta de las dos gaussianas, las cuales tienen forma de un anillo suavizado (figura 6.10) por la manera de construcción del modelo. Después al mapa en coordenadas *DISP* sin rotar, se le aplica la convolución con las dos gaussianas y se obtiene el mapa en coordenadas *DISP* del fondo estimado (figura 6.11). Una vez ya tenemos la estimación del fondo calculada, le aplicamos la normalización y proyectamos al cielo (figura 6.12). La elongación que tiene esta proyección es debido a que los datos fueron observados en modo WOBBLE, y los dos posiciones *wobble* crean esta elongación.

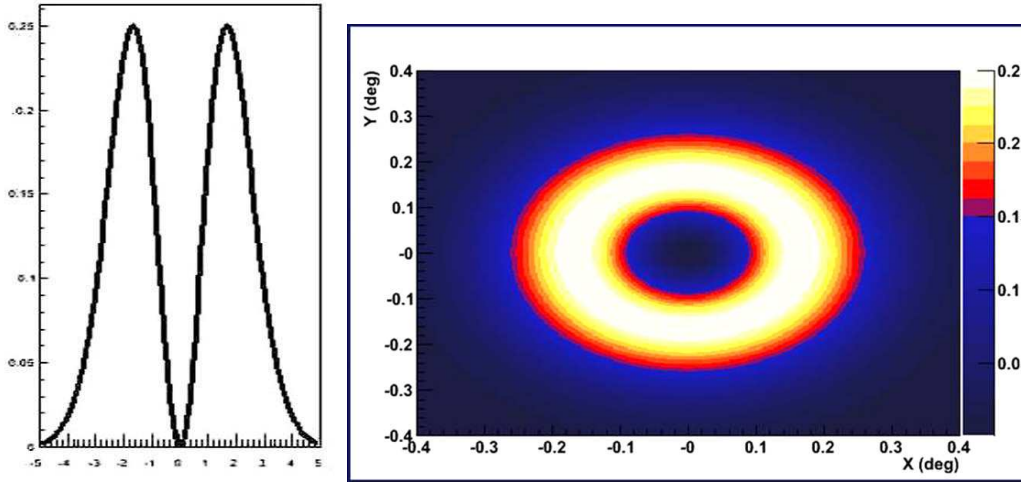


Figura 6.10: (Izquierda) Representación de la resta de las dos gaussianas empleadas para la estimación del fondo. (Derecha) Forma de anillo "suavizado" por la resta de las dos gaussianas para el método *Model*

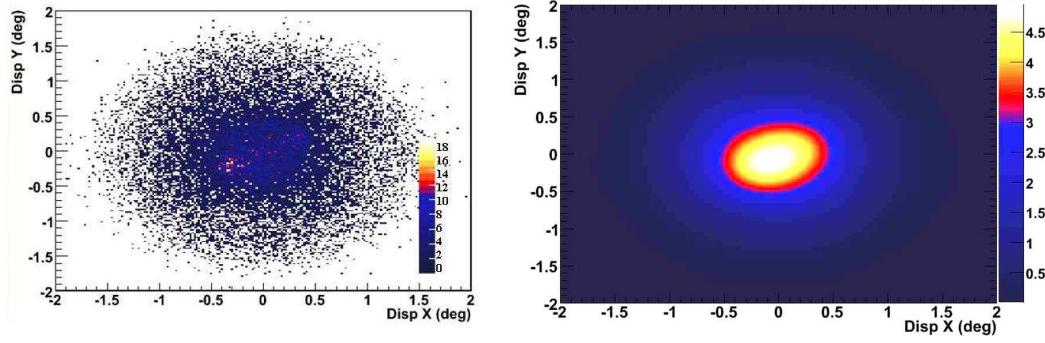


Figura 6.11: (Izquierda) Mapa de coordenadas *DISP* sin de-rotar para los datos de la Nebulosa del Cangrejo. (Derecha) Mapa de coordenadas *DISP* del fondo estimado después de aplicarle la convolución.

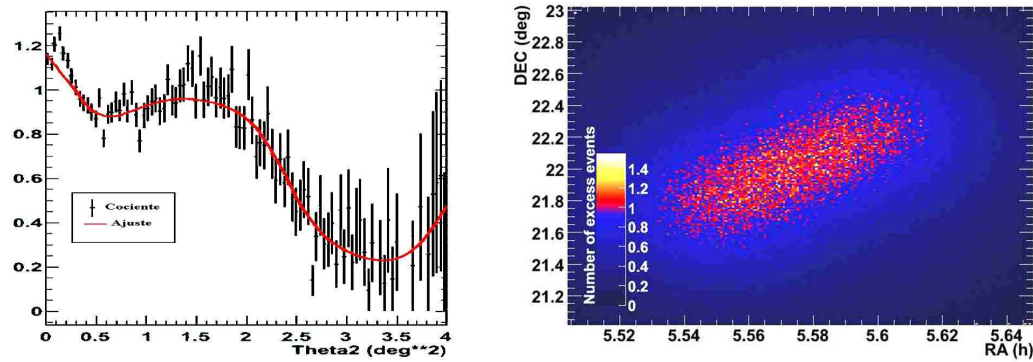


Figura 6.12: Gráfico de la normalización (izquierda) y proyección en el cielo (derecha) de la estimación del fondo construido a partir de los datos de la Nebulosa del Cangrejo.

Una vez así construido el fondo con el método *Model* obtenemos el gráfico de significancias, residuos (figura 6.13) y θ^2 (figura 6.14). Con todo ello, se obtiene una significancia de 17σ para 6.7 h de datos. Vemos que en este caso el fondo está mejor estimado en la zona donde no hay señal que usando el método *Ring*, cosa que no ocurre en la zona donde si hay señal puesto que en esta zona el método *Model* estima peor el fondo, por ello la significancia es menor.

Comparando los gráficos y los valores de significancia y sensibilidad, vemos que usando el método *Model* se obtienen mejores resultados, es decir, que el fondo está mejor estimado que con el método *Ring*. Para poder hacer la misma comparación entre los métodos *Model* y *Wobble*, hemos tenido que usar datos de la Nebulosa del Cangrejo más recientes, del año 2008, porque en las primeras versiones de MARS donde aparecía CELESTINA todavía no se podía hacer uso del método *Wobble* porque no estaba programado. Estos datos de la Nebulosa del Cangrejo fueron observados en los meses de enero, febrero y marzo de 2008 en modo WOBBLE en noche oscura y con ángulos cenitales entre 6° y 34° . Haciendo el mismo proceso de análisis para los datos, calculamos los gráficos de significancia y θ^2 usando los dos

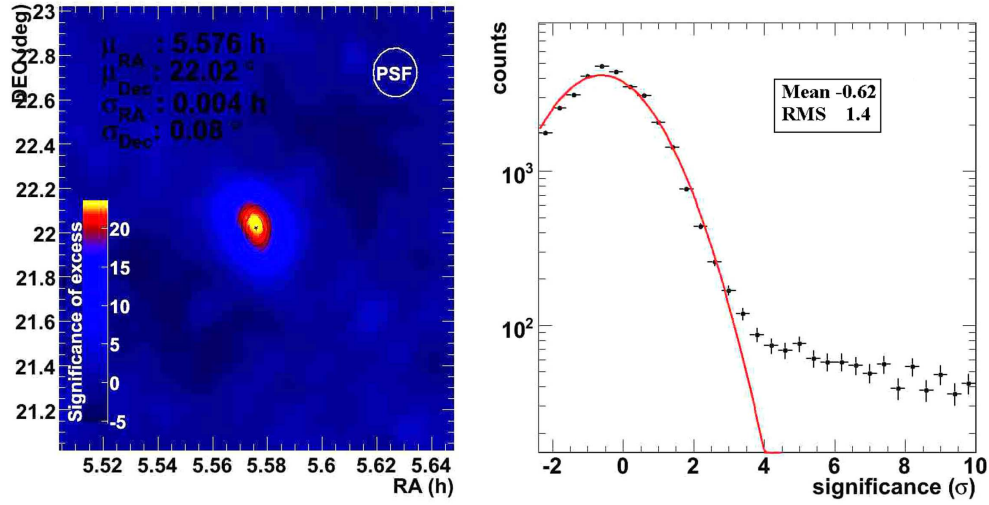


Figura 6.13: Mapa de la significancia del exceso (izquierda) y gráfico de residuos (derecha) después de aplicar el método *Model* a los datos de la Nebulosa del Cangrejo de 2007.

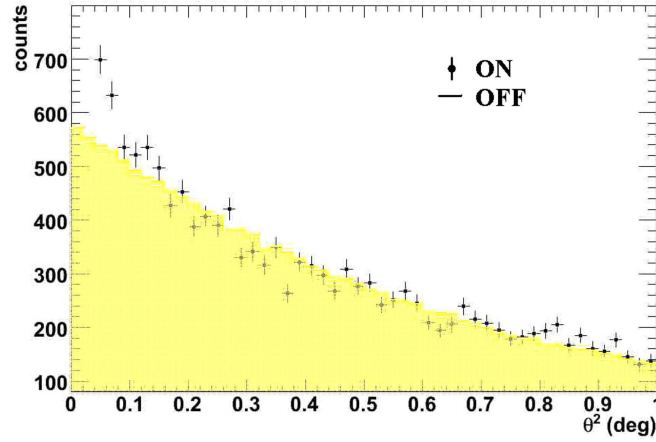


Figura 6.14: Gráfico de θ^2 después de aplicar el método *Model* a los datos de la Nebulosa del Cangrejo de 2007, siendo los puntos los datos y la zona sombreada amarilla el fondo estimado por el método *Model*. Podemos ver que en este caso el método estima mejor el fondo en la zona donde no hay señal.

métodos y éstos son los que se muestran en la figuras 6.15 y 6.16. Usando el método *Model* se obtiene una significancia de 36.19σ y para el método *Wobble* de 47.51σ , respectivamente, para 23.9 h de datos de buena calidad.

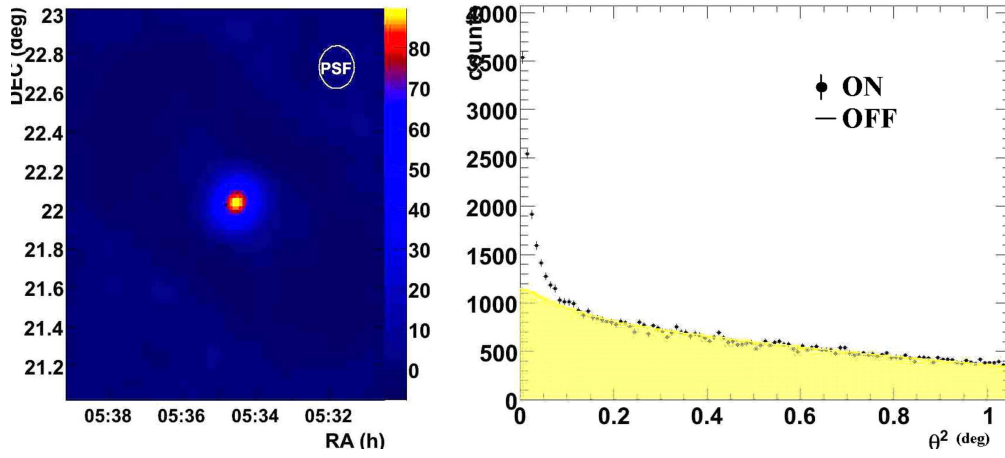


Figura 6.15: Mapa de la significancia del exceso (izquierda) y gráfico de θ^2 (derecha) después de aplicar el método *Model* a los datos de la Nebulosa del Cangrejo de 2008, siendo los puntos los datos y la zona sombreada amarilla el fondo estimado por el método *Model*.

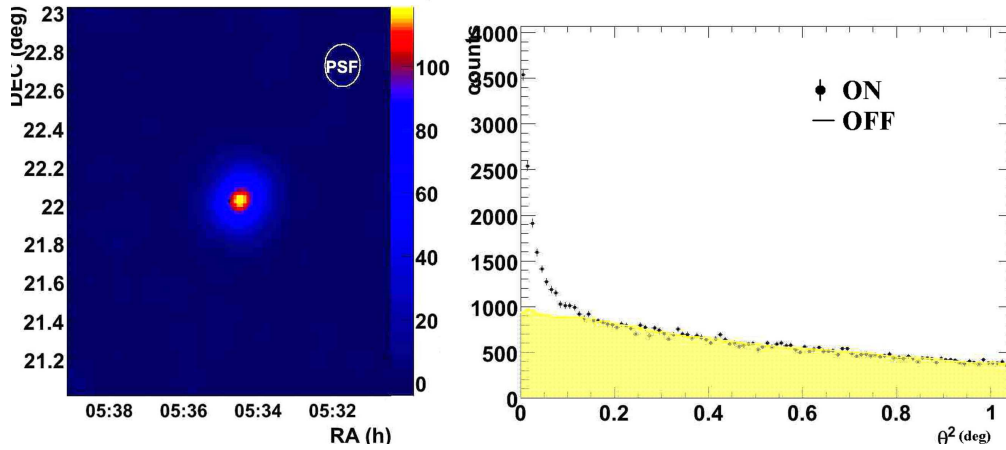


Figura 6.16: Mapa de la significancia del exceso (izquierda) y gráfico de θ^2 (derecha) después de aplicar el método *Wobble* a los datos de la Nebulosa del Cangrejo de 2008, siendo los puntos los datos y la zona sombreada amarilla el fondo estimado por el método *Wobble*.

Estudio de Remanentes de Supernova

En este capítulo se hace una descripción detallada de las fuentes objeto de análisis, que en este caso son Remanentes de Supernova, de sus características generales, así como del estudio realizado de los datos observados por MAGIC-I de las mismas. El objetivo de analizar estas fuentes es obtener los espectros, determinar si éste muestra la señal asociada a la emisión debida a interacciones de alta energía, u obtener un límite superior en el caso de que no se encuentre señal y determinar la correlación espacial con regiones densas.

7.1. Justificación de los cortes

Antes de comenzar con el análisis de cada fuente por separado, explicaremos los cortes realizados a los datos, después del cálculo de la hadronicidad y antes de ver si existe señal o no. Este comentario no fue hecho en el capítulo referente a los procesos de análisis pues, aunque son unos cortes estándar, los valores que toman dependen de las condiciones de observación de los datos. En cualquier caso, los cortes que hemos aplicado son bastante generales y básicos ($SIZE > 200$ phe ~ 140 GeV y $hadronness < 0.1$), seleccionando así la mayor parte caracterizados como gammas, permitiendo que la separación γ /hadrón no pierda eficacia y que la muestra no quede dominada por el fondo hadrónico (figuras 7.1, 7.2).

Como muestra de control utilizaremos los datos de la Nebulosa del Cangrejo observados en los meses de enero, febrero y marzo de 2008 en modo Wobble en noche oscura y con ángulos cenitales entre 6 y 34° , eliminando aquellos datos tomados con un *rate* bajo, con un alto discriminador de *trigger* y con ángulo cenital mayor de 30° . Haciendo el análisis de estos datos de una forma estándar (calibración, corte de calidad y estudio de la hadronicidad), aplicamos estos cortes en *SIZE* y *hadronness* para el cálculo del mapa de significancias y el histograma de residuos (figura 7.3). Vemos que existe una clara señal de emisión de rayos γ en esta fuente en cualquiera de los dos gráficos y en el de θ^2 (figura 7.4). En total, se tienen de esta fuente 23.9 horas de buena calidad, obteniendo una significancia de 36.19σ y una sensibilidad

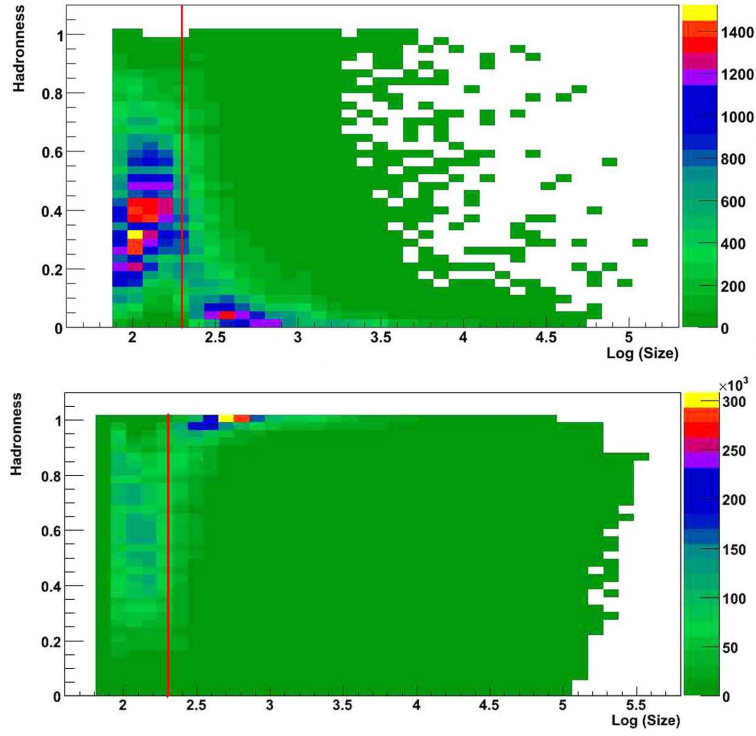


Figura 7.1: Gráfico de *SIZE* frente a *hadronness* para gammas (arriba) y de hadrones (abajo), siendo estos últimos los datos de la Nebulosa del Cangrejo observados en los primeros meses de 2008, donde la línea roja muestra el corte de *SIZE* > 200.

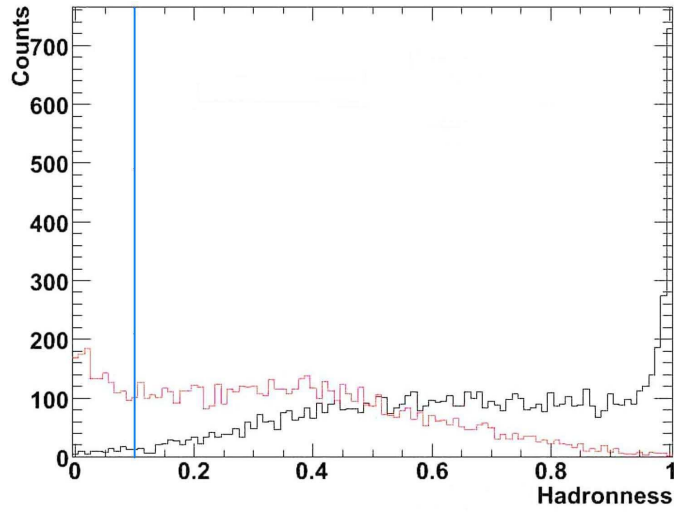


Figura 7.2: Gráfico de *hadronness* para hadrones (histograma negro) y gammas (histograma rojo), siendo éstos los datos de la Nebulosa del Cangrejo observados en los meses de enero, febrero y marzo de 2008, donde la línea azul muestra el corte de *hadronness* < 0.1.

de $2.29 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, lo que es compatible con los resultados dados por la colaboración MAGIC en el artículo referente a esta fuente (Albert et al. 2008a).

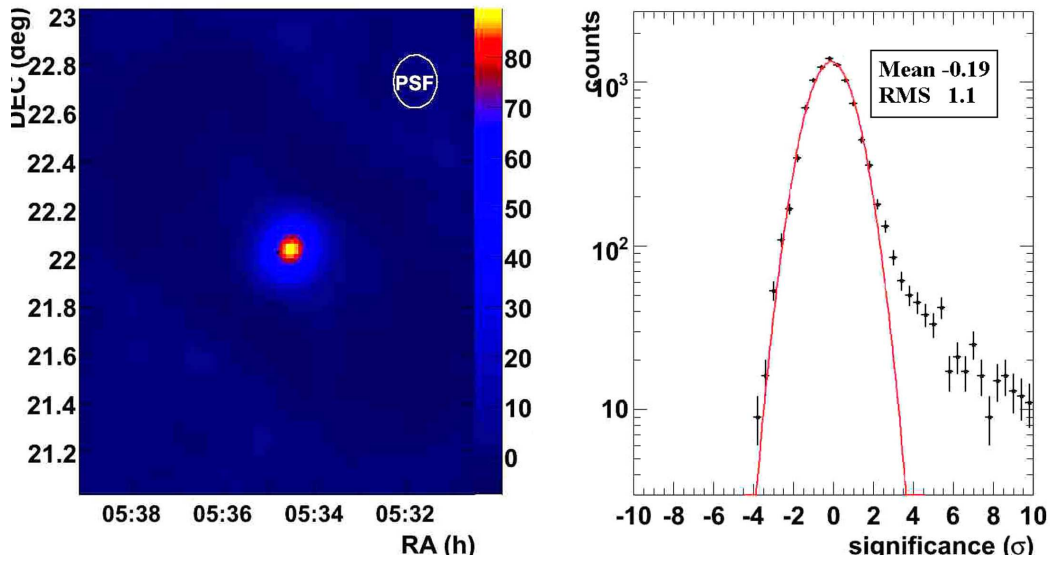


Figura 7.3: (Izquierda) Mapa de la significancia del exceso de rayos γ en la dirección de la fuente la Nebulosa del Cangrejo a partir de 150 GeV en coordenadas astronómicas usando el fondo estimado mediante el método *Model*. (Derecha) Gráfico de residuos de la significancia. Los datos no ajustados por la gaussiana (en la zona derecha de la imagen) corresponden a la señal emitida por la fuente.

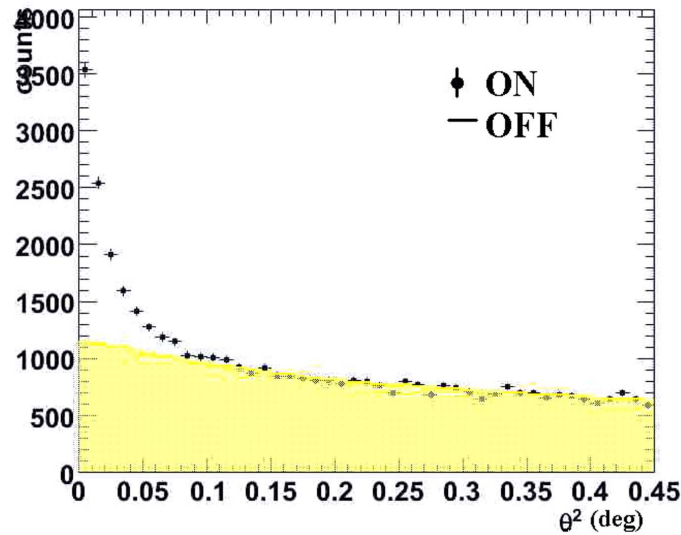


Figura 7.4: Gráfico de θ^2 para los datos de la Nebulosa del Cangrejo de 2008, donde los puntos representan los datos y la zona amarilla representa el fondo.

7.2. Caracterización y resultados de las fuentes analizadas

Un **remanente de supernova** (SNR) es la estructura nebulosa que resulta de una explosión de una estrella muy masiva. Está rodeado por una onda de choque, que consiste en material expulsado por la explosión expandiéndose, y el material interestelar que es barrido del medio interestelar durante su propagación. Hay dos rutas evolutivas posibles hacia una supernova: o bien una enorme estrella se queda sin combustible, dejando de generar energía de fusión en su núcleo, e implosiona bajo la fuerza de su propia gravedad para formar una estrella de neutrones o un agujero negro (se denominan supernovas tipo II o tipos Ib o Ic, respectivamente); o una estrella enana blanca puede acretar material de una estrella compañera hasta que alcance una masa crítica y experimenta una explosión termonuclear (explosión clasificada como supernova de tipo Ia). En cualquier caso, la explosión resultante de la supernova expulsa mucho o todo el material estelar con velocidades de hasta un 1 % de la velocidad de la luz. Cuando este material colisiona con el gas circundante o interestelar, forma una onda de choque que puede calentar el gas a altas temperaturas de hasta diez millones de Kelvin, formando un plasma.

Para más detalles sobre los remanentes de supernova ver la sección 2.4.1. Los remanentes de supernova, teniendo en cuenta el mecanismo de aceleración de Fermi (apéndice A), son lugares idóneos para la aceleración de los rayos cósmicos de muy alta energía. El descubrimiento de los lugares de aceleración de los rayos cósmicos podría permitir estudiar el mecanismo de aceleración *in situ* y su comparación con los modelos teóricos, así como profundizar en el conocimiento general del tipo de objetos en que se englobasen las fuentes.

Observaciones en el rango de energía del TeV de SNRs, y sobre todo de aquellas que pudieran espacialmente coincidir con alguna fuente de EGRET, son uno de los principales objetivos científicos de MAGIC-I. Su sensibilidad y su resolución espacial ayudarían a verificar si el principal mecanismo de producción de fotones de muy alta energía en las vecindades de los SNRs es por decaimiento de piones neutros debido a la aceleración de hadrones. Basados en un estudio sistemático del ambiente molecular alrededor de ciertos pares de fuentes SNR-EGRET (Torres et al. 2003), se propusieron para MAGIC-I varios remanentes para su observación, que son justamente las fuentes de esta tesis: IC443, W66 y W44 (figura 7.5, figura 7.6, figura 7.7). Estos son tres casos interesantes del hemisferio norte, que presentan interacciones con el material molecular cercano y coinciden espacialmente con una fuente EGRET y dos de ellos tienen un púlsar en el campo de visión, que podrían estar asociados con el remanente.

Las fuentes observadas por el telescopio MAGIC-I y analizadas en esta tesis han sido cinco: 3 Remanentes de Supernova, un cúmulo abierto (M13) y una región de formación estelar (M42). Los resultados del análisis de estas dos últimas fuentes estudiadas serán expuestos en el capítulo 8. Las fuentes han sido observadas en diferentes modos de observación, e incluso antes y después de la actualización del sistema de lectura. Vemos los tipos de datos, la fecha y horas de observación, horas



Figura 7.5: Imagen en el óptico de los remanentes IC443 con IC444 junto a las estrellas η y μ Gem.



Figura 7.6: Imagen en infrarrojo de W44 por Spitzer. El remanente aparece en color verde más brillante que el medio interestelar porque el canal 2 del instrumento es mucho más brillante en la concha de la remanente que en las zonas del medio interestelar circundante.

finales para el análisis y si hubo o no detección de la fuente observada en la tabla 7.1. En la primera columna de esta tabla se introduce el nombre de todas las fuentes de estudio en esta tesis (**Fuente**). En la segunda columna (**Sist. L.**), se informa con el nombre *Siegen* si los datos son antes de la actualización y con *MUX* después de la actualización del sistema de lectura. En la siguiente columna se expresan los distintos meses y año de las observaciones (**Fecha**). En las siguientes columnas, se expresan una aproximación de las horas de observación totales (**H. Obs.**) y las de

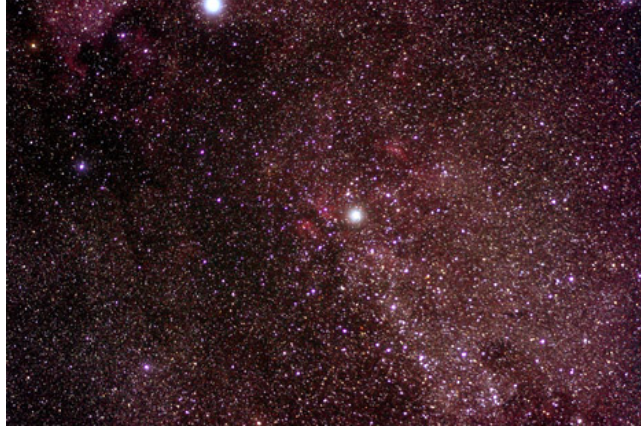


Figura 7.7: Imagen óptica de W66 con la estrella γ Cyg en el centro de la imagen y la estrella α Cyg en la parte superior.

buena calidad (**H. Anal.**) con las que se ha realizado el análisis, obtenidas para cada fuente en cada período de observación. La penúltima columna muestra el modo de observación de los datos (**Modo Obs.**). Con la palabra *WOBBLE* indica que los datos han sido tomados según este modo de observación, *ON-OFF* significa que la fuente ha sido tomada en modo ON y los datos usados para estimar el fondo correspondiente a esa fuente en modo OFF. Además, el modo *ON-OFF(sum)* significa que la fuente ha sido observada en modo ON-OFF pero usando el *sumtrigger*. Para terminar, la última columna (**Detección**) nos indica si hubo o no detección de señal de rayos γ con las palabras SI o NO, y con HS queremos diferenciar el caso donde hubo algún *hot spot* significativo que nos indujo a realizar alguna nueva observación.

Tabla 7.1: Tipos de datos para las fuentes observadas

Fuente	Sist. L.	Fecha	H.Obs.($\sim$)	H.Anal.($\sim$)	Modo Obs.	Detección
IC443	Siegen	12/2005-01/2006	9.7	6.3	ON-OFF	HS
IC443	Siegen	12/2006-01/2007	37	29	WOBBLE	SI
W44	Siegen	07-08/2005	15.7	13.9	ON-OFF	NO
W44	MUX	07-08/2008	8.7	6.2	ON-OFF(sum)	NO
W66	Siegen	07/2005	14.5	9	ON-OFF	HS
W66	Siegen	04-07/2006	24.8	17.9	WOBBLE	NO
W66	MUX	07-08/2008	14.5	11	WOBBLE	HS

Para todas las fuentes de estudio de esta tesis se ha hecho una visión de las mismas "mirando al cielo", es decir, se estudia para cada una de ellas cual es la constelación en la que está localizada si miráramos al cielo en dirección a las coordenadas de cada fuente. Este estudio puede verse en el apéndice D. A continuación, en apartados separados se presentan los resultados del análisis para cada remanente observado.

7.2.1. Análisis de IC443

IC443 (G189.1+03.0, 3EG J0617+2238) es un remanente de supernova de tipo concha con un diámetro de 45 minutos de arco, que se encuentra a una distancia de 1.5 kpc aproximadamente, con una edad de 2800-3400 años y sus coordenadas son (Ra, Dec = $6^h 17^m 12^s$, $+22^\circ 37' 48''$).

En los estudios tanto de emisión en óptico como en radio aparecen dos medias conchas (Lasker et al. 1990, Leahy 2004, figura 7.8). Concretamente, Leahy (2004) obtuvo diferentes índices espectrales según la zona del remanente estudiada y concluyó que la apariencia de dos medias conchas es debido a un anillo de gas molecular situado en la unión de las mismas. La emisión de radio en 1420 MHz revela varias estructuras en la región, que coinciden con las vistas en óptico y después con ROSAT. Además, la identificación de la emisión de rayos X como un remanente de supernova (Asaoka & Aschenbach 1994) es también confirmada en este estudio. En radio, este remanente tiene un índice espectral de 0.36 y una densidad de flujo de 160 Jy a 1 GHz (Green 2004, Green 2006).

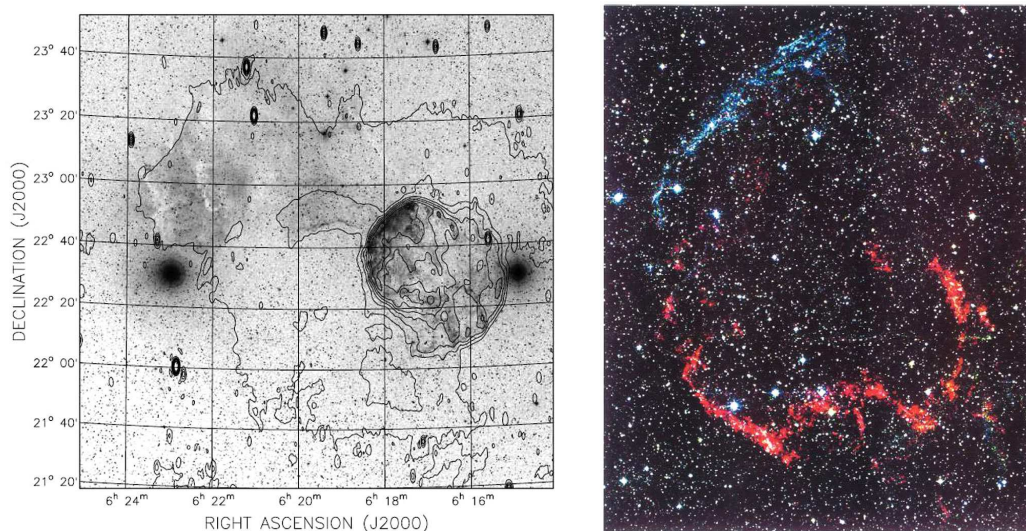


Figura 7.8: (Izquierda) Imagen en óptico de DSS con contorno de 1420 MHz superpuestos. (Derecha) Imagen de 2MASS de IC443 en las bandas J (azul), H (verde), K_s (rojo), mostrando el contraste entre el anillo del noreste (J, H) y el del sur (K_s), estando el primero dominado por emisión de Fe y el segundo por líneas de H_2 .

También en imágenes 2MASS se ve la región de interacción con varios grupos densos de materia (Rho et al. 2001, figura 7.8). El anillo de gas molecular con el que está interactuando el remanente tiene una densidad de 10^4 nucleones/cm³ y una masa total de $500 M_\odot$. La onda de choque se propaga dentro del gas molecular con una baja velocidad (30 km/s) y el gas radia principalmente en líneas H_2 en el infrarrojo, pudiendo verse las dos medias conchas diferenciadas. Pero también existe una parte del gas que está en quietud, siendo ésta diez veces de mayor densidad que

el gas excitado. Por otro lado, Claussen et al. (1997) realizaron un estudio sobre máseres en tres remanentes de supernova, obteniendo para IC443 la presencia de emisión de un máser en 1720 MHz OH.

También es una fuente emisora de rayos X y fue observada por ROSAT (Asaoka & Aschenbach 1994), ASCA (Keohane et al. 1997), XMM (Troja et al. 2006) y Chandra (Olbert et al. 2001, Gaensler et al. 2006, figura 7.9). Según Olbert et al. (2001), en la parte sur del remanente existe una fuente puntual de rayos X blandos (un púlsar) que tiene asociada una nebulosa de rayos X duros extendiéndose hacia el noreste desde el púlsar, con una forma de cola. La nebulosa es de 3' de longitud y 1.5' de ancho y coincide con un pequeño brillo en la imagen de 1420 MHz. El púlsar tiene una edad de 3×10^4 años, basada en la velocidad y distancia al centro de IC443, lo que es mucho mayor que la edad del remanente. Por lo tanto, al no tener aproximadamente la misma edad, el púlsar no puede ser el objeto compacto de la supernova.

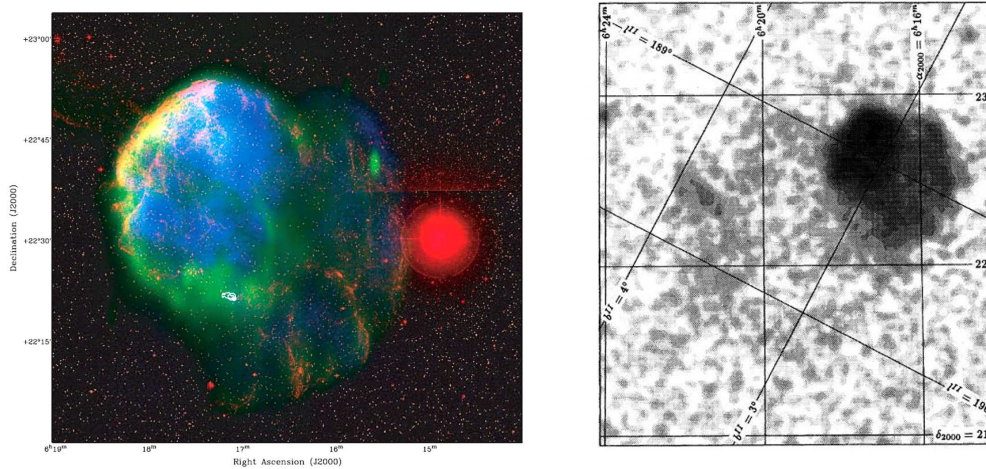


Figura 7.9: (Izquierda) Imagen multibanda de SNR IC443 y de PWN G189.1+03.0. El color rojo muestra la emisión en 670 nm del segundo *survey* del cielo del observatorio Palomar, el color verde muestra los datos de radio en 1.4 GHz tomados por el telescopio Dominion Radio Astrophysical Observatory Synthesis, el color azul muestra los datos de ROSAT en 0.1-2.4 keV rayos X, los contornos blancos muestran los datos de Very Large Array en 8.5 GHz para el púlsar y su nebulosa en forma de cola y el gran punto rojo es la estrella η Gem. (Derecha) Imagen de campo ancho para IC443 y para SNR G189.6+3.3 durante el *survey* de todo el cielo por ROSAT.

Troja y colaboradores (2006) presenta los resultados del análisis de los datos de XMM Newton concluyendo que existe una nube molecular gigante localizada en un primer plano, es decir, está entre nosotros y el remanente, y es la responsable de la absorción de rayos X. La principal emisión de rayos X se encuentra localizada en la zona noreste de la media concha superior pues esta zona en concreto está interactuando con una nube atómica exterior situada delante del remanente. Esta nube tiene una masa de $\sim 1.1 \times 10^4 M_{\odot}$, con escalas lineales de pocos parsecs y densi-

dades de unos pocos cientos de partículas por cm^3 , que está absorbiendo radiación en óptico y en rayos X (Lasker et al. 1990). Con lo que delante del remanente existe un gran escenario molecular conteniendo la nube y algunos grupos densos de materia. Algunas de estas observaciones se pueden resumir en la figura 7.10 donde se puede apreciar una reconstrucción de la forma de este remanente y el anillo de gas molecular que lo divide en dos.

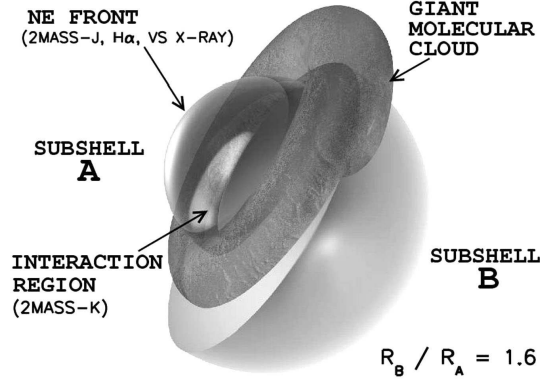


Figura 7.10: Imagen para IC443 que resume las detecciones en las longitudes de onda estudiadas y donde se puede ver claramente las dos medias conchas en las que está dividido el remanente por el anillo de gas molecular.

Este remanente, en la banda de energía entorno a los 100 MeV, fue detectado por EGRET y denominado 3EGJ0617+2238, con un flujo medido de $(51.4 \pm 3.5) \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e índice espectral de 2.01 ± 0.06 (Hartman et al. 1999, Sturmer & Dermer 1995). La colaboración Whipple (Holder et al. 2005) tiene establecido un límite superior por encima de los 500 GeV para la posición de la nebulosa de $0.6 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (0.11 Crab) y para la posición del máser en $0.8 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (0.14 Crab). También la colaboración CAT (Khélifi 2003) tiene establecido un límite superior por encima de los 250 GeV para la posición de la nebulosa en $0.9 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ y para la posición de la fuente EGRET en $1.0 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Las últimas observaciones en rayos γ de este remanente corresponden a Fermi (Abdo et al. 2009b), realizadas en los meses de agosto, septiembre y octubre de 2008, operando en modo de un survey del cielo. Concretamente para este remanente encuentran una fuente OFGL J0617.4+2234 asociada con una nebulosa de un púlsar o con el remanente de coordenadas (Ra, Dec = 94.356° , $+22.568^\circ$) en la dirección de IC443, con un flujo medido entre 100 MeV y 1 GeV ($\log_{10} E = 2 - 3$) de $50.7 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ y entre 1 GeV y 100 GeV ($\log_{10} E = 3 - 5$) de $36.2 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Estas medidas son consistentes con las realizadas por EGRET. También la colaboración AGILE (Pittori et al. 2009) ha detectado esta fuente denominada 1AGL J0617+2236 en las coordenadas (Ra, Dec = $6^h 17^m 21.7^s$, $+22^\circ 36' 14.2''$) asociándola con la fuente EGRET y con el remanente IC443, con un flujo medio de $69 \pm 9 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ por encima de 100 MeV.

Resultados del análisis

Este remanente ha sido observado por MAGIC-I en dos ocasiones. El primer periodo fue en diciembre 2005 y enero de 2006, en modo ON-OFF y ángulos cenitales entre 6° y 19° , resultando en 9.7 horas de observación. Los datos para esta fuente fueron calibrados usando el filtro digital y el limpiado absoluto sin uso de los tiempos de llegada. Después se han realizado los cortes de calidad, descartando aquellos sucesos tomados bajo malas condiciones atmosféricas y con un bajo ritmo de detección. Se realiza el correspondiente estudio de hadronicidad usando para el RF los parámetros de *SIZE*, *WIDTH*, *LENGTH*, *M3LONG*, *CONC* y alguna combinación de los mismos. Seguidamente, se realiza un corte en *SIZE* > 200 y de *hadronness* < 0.1 en los datos para el cálculo de la señal. La dirección de llegada de los rayos γ primarios en coordenadas de cielo fue estimada usando el método *DISP* y los gráficos de significancia, residuos y θ^2 fueron calculados usando el método *Ring* para estimar el fondo.

Obtenemos así 6.3 horas de datos de buena calidad y de su análisis resultó la detección de una señal, que no estaba centrada en las coordenadas del remanente (figura 7.11), con una significancia de 3σ , un valor que está en el límite de demostrar que esa señal es real o no, es decir, corresponden con la emisión de rayos γ de la fuentes o corresponde a fluctuaciones del fondo.

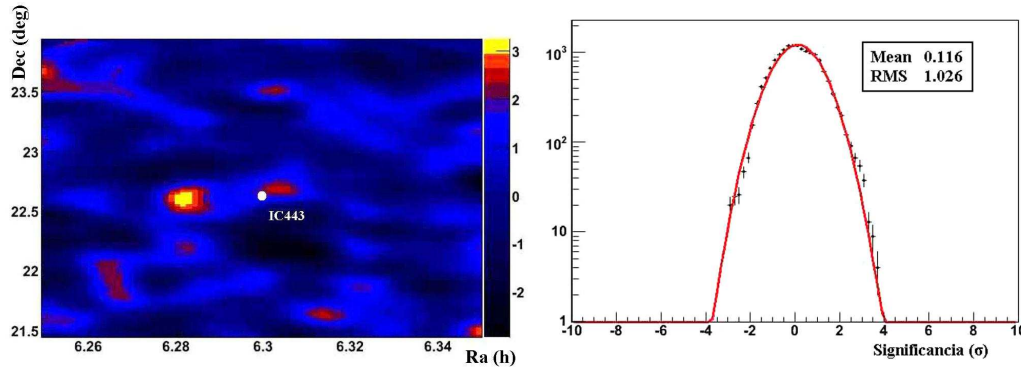


Figura 7.11: (Izquierda) Mapa de la significancia del exceso de rayos γ en la dirección de la fuente IC443 a partir de 150 GeV en coordenadas astronómicas, donde se puede ver que existe un *hot spot* no centrado en la dirección del remanente. (Derecha) Gráfico de residuos de la significancia donde se ve que los datos son compatibles con fluctuaciones del fondo pues son bien ajustados por la gaussiana centrada en cero y de anchura uno. Existe una pequeña zona que sobresale por encima de la gaussiana que está asociada con la posible señal detectada.

Con lo que se hizo necesaria una segunda observación para poder confirmar esta señal. Éstas fueron hechas en diciembre de 2006 y enero de 2007, para verificar la existencia de esa señal. En el segundo periodo de observación fueron tomadas aproximadamente unas 37 horas de datos con ángulos cenitales entre 6° y 31° , en modo WOBBLE y con el sistema *Siegen*, puesto que el sistema *MUX* en aquella época se encontraba en fase de pruebas y no era viable todavía. Los datos para

esta fuente fueron calibrados usando el filtro digital y el limpiado absoluto sin uso de los tiempos de llegada. Después se realizaron los cortes de calidad, descartando aquellos sucesos tomados bajo malas condiciones atmosféricas, con un bajo y alto ritmo de detección y los datos con ángulos cenitales mayores de 30° , quedándonos con 29 horas de datos de buena calidad (figura 7.12).

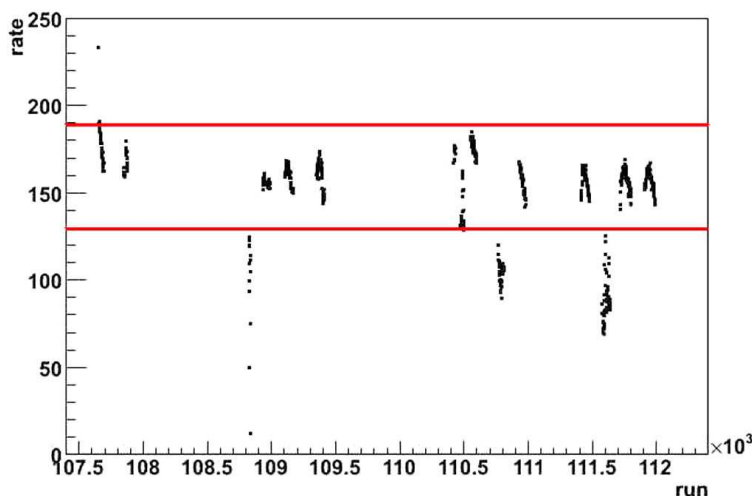


Figura 7.12: Gráfico del número de *run* frente al valor del *rate* para IC443. Han sido eliminados en este caso los *runes* con un *rate* mayor de 190 y menores de 130 (líneas rojas), como uno de los cortes aplicados a estos datos.

A continuación, siguiendo la cadena de los procesos de análisis, se realiza el correspondiente entrenamiento de la hadronicidad usando el RF. La dirección de llegada de los rayos γ primarios en coordenadas de cielo fue estimada usando el método *DISP* y los gráficos de significancia, residuos y θ^2 fueron calculados usando el método *Ring* para estimar el fondo, porque en aquellos momentos no existía el método *Model* para estimar el fondo que se ha usado en el resto de fuentes.

Tras seleccionar la muestra de candidatos de rayos γ usando la hadronicidad, se obtiene el gráfico de θ^2 (figura 7.13) y el *skymap* en coordenadas galácticas (figura 7.14), viendo que existe un exceso en el gráfico para θ^2 centrado en cero (posición de la fuente) incompatible con fluctuaciones del fondo como se ve en gráfico de residuos (figura 7.15), puesto que existe una parte de los datos que la gaussiana centrada en cero y de anchura uno no puede ajustar. Por lo tanto, para IC443 existe una señal de rayos γ con una significancia de 5.7σ , para un corte de $\theta^2 < 0.05$, apropiado para fuentes no identificadas. El error en la posición es de $1.5'$ y el error sistemático debido al apuntado y a la estimación del fondo es de $1'$. Dentro de los errores, esta nueva fuente es puntual y además coincide con la posición del *hot spot* detectado en las primeras observaciones.

La señal detectada no coincide espacialmente con la localización de la fuente EGRET, puesto que la de ésta es el centro del remanente y la nueva fuente detectada se encuentra al sur de la misma, pero es consistente con ella dentro de

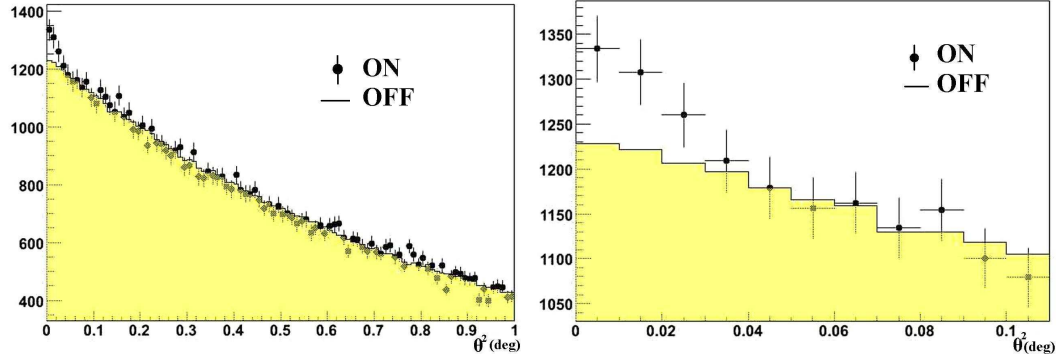


Figura 7.13: (Izquierda) Histograma comparativo entre la señal (ON - puntos negros) y el fondo (OFF - zona amarilla) de la distribución de los sucesos en función de la distancia angular al cuadrado θ^2 , viendo que existe exceso en la posición de la fuente representada en el punto cero. (Derecha) Ampliación de la zona donde se encuentra la fuente para ver claramente el exceso existente.

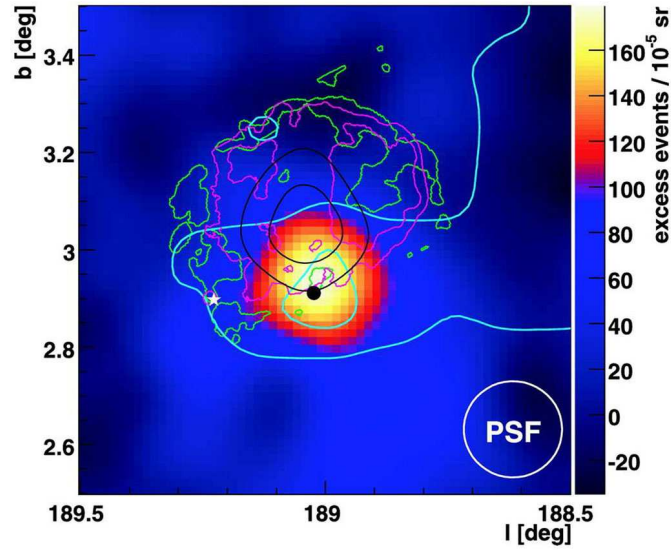


Figura 7.14: Mapa del exceso de rayos γ en la dirección de la fuente a partir de 150 GeV en coordenadas galácticas, donde se puede ver que existe señal significativa. Superpuestos están los contornos de ^{12}CO (azul), de 20 cm de radio VLA (verde), de rayos X de ROSAT (rosa) y de rayos γ de EGRET (negro) para el 68 % y 95 %. La estrella blanca representa la posición del pulsar CXOU J0617+2221 y el punto negro la del máser 1720 MHz OH.

los errores. Concretamente, la posición de esta nueva fuente está localizada en la posición de la nube molecular gigante enfrente del SNR y ha sido denominada como MAGICJ0616+225 (Albert et al. 2007b) con coordenadas (Ra, Dec = $6^h 16^m 43^s$, $+22^\circ 31' 48''$). El flujo diferencial de rayos gamma para esta fuente es consistente con una ley de potencias y viene dado por $dN_\gamma/(dAdtdE) = (1.0 \pm 0.2)$

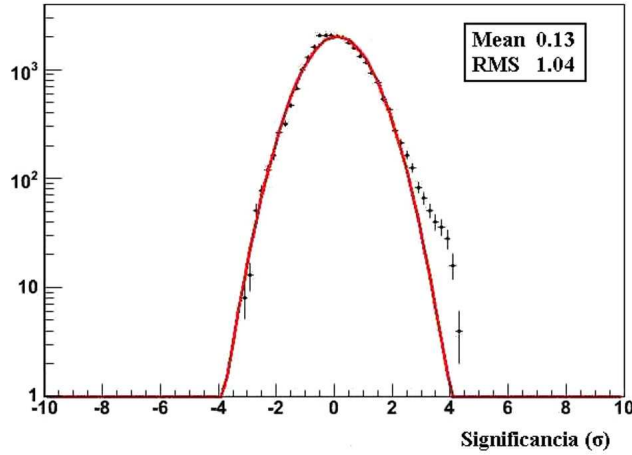


Figura 7.15: Gráfico de residuos de la significancia donde se ve que existe una zona no ajustada por la gaussiana centrada en cero de anchura uno que representa los datos compatibles con fluctuaciones del fondo. Los datos no ajustados por la gaussiana corresponden a la señal emitida por la fuente.

$\times 10^{-11} (E/0.4\text{TeV})^{(-3.1\pm 0.3)} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$, que es consistente con los límites de Whipple y CAT. En la figura 7.16 se representa el espectro de rayos γ reconstruido después de aplicar la corrección por la resolución en energía (*unfolding*, ver sección 5.6.3). Las barras horizontales representan el tamaño del intervalo de energía y los puntos son ajustados por la ley de potencias anterior. El flujo integral de esta nueva fuente por encima de 100 GeV es de 6.5 % del flujo de la Nebulosa del Cangrejo y por encima de 300 GeV es de 2.8 %.

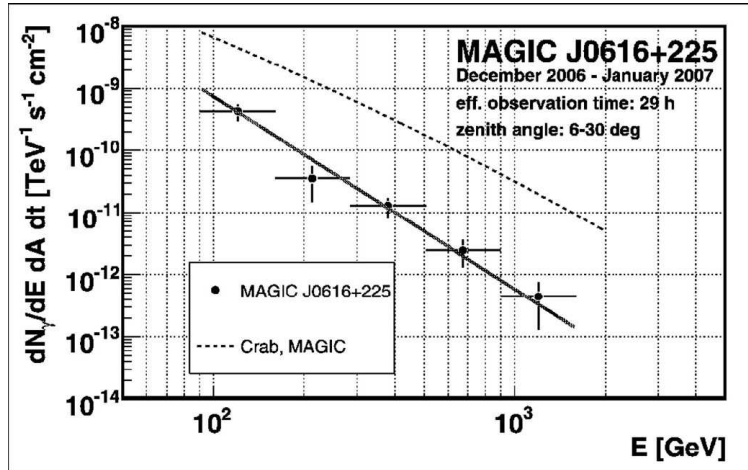


Figura 7.16: Espectro de rayos γ de muy alta energía. La línea continua representa un ajuste de los puntos a una ley de potencias y la línea de puntos representa el espectro de la Nebulosa del Cangrejo (Crab) medido por MAGIC-I.

Como se ha dicho anteriormente, esta nueva fuente detectada por MAGIC-I está desplazada con respecto a la posición de la fuente EGRET, hacia el sur, cercana al contorno del 95 % de nivel de confianza de la detección de EGRET. Extrapolando el espectro de la fuente EGRET en rangos de muy alta energía, obtenemos un flujo mayor y un espectro más duro del aquí observado por MAGIC-I, demostrando que la extrapolación directa de medidas de menor energía en rango de muy alta energía no da siempre una estimación correcta (Funk et al. 2008). Estudios anteriores de IC443 sugieren que la emisión en energías del GeV es debido al *bremsstrahlung* relativista (Bykov et al. 2000) o que la emisión en radio vista en los bordes de la SNR y la fuente EGRET localizada en el centro deben estar asociadas (Butt et al. 2003). Por otro lado, Bocchino & Bykov (2001) sugieren que la fuente emisora en GeV podría ser el púlsar CXOU J061705.3+222127 y su nebulosa. Bartko & Bednarek (2008) sugieren que la nebulosa del púlsar podría estar conectada con la detección de MAGIC-I si ese púlsar en un principio estaba en el centro del SNR y a medida que el remanente evoluciona, el púlsar viaja hasta su posición actual mientras acelera partículas con su interacción con la nube molecular.

La fuente EGRET está localizada en el centro del remanente mientras esta nueva fuente de rayos γ está localizada más al sur, en directa correlación con la nube molecular. La relación entre esta nube molecular y la fuente EGRET ya fue explicada en Torres et al. (2003). Como se puede ver en la figura 7.14, la mayor intensidad de CO está sobreimpuesta directamente en la posición central de esta fuente detectada por MAGIC-I. También uno de los máseres detectados por Claussen et al. (1997), coincide espacialmente con esta fuente. La emisión máser es un indicador de un choque en el ambiente con densidad de materia alta, el cual se supone que es debido a la colisión de moléculas excitadas de H_2 calentadas por el choque. Además es difícil pensar en la hipótesis del *bremsstrahlung* como origen de la fuente EGRET porque las emisiones de radio, rayos X y óptica no coinciden con la posición de EGRET sino más hacia el exterior del remanente. Sin embargo, la radiación de muy alta energía de rayos γ observada aquí puede ser debida al decaimiento de piones neutros de interacciones entre el remanente y la nube molecular, la cual se encuentra entre nosotros y el remanente. Una posible distancia entre la nube y el remanente explicaría la pendiente del espectro medido (Albert et al. 2007b).

La colaboración VERITAS (Acciari et al. 2009) ha observado este remanente por 37.9 h durante 2007 detectando emisión por encima de 300 GeV resultando en un exceso con una significancia de 6.8σ para la localización de la fuente MAGIC J0616+225, con un centroide situado en $6^h 16^m 51^s + 22^\circ 30' 11'' \pm 0.03_{stat} \pm 0.08_{sys}$ consistente con las coordenadas de la fuente que hemos dado y con una extensión de $0.16^\circ \pm 0.03_{stat} \pm 0.04_{sys}$. De su estudio también obtienen un índice espectral de $2.99 \pm 0.38_{stat} \pm 0.30_{sys}$ y un flujo integral por encima de 300 GeV de $(4.63 \pm 0.90_{stat} \pm 0.93_{sys}) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, lo que significa un 3.2 % del flujo de la Nebulosa del Cangrejo, consistente con el valor dado en nuestro estudio.

Por último, Torres et al. (2008) propone un modelo donde la diferencia entre las posiciones de EGRET y de esta nueva fuente detectada por MAGIC-I tienen un ori-

gen físico, el cual es generado por las diferentes propiedades del espectro de protones en las diferentes localizaciones. Concluyen que la fuente de MAGIC-I es consistente con la interpretación de interacciones de rayos cósmicos con la nube molecular localizada enfrente del remanente, pero sin una contrapartida a bajas energías porque concretamente la emisión de alta energía de esta fuente sería la emisión retrasada de rayos cósmicos difundiéndose del remanente. Este modelo predice que el remanente tiene una parte envolviendo la nube molecular y otra parte en el medio interestelar, con lo que la emisión a bajas energías de EGRET provendría de la interacción del remanente con el medio y para la fuente de MAGIC-I con la nube molecular.

7.2.2. Análisis de W66

W66 (SNR G078.2+00.1, γ Cygni, Sadr) es un remanente de supernova de tipo concha de 60 minutos de arco de tamaño, con una edad estimada de 5400 años, a una distancia de 1.5 kpc y sus coordenadas son (Ra, Dec = 20^h 20.8^m, +40° 25'). Este remanente está localizado en la región de Cygnus (una compleja región de grupos de gas y polvo masivos) y cercano a la asociación Cyg OB2.

La estructura de tipo concha fue establecida por Higgs et al. (1977), dando un índice espectral en radio 0.54 ± 0.02 y donde se pueden apreciar en la figura 7.17 la señal de radio siendo ésta más brillante en la zona sureste y noroeste de la remanente (Wendker et al. 1991). Un estudio más reciente de Ladouceur y Pineault (2008) muestra que existen variaciones en el índice espectral en radio. En su análisis, primero sustraen la emisión termal haciendo uso de la correlación entre el continuo infrarrojo en 60 μ m y el radio continuo en 1420 MHz; segundo obtienen el índice espectral continuo entre 408 y 1420 MHz y luego aplicando una técnica de tomografía, investigan las variaciones del índice espectral. Ellos obtienen así unas variaciones de este índice siendo de menor valor en las zonas oeste y noroeste (0.40), y mayores (0.80) en las zonas sur, donde precisamente el continuo en radio es mayor. El índice espectral medio para todo el remanente es de 0.75 ± 0.03 , pero sin la sustracción de emisión termal el índice es de 0.59 ± 0.03 , comparable con estudios anteriores.

También para este remanente se han realizado estudios moleculares del entorno del mismo. Uno de ellos es el de Yamamoto et al. (1999), donde han estudiado la posible interacción entre la nube molecular y el remanente, observando un alto cociente para las líneas moleculares CO(J=2-1)/CO(J=1-0), el cual sugiere que existe interacción. Además, Torres et al. (2003) también encuentran un alto valor para este cociente pero en una localización algo desplazada de la anterior. Usando los valores de la masa de la nube molecular así como la distancia y el valor medio de la densidad, es posible explicar el flujo en rayos γ por interacciones hadrónicas. Otro estudio reciente es el realizado por Mavromatakis (2003, figura 7.17), donde realiza observaciones del remanente en las líneas ópticas de emisión H_α + [N II], [S II] y [O III]. Este estudio revela varias regiones H II en el campo estudiado al igual que posibles áreas de choque entre el remanente y el medio interestelar en la parte noreste y sur del mismo. La morfología de la emisión detectada es irregular y

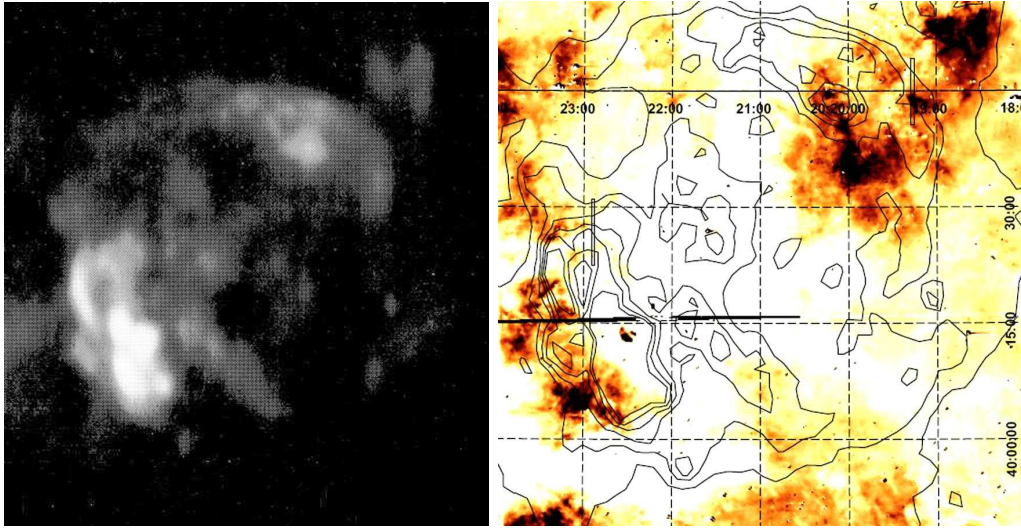


Figura 7.17: (Izquierda) Imagen en radio en 1420 MHz del remanente W66 donde el norte está en la parte alta y el este en la parte de la izquierda de la misma. (Derecha) Emisión de baja ionización en $H_{\alpha} + [N II]$ en el área del remanente, superpuesto con contornos de radio de 1420 MHz. Los matices van linealmente de 0 a $280 \times 10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$.

difusa. Los resultados de este estudio están en acuerdo con los valores de densidad de las zonas de choque estimadas de los estudios de rayos X, coincidiendo en que el remanente se encuentra en la fase adiabática o de expansión de su evolución.

También de este remanente se han realizado estudios en rayos X por ROSAT y ASCA (figura 7.18). Concretamente, Brazier et al. (1996) descubrieron una fuente puntual de rayos X, que denominaron RXJ2020.2+4026, cercana al centro del remanente. Para esta fuente sugieren que podría tratarse de un nuevo púlsar, porque si estuviera relacionada con la detección de EGRET de este remanente, su flujo sería similar al del púlsar Geminga. Por otro lado, Lozinskaya et al. (2000) usando las observaciones y realizando una ampliación de la emisión detectada por ROSAT, señalaron la existencia de una estructura compleja más allá de la concha de radio y propusieron que este remanente se encuentra en la fase adiabática de su evolución. También, realizaron observaciones interferométricas en H_{α} y $[NII]$ en áreas externas e internas del remanente para estudiar el campo de velocidades radiales.

Por otro lado, Uchiyama et al. (2002, figura 7.18) analizaron los datos de ASCA encontrando emisión de rayos X por encima de 4 keV procedente de varios grupos locales detectados espacialmente en la parte norte del remanente. La emisión entre 4-10 keV tiene un duro índice de fotones de 0.8 a 1.5. Ambos estudios sugieren que el remanente tiene una edad menor de 10^4 años y una velocidad alrededor de 10^3 km s^{-1} . Un estudio más reciente (Becker et al. 2004) muestra que el objeto RXJ2020.2+4026 está asociado a una estrella de campo de tipo K y por lo tanto es poco probable que sea la contrapartida de la fuente de rayos γ .

En cuanto a observaciones de rayos γ en dicha zona, una fuente fue descu-

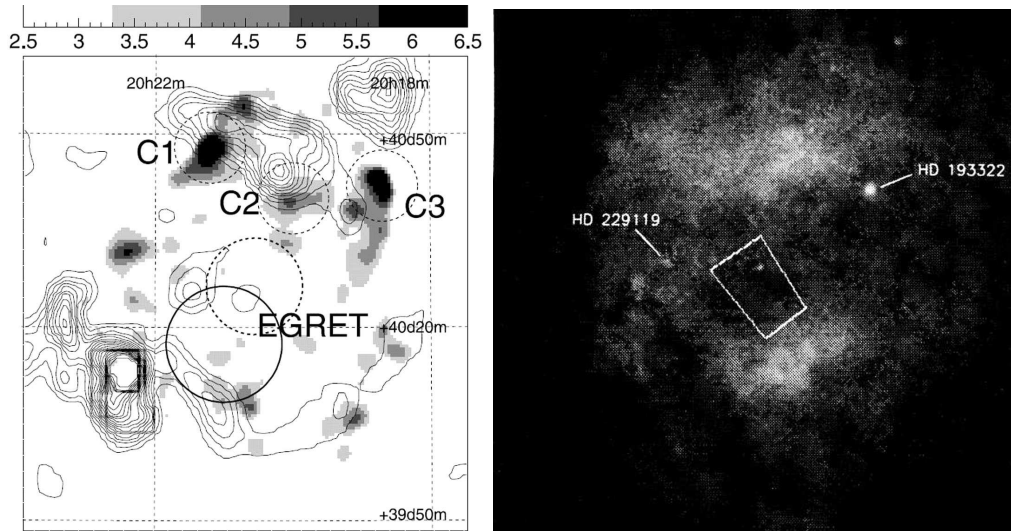


Figura 7.18: Imagen ASCA GIS en rayos X de la fuente EGRET 3EGJ2020+4017 (W66) en 4-7 keV banda de energía. Los contornos de radio están superpuestos al igual que las regiones denominadas C1, C2 y C3 del remanente. Los círculos punteado y continuo superpuestos corresponden al nivel del 95 % de confianza de EGRET para las fuentes 2EGJ2020+4026 y 3EGJ2020+4017, respectivamente. (Derecha) Imagen de ROSAT combinada de seis imágenes individuales. El cuadrado blanco representa el 95 % para EGRET con energía mayor de 1 GeV. El punto de su interior se correspondería con el objeto RXJ2020.2+4026, donde precisamente la imagen está centrada, la cual es de ancho $2^\circ \times 2^\circ$ con el norte hacia arriba y el este hacia la izquierda. Dos estrellas han sido identificadas y marcadas en la imagen.

bierta por el satélite COS-B, denominada 2CG 078+2, y confirmada después por EGRET, siendo nombrada como 2EGJ2020+4026 / 3EGJ2020+4017, que es una de las fuentes sin identificar más brillantes dentro del catálogo de EGRET, con un flujo observado de $1.2 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ por encima de los 100 MeV e índice espectral de 2.08 ± 0.04 (Sturmer & Dermer 1995, Esposito et al. 1996, Green 2006). También Whipple (Buckley et al. 1998) ha observado esta fuente dando un límite superior a su flujo de rayos γ de $2.2 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ por encima de 300 GeV. Este remanente es uno de los mejores candidatos para ser observado con MAGIC-I de acuerdo con el análisis de su entorno molecular (Torres et al. 2003). La emisión en rayos γ podría ser producida por interacciones de partículas energéticas aceleradas con el material ambiente o con la radiación. La realización de observaciones en varias longitudes de onda podría ayudar a decidir cuál es el proceso dominante. Si se pudiera establecer la naturaleza hadrónica del mecanismo de producción de fotones de alta energía, entonces esto sería una prueba de la aceleración de rayos cósmicos en las ondas de choque de los remanentes.

Las últimas observaciones en rayos γ de este remanente corresponden a AGILE (Pittori et al. 2009) y a Fermi (Abdo et al. 2009b). Las observaciones de Fermi fueron realizadas en los meses de agosto, septiembre y octubre de 2008, operan-

do en modo de un survey del cielo. Concretamente para este remanente encuentran una fuente OFGL J2021.5+4026 asociada con el púlsar denominado LAT PSR J2021+4026 con coordenadas (Ra, Dec = 305.398° , $+40.439^\circ$) en la dirección de W66, con un flujo medido entre 100 MeV y 1 GeV ($\log_{10} E = 2 - 3$) de $123.6 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ y entre 1 GeV y 100 GeV ($\log_{10} E = 3 - 5$) de $10.60 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. También la colaboración AGILE ha detectado una fuente asociándola con la fuente EGRET y con el remanente γ -Cygni en las coordenadas (Ra, Dec = $20^h 22^m 08.5^s$, $+40^\circ 32' 13.4''$) denominando a esta fuente 1AGL J2022+4032 con un flujo medio de rayos γ por encima de 100 MeV de $120 \pm 7 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Resultados del análisis

Este remanente ha sido observado por MAGIC-I en tres ocasiones. La primera de ellas fue durante el ciclo I de observaciones, durante el mes de julio de 2005 con aproximadamente 14.5 horas, apuntando a la estrella Sadr con ángulos cenitales entre 10° y 35° . En esta ocasión, se realizó una calibración usando el filtro digital para los *Siegen*, un limpiado de las imágenes absoluto sin uso de los tiempos de llegada y se eliminaron aquellos sucesos afectados por malas condiciones atmosféricas o con un bajo ritmo de detección. Se aplicó un RF usando los parámetros *SIZE*, *WIDTH*, *LENGTH*, *M3LONG*, *CONC* y alguna combinación de los mismos, y después una selección de $SIZE > 200$ y de $hadronness < 0.1$ para calcular el gráfico de θ^2 y el *skymap*. En este caso, el método usado para calcular la estimación del fondo ha sido el método *Ring*.

De este análisis se obtuvieron 9 horas de datos de calidad a partir de los cuales se calculó el *skymap* (figura 7.19), en donde se puede observar un candidato a señal con una significancia con la cual no podemos determinar si la señal es real o no, espacialmente coincidente con la posición EGRET en el nivel de 95 % de confianza de la detección. Salvo este *hot spot*, el resto de los datos analizados son compatibles con fluctuaciones del fondo puesto que son bien ajustados por una gaussiana centrada en cero y de anchura uno.

Para intentar confirmar el *hot spot* localizado en la posición de EGRET del ciclo de observaciones anterior, se realizó una segunda observación durante el ciclo II, pero esta vez en modo WOBBLE apuntando otra vez a Sadr, desde abril hasta julio de 2006, resultando en 24.8 horas totales de observación y con ángulos cenitales entre 10° y 35° . La ventaja de hacer estas observaciones en un modo diferente de observación es que se puede calcular mejor el fondo y se puede cubrir una región más amplia del cielo, puesto que el diámetro del remanente es de 1° , con una mayor sensibilidad, para así poder detectar si existe emisión en los bordes del remanente o en las áreas activas de radio y rayos X. En el análisis de los datos, se realizó una calibración usando el filtro digital para los *Siegen*, un limpiado de las imágenes absoluto sin uso de los tiempos de llegada y se eliminaron aquellos sucesos afectados por malas condiciones atmosféricas o con un bajo ritmo de detección. Se aplicó un RF usando los parámetros *SIZE*, *WIDTH*, *LENGTH*, *M3LONG*, *CONC* y alguna combinación de ellos y después un corte de selección en $SIZE > 200$ y de $hadronness < 0.1$.

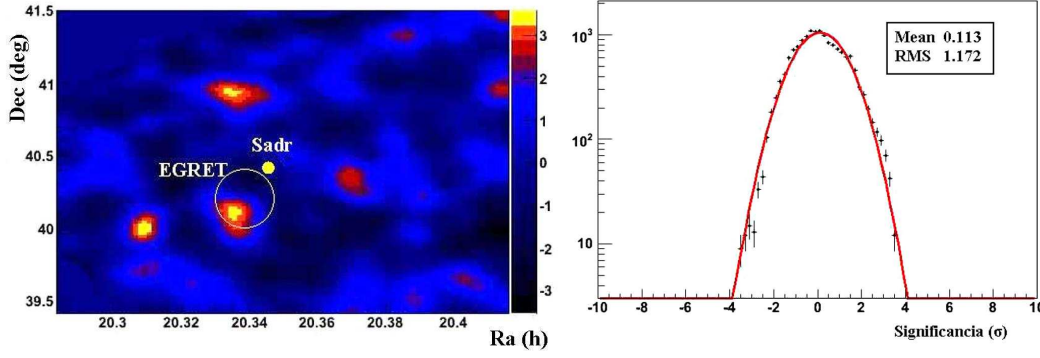


Figura 7.19: (Izquierda) Mapa de la significancia del exceso en rayos γ a partir de 150 GeV en coordenadas astronómicas para Sadr, para las observaciones realizadas en el 2005. Superpuestos están representados la posición de Sadr con un punto amarillo y la fuente EGRET con un círculo blanco para el nivel de 95 % de confianza de la detección. (Derecha) Gráfico de residuos de la significancia donde la gaussiana centrada en cero de anchura uno representa que los datos son compatibles con fluctuaciones del fondo.

para calcular el gráfico de θ^2 y el *skymap*, para ver si existe señal o no, y calcular su espectro o límite superior del flujo según sea el caso. En este caso, el método usado para calcular la estimación del fondo ha sido el método *Ring*, como en el ciclo anterior, porque todavía no existía el método *Model*.

Para esta segunda observación de Sadr, se obtuvieron 17.9 horas de datos de buena calidad a partir de los cuales se calculó el *skymap* y el gráfico de residuos (figura 7.20), comprobando que no existe señal significativa alguna en la posición de EGRET ni en ninguna otra zona del remanente, simplemente algún *hot spot* que no tiene contrapartida alguna con otro *hot spot* obtenido del análisis de las observaciones del ciclo anterior. Por lo tanto, los resultados obtenidos nos indican que las observaciones son compatibles con fluctuaciones del fondo y que no existe señal de rayos γ del tamaño sugerido por las observaciones del ciclo I.

Una tercera observación de esta remanente fue realizada en 2008, apuntando a las coordenadas de W66 en modo WOBBLE, durante los meses de julio y agosto, con ángulos cenitales entre 11° y 38° , obteniendo casi 14.5 horas de datos. Estos últimos datos son de mejor calidad que los de anteriores campañas de observación puesto que el proceso de análisis ha mejorado con la incorporación del *MUX* y del uso de los tiempos de llegada. Los datos para esta fuente fueron calibrados usando el *spline* cúbico simple y el limpiado fue usando los parámetros de tiempo. Después se realizaron los primeros cortes de calidad, descartando aquellos sucesos tomados bajo malas condiciones atmosféricas o con un alto y bajo ritmo de detección (figura 7.21) y aquellos que tenían un *rate* alto en comparación con la media de *rates* para ese día.

Seguidamente, el correspondiente corte estándar de calidad, el estudio de hadronicidad usando el RF, el corte de selección de $SIZE > 200$ y de $hadronness < 0.1$ para calcular el gráfico de θ^2 y del *skymap* para ver si existe señal o no. Después

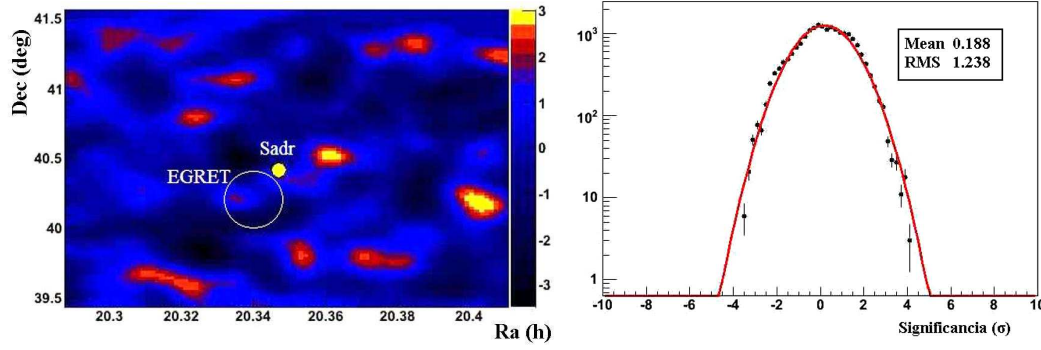


Figura 7.20: (Izquierda) Mapa de la significancia del exceso en rayos γ a partir de 150 GeV en coordenadas astronómicas para Sadr, para las observaciones realizadas en el 2006. Superpuestos están representados la posición de Sadr con un punto amarillo y la fuente EGRET con un círculo blanco para el nivel de 95% de confianza de la detección. Como se puede observar no existe contrapartida dentro de ese nivel para la fuente EGRET del *hot spot* detectado en las observaciones de 2005, ni tampoco señal en la posición de Sadr. (Derecha) Gráfico de residuos de la significancia donde se ve que la gaussiana centrada en cero de anchura uno representa que los datos son compatibles con fluctuaciones del fondo.

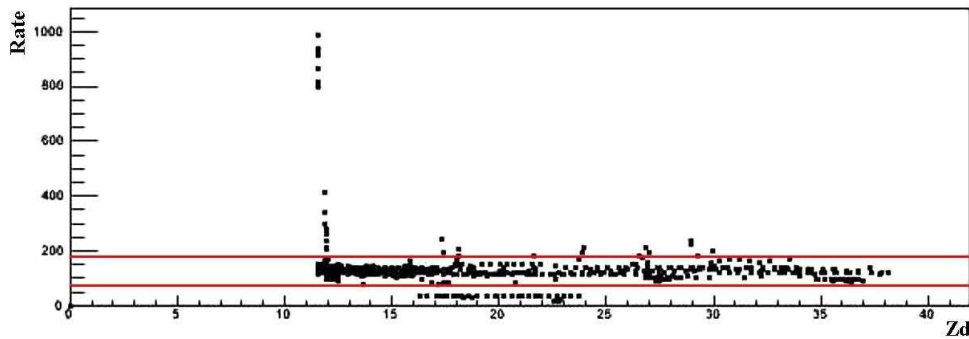


Figura 7.21: Gráfico del ángulo cenital frente al valor del *rate* para W66. Han sido eliminados en este caso los *runes* con un *rate* mayor de 180 y menores de 80 (líneas rojas).

obtener su espectro o límite superior del flujo según sea el caso. El método usado para calcular la estimación del fondo ha sido el método *Model*.

En total, se obtienen 11 h de datos de buena calidad para esta fuente. Del análisis del gráfico de θ^2 se obtiene que no existe una señal significativa de emisión de rayos gamma en la zona observada (figura 7.22), ni en ninguna otra zona cercana. Tampoco hay muestra de señal en el gráfico de significancia y residuos (figura 7.23), con lo que también se deduce que todo exceso es compatible con una fluctuación del fondo, puesto que los datos se representan bien por una gaussiana centrada en cero y de anchura uno, es decir, no existe residuo alguno compatible con la existencia de señal.

También para esta fuente se puede dar un límite superior para el flujo integral de rayos γ , dado por un valor de $1.6 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ para energías mayores de

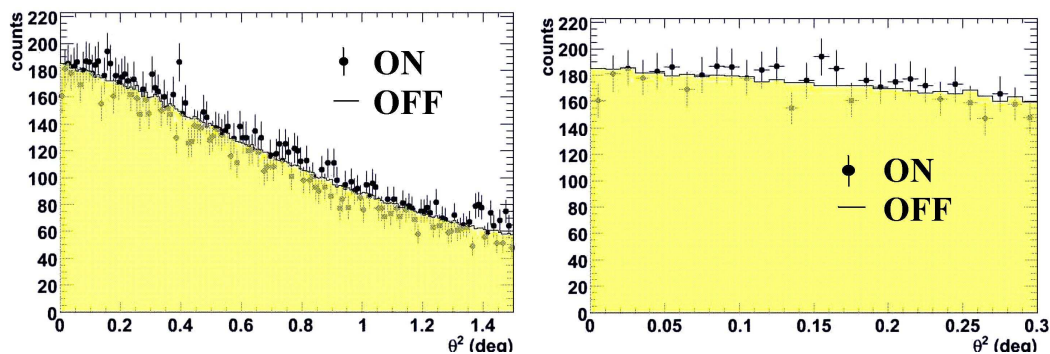


Figura 7.22: (Izquierda) Histograma comparativo entre la señal (ON - puntos negros) y el fondo (OFF - zona amarilla) de la distribución de los sucesos en función de la distancia angular al cuadrado θ^2 para W66. (Derecha) Zoom de la zona central para mostrar que no existe ningún exceso significativo en la posición de la fuente representada en el punto cero, ni en ninguna zona cercana.

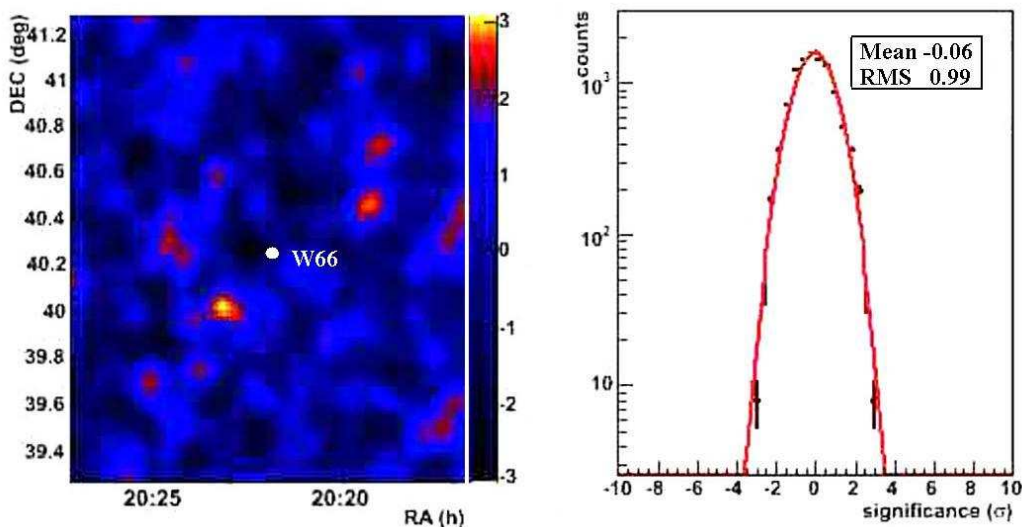


Figura 7.23: (Izquierda) Mapa de significancia de los excesos en rayos γ a partir de 150 GeV en coordenadas astronómicas para W66, viendo que no existe ningún exceso significativo en la posición de la fuente (punto blanco). (Derecha) Gráfico de los residuos de la significancia, viendo que los datos se representan bien por una gaussiana centrada en cero y de anchura uno.

350 GeV, suponiendo un índice espectral de 2.5, siendo éste un valor incluso mejor que el límite superior obtenido por Whipple (Buckley et al. 1998). Los valores de los límites superiores (UL) al flujo diferencial así como el intervalo en energía, la energía media y el valor del área efectiva para cada uno de ellos se puede ver en la tabla 7.2. Todos estos valores de los límites superiores están dados para la posición del centro del remanente W66.

Tabla 7.2: Límites superiores al flujo diferencial para la fuente W66

Número del bin	Intervalo de energía (GeV)	Energía media (GeV)	Área efectiva (m^2)	UL ($m^{-2} s^{-1} GeV^{-1}$)
1	150-282	221.8	3.819 e+06	1.34×10^{-10}
2	282-531	388	1.214 e+07	3.1×10^{-11}
3	531-1000	715.2	2.898 e+07	1.08×10^{-11}

7.2.3. Análisis de W44

W44 (SNR G34.7-00.4, 3EG J1856+0114) es un remanente de supernova con una morfología simétrica con aproximadamente 30 minutos de arco de tamaño y una edad aproximada de 10^4 años. Se encuentra en una compleja región del interior del plano galáctico a una distancia de 2.9 kpc y sus coordenadas son (Ra, Dec = $18^h 56^m 24^s$, $+1^\circ 14' 24''$).

W44 es un arquetipo de una clase de remanente de morfología mixta con una concha filamentaria emitiendo en radio y un núcleo termal emitiendo en rayos X. Estudios morfológicos de este remanente en la banda óptica revelan que está dominada por las líneas de hidrógeno de Balmer, por nitrógeno (NII) y filamentos de azufre (SII) con algunas concordancias con la emisión en radio (Rho et al. 1994, Giacani et al. 1997). La emisión en rayos X ha sido estudiada por ASCA, ROSAT y Chandra (figura 7.24, Rho et al. 1994, Harrus et al. 1996, Shelton et al. 2004). Las características más brillantes en rayos X se encuentran en el centro del remanente, en una región de bajo brillo en radio. No existe correspondencia observada entre la mayor parte de la emisión termal de rayos X con la emisión en radio.

Un número de procesos físicos tales como la evaporación de la nube molecular, la conducción termal de electrones y la entropía mezclados, han sido propuestos para explicar las propiedades de los rayos X observados. Concretamente, Reach et al. (2005) concluyen que la nube molecular está en la zona sureste del remanente y que la velocidad de esta nube es consistente con la rotación galáctica a la longitud y distancia de W44. De su estudio también obtienen una correlación entre la emisión en radio y en H_2 indicando que la aceleración de los rayos cósmicos es debida a choques dentro del gas denso. Además, la emisión en rayos X centrada en el interior del remanente es debida a dos procesos operando conjuntamente, como son la evaporación de zonas dentro de la nube molecular y la conducción termal detrás del frente radioactivo, es decir, que el paso del frente dentro de la zona del gas y la evaporación de material de los grupos densos que sobreviven al paso del frente podrían trabajar conjuntamente para explicar la producción de material emitiendo en rayos X.

En la misma zona existe un púlsar PSRB1853+01, cercano al centro de la fuente EGRET, concretamente a $9'$ al sur del centro del remanente y con una edad característica de 2×10^4 años. Frail et al. (1996) descubrieron la correspondiente nebulosa del púlsar en radio con forma de cola apuntando hacia el centro de W44, como puede

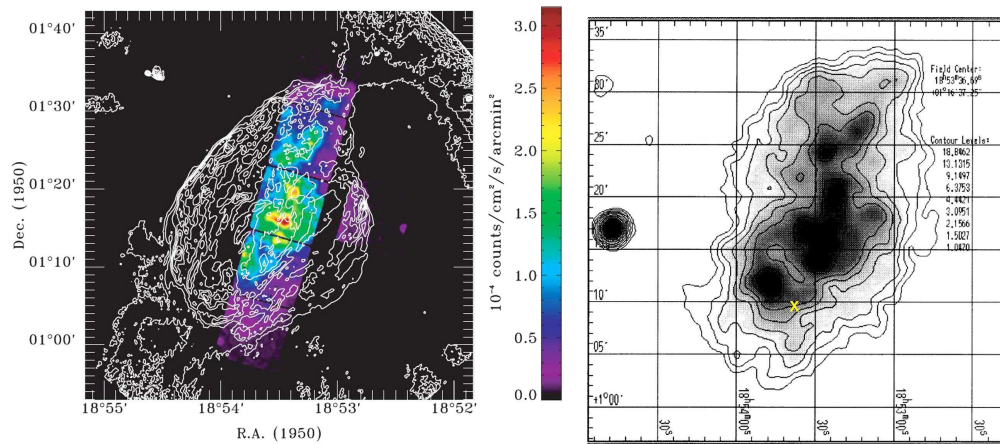


Figura 7.24: (Izquierda) Imagen Chandra en color sobre contorno de radio de W44. Para la imagen Chandra el intervalo de energía es 700-2600 eV y para la imagen en radio la longitud es de 20 cm y el tamaño del haz es 15.8" x 15.4". (Derecha) Imagen por ROSAT en rayos X. Los contornos son de 1 a 18 / 15" pixel distribuidos en 8 intervalos. El punto de la izquierda es la estrella BD +1 3828, que no está relacionada con W44. La posición del púlsar está marcada con una "x" de color amarillo.

verse en el recuadro amarillo de la figura 7.25 (izquierda). La velocidad transversal del púlsar es compatible con la velocidad de expansión de la concha de radio y es probable que este púlsar sea el objeto compacto de la supernova.

Este remanente también es interesante porque es uno de los casos confirmados de un sistema formado por un remanente interactuando con una nube molecular, como se deduce de un estudio en óptico y radio (Giacani et al. 1997) y un estudio de CO completo (Seta et al. 1998). Hay seis nubes moleculares gigantes en la vecindad de W44 con masas entre 0.3 y $3 \times 10^5 M_{\odot}$, donde tres de ellas están interactuando en la zona sur y oeste del remanente. Con estos valores de las masas de las nubes y usando un factor conservador para los rayos cósmicos, todo el flujo de rayos γ en energías de GeV podría ser explicado por interacciones hadrónicas (Torres et al. 2003). La interacción física de la onda de la explosión con el medio interestelar se justifica también con la detección de máseres brillantes (Hoffman et al. 2005) y la detección de líneas frías de H_2 (Reach et al. 2006).

Se han realizado estudios recientes en radio (Castelletti et al. 2007) sobre este remanente. Concretamente, en este artículo se presentan las imágenes de W44 con muy alta resolución y sensibilidad (figura 7.25) para desarrollar un estudio detallado de las propiedades espectrales en el continuo de radio. De su análisis derivan una densidad de flujo integral de 411 Jy en 324 MHz y un índice espectral de -0.37 ± 0.02 . Su estudio también revela que no existe conexión entre el remanente y el púlsar ni entre el remanente y la fuente EGRET sin identificar, quedando una posible asociación entre la fuente EGRET con el púlsar sin resolver.

También existen estudios en infrarrojo sobre este remanente (Reach et al. 2006), los cuales desvelan que hay emisión filamentaria extensa y algunos grupos brillantes

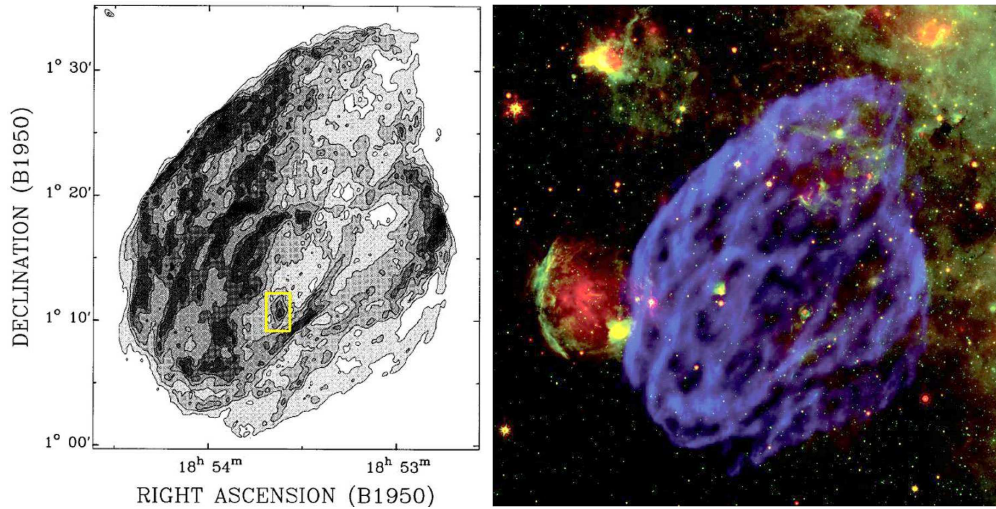


Figura 7.25: (Izquierda) Imagen del remanente de supernova W44 en radio continuo a 20 cm mostrando la zona del púlsar y su nebulosa dentro del recuadro amarillo. (Derecha) Imagen comparativa de alta resolución de emisión continuo de radio a 324 MHz de W44 obtenida con VLA y emisión en infrarrojo de la zona de la remanente. Los colores rojos y verdes corresponden a Spitzer en 8 y 24 μ m y el color azul corresponde a la imagen en radio con 13" de resolución. Esta imagen forma parte de un sello postal argentino en conmemoración de los 50 años de CONICET (Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas).

aislados. Concretamente, esta emisión es particularmente brillante en la zona norte y suroeste del remanente, donde precisamente la emisión de la línea H_2 del infrarrojo cercano (2.12 μ m) está también presente (Reach et al. 2005). Gracias al estudio del infrarrojo medio, se puede comprender mejor el entorno interestelar alrededor de W44, puesto que esta banda del infrarrojo es muy buena trazadora del polvo caliente, asociado con la formación de estrellas (figura 7.25).

Anteriores observaciones en el rango de muy alta energía han sido llevadas a cabo con EGRET y Whipple. La colaboración Whipple ha establecido un límite superior para el flujo de rayos γ en $F(E > 250\text{GeV}) < 8.5 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Lessard et al. 1995, Buckley et al. 1998). El flujo medido por EGRET es de $9.9 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ por encima de 100 MeV e índice espectral de 1.93 ± 0.10 (Green 1984, Green 1988, Green 2006). El correspondiente flujo integral para la fuente EGRET puede ser ajustado por una ley de potencias

$$N(> E) = (70 \pm 6) \cdot 10^{-8} (E/100 \text{ MeV})^{-0.9} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (7.1)$$

el cual es significativamente más duro que el de la Nebulosa del Cangrejo. Esto significa que aunque el flujo integral es sólo del 30 % por encima de 100 MeV, la fuente es mucho más brillante que la Nebulosa del Cangrejo por encima de 10 GeV. Además, el espectro no muestra ningún corte en energía aparente. El flujo obtenido por EGRET podría ser explicado por una emisión pulsada, aunque no hay variabilidad a largo plazo en el flujo total por encima de 100 MeV. Pero un análisis pulsado

no puede ser aplicado a los datos de EGRET por carecer de estudios de púlsares en radio contemporáneos en tiempo. También ha sido propuesto que la fuente EGRET esté asociada con el remanente W44 (Esposito et al. 1996) porque el contorno de 95 % de confianza para esta fuente de rayos γ coincide con el sector sureste del remanente (Thompson et al. 1996). Pero esto, actualmente, queda descartado por el análisis realizado en el artículo anteriormente mencionado de Castelletti y colaboradores.

Las últimas observaciones en rayos γ de este remanente corresponden a AGILE (Pittori et al. 2009) y Fermi (Smith et al. 2008, Abdo et al. 2009b). El primer artículo referente a Fermi corresponde a un estudio de púlsares donde PSR B1853+01 ha sido estudiado dando un valor para el flujo esperado de 0.19 % de Vela a una distancia de 0.05° de la fuente EGRET. El segundo artículo es un estudio de las observaciones realizadas en los meses de agosto, septiembre y octubre de 2008, operando en modo de un survey del cielo. Concretamente para este remanente encuentran una fuente que podría estar asociada con la nebulosa del púlsar o con el remanente, considerándolo como un caso especial a tratar en futuras observaciones. Esta fuente es denominada como OFGL J1855.9+0126 con coordenadas (Ra, Dec = 283.984° , $+1.435^\circ$) y con un flujo medido entre 100 MeV y 1 GeV ($\log_{10} E = 2 - 3$) de $88.9 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ y entre 1 GeV y 100 GeV ($\log_{10} E = 3 - 5$) de $6.93 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. También la colaboración AGILE ha detectado esta fuente por encima de 100 MeV con un flujo medio de $(130 \pm 14) \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ en las coordenadas (Ra, Dec = $18^h 57^m 10.2^s$, $+01^\circ 36' 42.6''$) denominando a esta fuente 1AGL J1857+0136 asociándola a la fuente EGRET y al púlsar.

Uno de los principales motivos para el estudio de este remanente es explicar el duro índice espectral para rayos γ así como el índice espectral en radio (~ 0.3) porque ambos no concuerdan con el mecanismo de aceleración de Fermi de primer orden. El modelo de De Jager & Mastichiadis (1997) propone el púlsar como la fuente de rayos γ , es más, la eficiencia requerida para producir la radiación γ es del 13 %, la cual parece ser viable dadas las incertidumbres. Por otro lado, la luminosidad de la nebulosa del púlsar no es significativa comparándola con la luminosidad en rayos X del remanente. Pero aunque esto sea así, el púlsar podría haber inyectado una cantidad significativa de electrones en su etapa temprana. Por lo que una fuerza de campo por debajo de $\sim 30 \mu\text{G}$ podría explicar el espectro en rayos γ con origen en un proceso leptónico. Estos autores por lo tanto explican los rayos γ observados de energías del orden de GeV en términos de *bremsstrahlung* relativista o proceso Compton inverso producidos por una distribución que sigue una ley de potencias de electrones relativistas inyectados por el púlsar.

Aunque esto constituye una posible explicación al flujo de rayos γ , una parte significativa de este flujo observado puede también ser debido a interacciones de la onda del remanente con las nubes moleculares. Por otro lado, no ha sido detectada una radiación de rayos γ de energías del TeV en la dirección de este remanente por Whipple ni CANGAROO (Buckley et al. 1998), lo que sugiere que existe un corte espectral entre energías de GeV y TeV (Rowell et al. 2000).

Resultados del análisis

Esta fuente sin identificar de EGRET fue observada por MAGIC-I en julio y agosto de 2005, en modo ON-OFF con ángulos cenitales entre 25° y 35° , resultando en casi 15.7 horas de datos. Los datos OFF fueron tomados expresamente en modo OFF, es decir, no apuntando a la fuente y específicos para W44. Por lo tanto, estos datos OFF fueron tomados con los mismos ángulos cenitales y aproximadamente con las mismas condiciones de telescopio y atmosféricas. En esta ocasión, todos los datos fueron calibrados usando el filtro digital correspondiente a los FADCs de *Siegen*, tanto los datos ON como los datos OFF y los mismos cortes les fueron aplicados, como son la eliminación de los datos tomados con un bajo ritmo de detección o en malas condiciones atmosféricas y el corte estándar de OSTERIA.

Después se realizó el estudio de hadronicidad con el RF usando los parámetros *SIZE*, *WIDTH*, *LENGTH*, *M3LONG*, *CONC* y alguna combinación de ellos. A continuación se realizó un corte en $SIZE > 200$ y de $hadronness < 0.1$ en los datos para el cálculo de la señal. En total, se obtuvieron así 13.9 h de datos de buena calidad para esta fuente. Finalmente, se calculó el gráfico de θ^2 y el *skymap* para ver si existe señal o no, y calcular su espectro o límites superiores del flujo según sea el caso. El análisis de estos datos no ha resultado en la detección de señal significativa de rayos gamma proveniente de la dirección de esta fuente porque aunque existe un pequeño exceso en el gráfico de θ^2 (figura 7.26) centrado en cero, el valor de su significancia es de 1.65σ , lo que es compatible con fluctuaciones del fondo. En esta ocasión el método usado para estimar el fondo es el método *Ring* con los datos OFF.

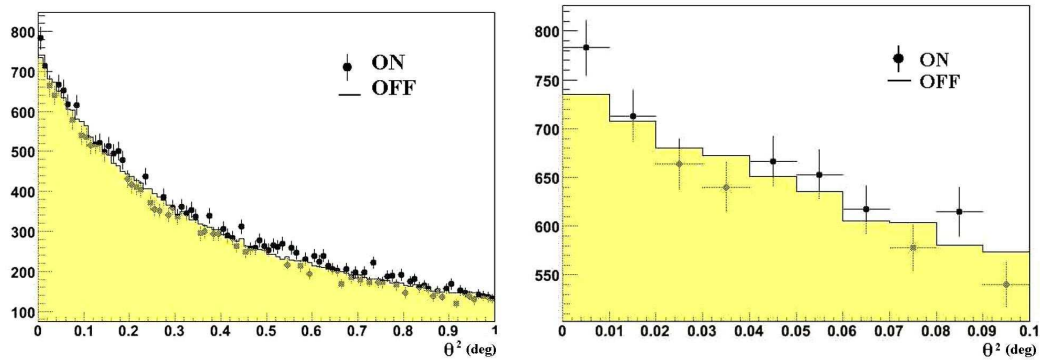


Figura 7.26: (Izquierda) Histograma comparativo entre la señal (ON - puntos negros) y el fondo (OFF - zona amarilla) de la distribución de los sucesos en función de la distancia angular al cuadrado θ^2 para W44, viendo que no existe ningún exceso significativo en la posición de la fuente representada en el punto cero, ni en ninguna zona cercana. (Derecha) Zoom de la zona central para mostrar el pequeño exceso en el punto cero, cuyo valor de significancia es de 1.65σ para $\theta^2 < 0.01$.

Se han realizado nuevas observaciones de esta fuente en el verano de 2008, concretamente en los meses de julio y agosto, obteniendo aproximadamente unas 8.7 horas de datos con ángulos cenitales entre 29° y 36° . Pero en esta ocasión, las ob-

servaciones apuntaron a las coordenadas (Ra, Dec (2000) = $18^h 56^m 10.65^s$, $+1^\circ 13' 21.3''$) correspondientes al púlsar (pues anteriormente se había apuntado a las coordenadas de la nebulosa antes mencionadas) y se realizaron en modo ON-OFF con *sumtrigger* para poder desarrollar un análisis en busca de la emisión pulsada e intentar resolver la posible asociación de la emisión detectada por EGRET con el púlsar. Estos últimos datos son de mejor calidad que los de la anterior campaña puesto que el proceso de análisis ha mejorado con la incorporación del *MUX* y del uso de los tiempos de llegada. Los datos para esta fuente fueron calibrados usando el filtro correspondiente para el *MUX* y el limpiado usando los parámetros de tiempo. Siguiendo la cadena de análisis, se procede a realizar los primeros cortes de calidad, descartando aquellos sucesos tomados bajo malas condiciones atmosféricas o con un bajo ritmo de detección (figura 7.27).

Además, se han buscado unos datos OFF con similares parámetros de Hillas, los mismos ángulos cenitales y observados en aproximadamente la misma época para intentar garantizar que las condiciones de telescopio y atmosféricas fueran las mismas. Se le aplican los cortes de calidad y se descartan aquellos sucesos tomados bajo malas condiciones atmosféricas o con un bajo ritmo de detección. Concretamente, los datos OFF usados son los datos OFF tomados para la fuente MILAGRO, denominados OffMGRHHS2-2, observados entre mayo y junio de 2008.

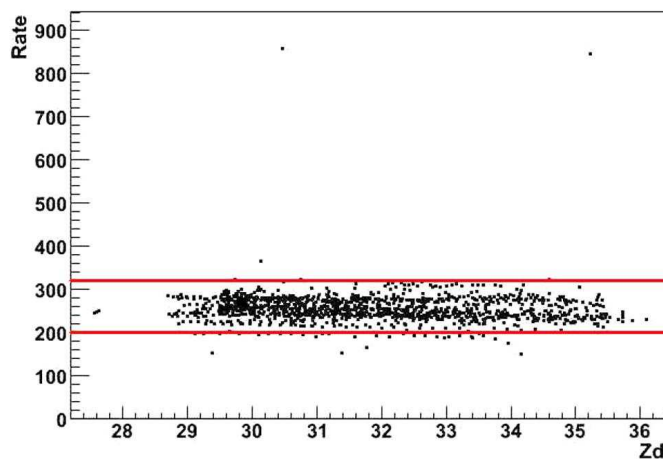


Figura 7.27: Gráfico del valor del ángulo cenital zd frente al valor del $rate$ para W44. Han sido eliminados en este caso los *runes* con un $rate$ menor que 200 y mayor de 320 (líneas rojas).

En un primer momento se realizó un análisis de los datos descartando los datos tomados con *sumtrigger* para buscar una posible emisión continua de rayos γ de la fuente. A continuación, se realizó el correspondiente análisis de hadronicidad y selección de *SIZE* y *hadronness* que en el caso de las observaciones anteriores, para calcular el gráfico de θ^2 y el *skymap* para ver si existe señal o no, y calcular su espectro o límites superiores del flujo según sea el caso. Los gráficos de significancia, residuos y θ^2 han sido calculados usando el método de *Model* para estimar el fondo,

usando para ello los datos OFF.

En total, se obtuvieron casi 6.2 h de datos de buena calidad para esta fuente y del análisis de los datos se obtiene que no existe una señal significativa de emisión de rayos γ en la zona observada (figura 7.28), porque no existe ningún exceso en el gráfico de θ^2 centrado en cero, ni en ninguna zona cercana, con lo que los datos son compatibles con fluctuaciones del fondo. Tampoco hay evidencia de señal en el gráfico de significancia y residuos (figura 7.29), con lo que de aquí también se deduce que todo exceso es compatible con fluctuaciones del fondo. Aunque existe un *hot spot* en el mapa de significancias que habría que en todo caso analizar en una posterior observación de esta fuente o de ese propio punto.

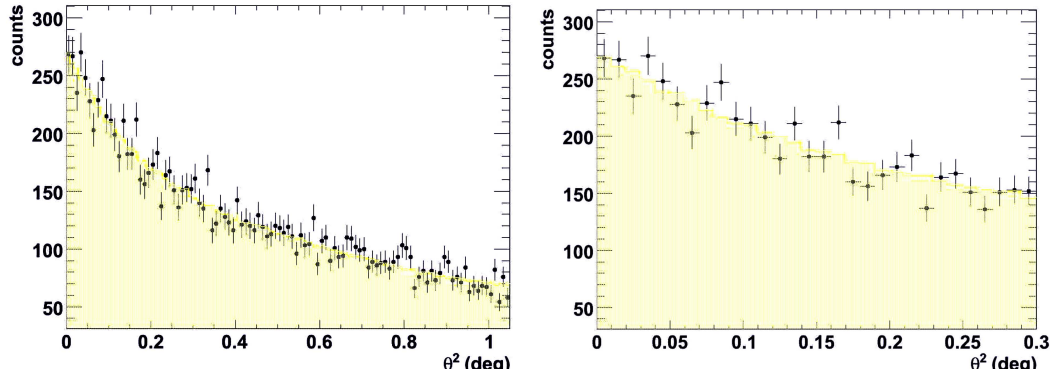


Figura 7.28: (Izquierda) Histograma comparativo entre la señal (ON - puntos negros) y el fondo (OFF - zona amarilla) de la distribución de los sucesos en función de la distancia angular al cuadrado θ^2 para W44. (Derecha) Zoom de la zona central para mostrar que no existe ningún exceso en el punto cero, ni en ninguna zona cercana.

También para esta fuente se puede dar un límite superior para el flujo integral de rayos γ , sin el uso de *sumtrigger*, a partir de 350 GeV, dado por $1.36 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, siendo este valor más restrictivo que el valor dado por la colaboración Whipple (Lessard et al. 1995, Buckley et al. 1998). Los valores de los límites superiores (*UL*) al flujo diferencial así como el intervalo en energía, la energía media y el valor del área efectiva para cada uno de ellos se puede ver en la tabla 7.3. Todos estos valores de los límites superiores están dados para la posición del centro del remanente W44.

Tabla 7.3: Límites superiores al flujo diferencial para la fuente W44

Número del bin	Intervalo de energía (GeV)	Energía media (GeV)	Área efectiva (m^2)	UL ($m^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1}$)
1	150-282	217.4	5.093 e+06	2.05×10^{-10}
2	282-531	373.9	1.654 e+07	8.4×10^{-11}
3	531-1000	694.1	1.421 e+08	1.13×10^{-11}

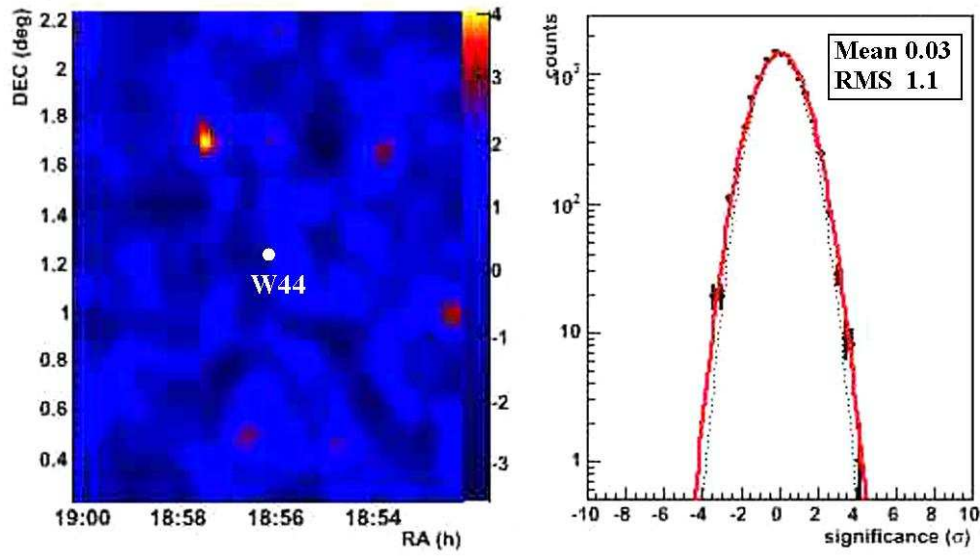


Figura 7.29: (Izquierda) Mapa de significancias de los excesos en rayos γ a partir de 150 GeV en coordenadas astronómicas para W44, viendo que no existe ningún exceso significativo en la posición de la fuente (punto blanco). (Derecha) Gráfico de los residuos de la significancia, viendo que los datos se representan bien por una gaussiana centrada en cero y de anchura uno, compatible con que los datos corresponden a fluctuaciones de fondo.

8

Otras fuentes analizadas

En este capítulo se hace una descripción de otras fuentes objeto de análisis, como son un cúmulo globular y una región de formación estelar, de sus características generales, así como del estudio realizado de los datos observados por MAGIC-I de las mismas. El objetivo de analizar estas fuentes, al igual que para los remanentes, es obtener los espectros, determinar si éste muestra la señal asociada a la emisión debida a interacciones de alta energía, u obtener un límite superior en el caso de que no se encuentre señal y determinar la correlación espacial con regiones densas.

Al igual que en el capítulo anterior, donde se presentaron los resultados para los SNR observados, aquí se presentan los resultados del análisis para el cúmulo globular **M13** y para la región de formación estelar **M42**. Veamos, según cada fuente, los tipos de datos, la fecha y horas de observación, horas finales para el análisis y si hubo o no detección de la fuente observada en la tabla 8.1. La descripción para esta tabla es la misma que la hecha para la tabla correspondiente a los SNRs del capítulo anterior en la sección 7.2.

Tabla 8.1: Tipos de datos para las fuentes observadas

Fuente	Sist. L.	Fecha	H.Obs.(~)	H.Anal.(~)	Modo Obs.	Detección
M13	MUX	06-07/2007	26	19.2	WOBBLE	NO
M42	MUX	10/2007	4.3	2.8	WOBBLE	NO

También para estas fuentes, se ha hecho un estudio de las mismas "mirando al cielo", es decir, se estudia para cada una de ellas cual es la constelación en la que está localizada si miráramos al cielo en dirección a sus coordenadas (ver el apéndice D). A continuación, en apartados separados se presentan una caracterización y los resultados del análisis para cada fuente por separado. Para el análisis de estas fuentes se han empleado los mismos cortes en *SIZE* y en *hadronness* que para los SNRs, cuya justificación se presenta en la sección 7.1 del capítulo anterior.

8.1. Cúmulo globular M13

Los cúmulos globulares son grupos de estrellas ligadas gravitatoriamente, con un número aproximado de 10^5 - 10^6 estrellas viejas (población II) con una distribución esférica en un volumen de sólo unos pocos parsecs cúbicos. Los cúmulos ayudan a comprender la evolución estelar al estar compuestos por estrellas formadas en la misma época a partir del mismo material de una nube molecular. Éstos poseen una densidad estelar muy alta, de manera que existen fuertes interacciones entre sus estrellas y suelen ocurrir colisiones con relativa frecuencia. Algunos cúmulos son extraordinariamente masivos, lo que hace sospechar la presencia de agujeros negros en sus interiores. También la presencia de púlsares de periodo de milisegundo o binarias emisoras en rayos X, suelen ser comunes. Los cúmulos globulares son lugares de interés para probar los procesos de alta energía debido a su alto contenido de objetos evolucionados. Concretamente, algunos modelos, basados en la estimación de la población de milipúlsares en los cúmulos globulares y de la eficiencia de aceleración de leptones en su entorno, predicen flujos significativos de rayos γ de energías de TeV para estos objetos (Bednarek & Sitarek 2007, Venter et al. 2009). En nuestro caso, el cúmulo globular estudiado es M13.

M13 (NGC 6205) es un cúmulo globular a una distancia de 7 kpc, que tiene un núcleo de 0.78 minutos de arco de radio, con 16.6 minutos de arco de tamaño total, una masa de $6 \times 10^5 M_{\odot}$ y está localizado entre las estrellas η y ζ -Her con coordenadas (Ra, Dec = $16^h 41^m 41.5^s$, $+36^{\circ} 27' 37''$), con magnitud visible de 5.9 y una edad de $12\text{-}15 \times 10^9$ años.

Esta fuente ha sido observada en otras longitudes de onda (Johnson & Bolte 1998) y se han realizado observaciones en ultravioleta y fotometría óptica de M13 para el estudio de las estrellas variables que lo componen (Parise et al. 1998, Osborn 2000). Además se han realizado estudios de metalicidad sobre ella. Concretamente, Ivanov & Borissova (2002) hacen un estudio de la metalicidad a partir de las imágenes de 2MASS (figura 8.1) sobre 27 cúmulos, entre ellos M13, para el cual dan unos valores de magnitudes absolutas en el infrarrojo de (J, H, K_s = -5.156, -5.901, -6.027). Además, An et al. (2008) realizan un estudio fotométrico de varios cúmulos, incluido M13, construyendo diagramas color magnitud para inferir distancias y testear isocronas estelares teóricas, donde para M13 se deduce que tiene una secuencia bien definida con una metalicidad de $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.6$.

Este cúmulo globular ha sido observado en rayos X por ROSAT y por XMM (Fox et al. 1996, Verbunt 2001, Gendre et al. 2003, Webb & Barret 2007). En el estudio realizado por Verbunt se confirman las fuentes ya detectadas por Fox et al. aunque con algunas diferencias en la determinación de la posición (figura 8.2) y detectan alguna fuente nueva fuera del radio a media masa del cúmulo. Gendre et al. descubrieron con XMM-Newton una fuente de rayos X situada en el núcleo del cúmulo M13 (figura 8.2), cuyas propiedades espectrales sugieren que es una estrella de neutrones quiescente dentro de un sistema binario. Su espectro se puede fijar bien usando un modelo de atmósfera compuesta por hidrógeno puro y su luminosidad en

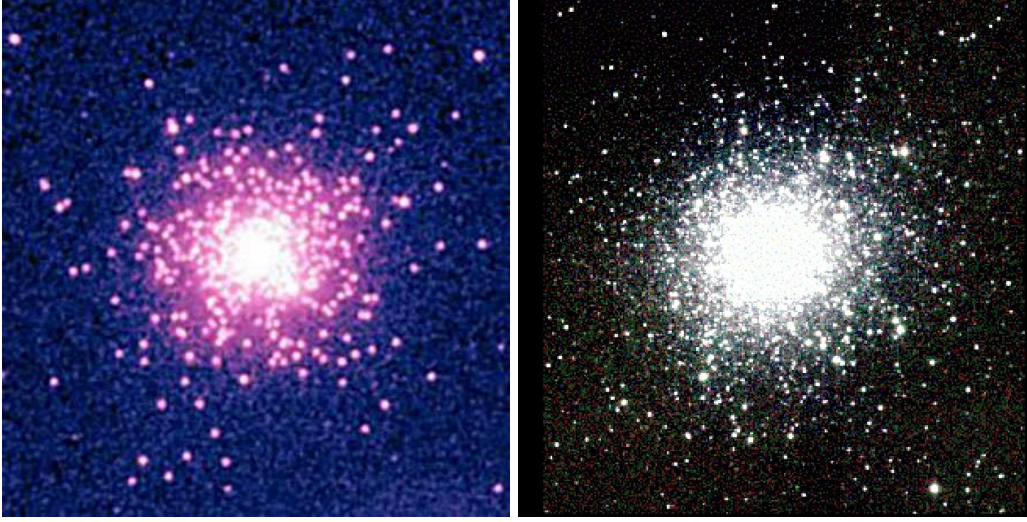


Figura 8.1: Imagen del cúmulo globular M13 en UV (izquierda) y por 2MASS (derecha).

rayos X es de $(7.3 \pm 0.6) \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$. De su estudio concluyen que existe una fuerte correlación entre la tasa de asociaciones estelares y el número de estrellas de neutrones que se pueden encontrar en los diez cúmulos globulares observados hasta ese momento por XMM-Newton y Chandra. Este resultado da un fuerte apoyo a la idea de que estos sistemas son principalmente producidos por asociaciones estelares en el centro del cúmulo globular.

Por otro lado, esta fuente fue observada en rayos γ por EGRET dando un límite superior al flujo de $15.2 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ para energías mayores de 100 MeV y de $1.8 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ para energías mayores de 1 GeV (Fierro et al. 1995). Para altas energías, este cúmulo fue observado por la colaboración Whipple, obteniendo un límite superior para la emisión continua de $1.08 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ y para la emisión pulsada de $1.36 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ por encima de los 500 GeV para un nivel de confianza de 99.9% para el púlsar PSRB1639+36B detectado en el interior de M13 (Hall et al. 2003). Este valor del límite para el flujo de la emisión pulsada se puede usar para poner un límite superior de 2 para el valor de αN (eficiencia de convertir la energía de frenado a rayos γ por el número de púlsares en el cúmulo globular) para M13.

En su interior se ha confirmado la presencia de 5 púlsares (Camilo & Rasio 2005) con una escala temporal del milisegundo (2-10 ms), aunque se estima que debe haber del orden de 100 (Tavani 1993). Estudios recientes basados en la estimación de la población de milipúlsares y en la eficiencia de la aceleración de leptones, predicen flujos observables de energía de TeV (Bednarek & Sitarek 2007). Estos rayos γ son producidos por leptones acelerados al interactuar con el fondo cósmico de microondas o por la radiación térmica de un denso grupo de estrellas de tipo solar dentro del propio cúmulo. La aceleración de leptones podría tener lugar en los choques de los

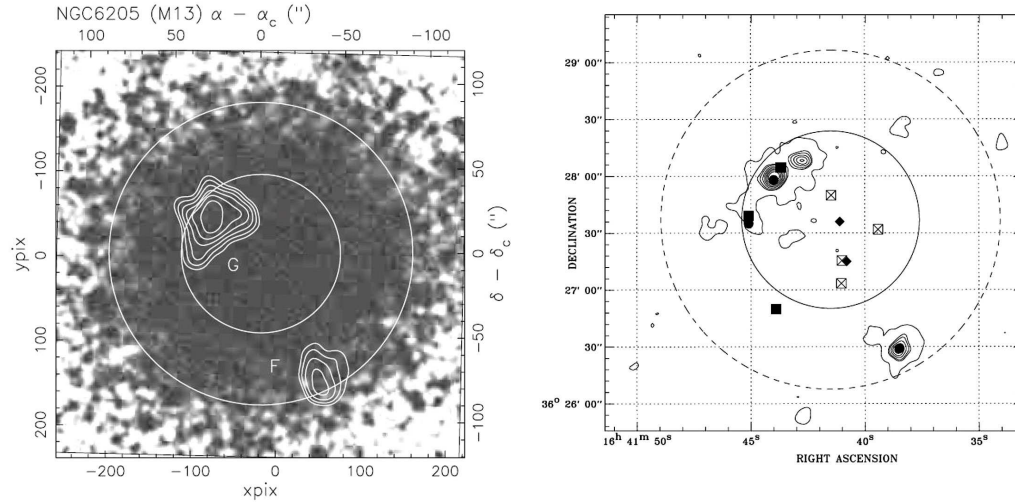


Figura 8.2: (Izquierda) Imagen de contornos de rayos X de ROSAT de dos fuentes detectadas y superpuesta con una imagen en el óptico tomada por DSS. Los círculos indican el núcleo de M13 y el radio a la mitad de la masa. (Derecha) Imagen del contorno del campo de visión de M13. El núcleo y la mitad de la masa son mostrados con líneas continuas y de puntos, respectivamente. Observaciones previas para ROSAT (puntos negros), fuentes UV (cuadrados negros), objetos de radio (cuadrados con cruz) y púlsares de milisegundo con posición conocida (rombos negros) están dibujadas.

vientos de los milipúlsares o en el interior de la magnetosfera o del viento del púlsar. Rayos γ con energías en un rango inferior pueden ser originados directamente en el interior de la magnetosfera de los milipúlsares (Harding et al. 2005) o pueden ser producidos en la vecindad de los púlsares que emiten en radio (Aharonian et al. 2005b, Albert et al. 2006c) dentro de las binarias de baja masa (Tavani 1991).

Resultados del análisis

M13 ha sido observada por MAGIC-I entre junio y julio de 2007, aproximadamente un total de 26 horas con ángulos cenitales entre 8° y 31° en modo WOBBLE. Los datos para esta fuente fueron calibrados usando el filtro correspondiente para el *MUX* y el limpiado absoluto con el uso del tiempo de llegada. Siguiendo la cadena de análisis, una vez se tienen los ficheros *star*, se procede a realizar los primeros cortes de calidad. Descartamos aquellos sucesos tomados con un bajo ritmo de detección, con un alto discriminador en el nivel 0 de *trigger* y eliminamos los datos tomados con malas condiciones atmosféricas, pues durante los días de observación hubo una fuerte calima (figura 8.3).

Después se realiza el estudio de hadronicidad con el RF usando los parámetros *SIZE*, *WIDTH*, *LENGTH*, *M3LONG*, *CONC* y alguna combinación de los mismos. A continuación se realiza un corte en *SIZE* > 200 y de *hadronness* < 0.1 en los datos para el cálculo de la señal. En total, se obtienen así 19.2h de datos de buena calidad para esta fuente. Finalmente, se calcula el gráfico de θ^2 y del *skymap* para

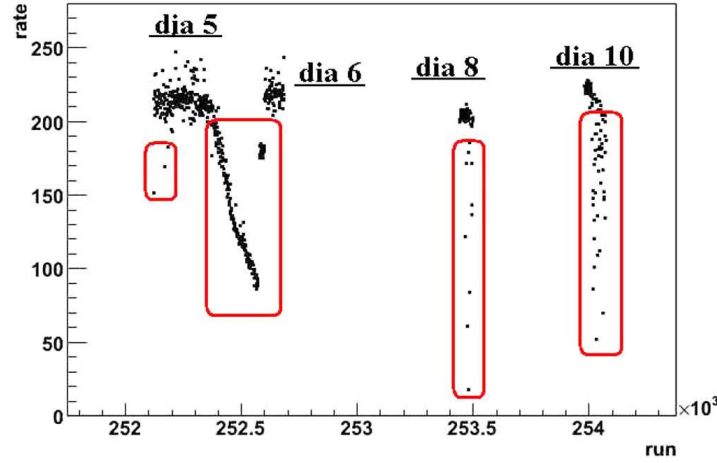


Figura 8.3: Gráfico del número de *run* frente al valor del *rate* para M13. Han sido eliminados en este caso los *runes* afectados por calima (círculo rojo) de los días 5, 6, 8, 10 de Julio.

ver si existe señal o no, y calcular su espectro o límites superiores del flujo según sea el caso. Los gráficos de significancia, residuos y θ^2 han sido calculados usando el método de *Model* para estimar el fondo.

En conclusión, del análisis de los datos se obtiene que no existe una señal significativa de emisión de rayos gamma en la zona observada del gráfico de θ^2 ni en el de *ALPHA* (figura 8.4), obteniendo una significancia de 0.15σ después de sustraer el fondo en la región de señal para un rango de energía entre 150 GeV y 1 TeV. Tampoco hay muestra de señal en el gráfico de significancia y residuos (figura 8.5), con lo que de aquí también se deduce que todo exceso es compatible con fluctuaciones del fondo y que no existe señal alguna de rayos γ procedentes de la fuente.

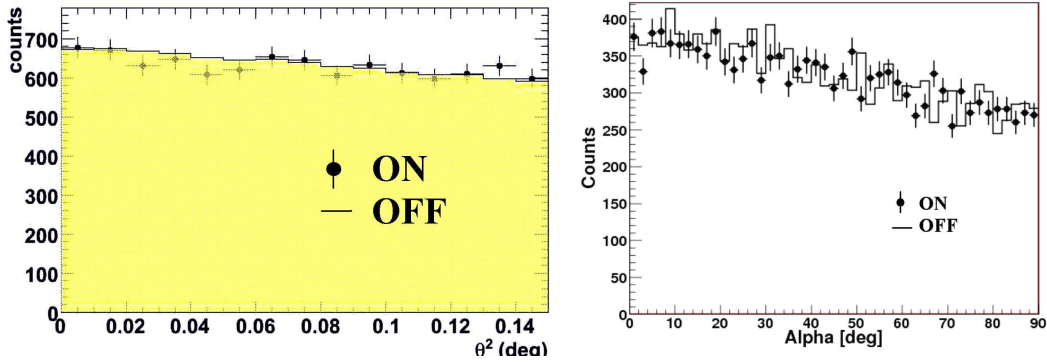


Figura 8.4: (Izquierda) Histograma comparativo entre la señal (ON - puntos negros) y el fondo (OFF - zona amarilla) de la distribución de los sucesos en función de la distancia angular al cuadrado θ^2 para M13 a partir de 150 GeV, viendo que no existe ningún exceso en la posición de la fuente representada en el punto cero, ni en ninguna zona cercana. (Derecha) Distribución de *ALPHA* para M13, donde vemos que tampoco existe señal en el punto cero ni en ninguna otra zona cercana.

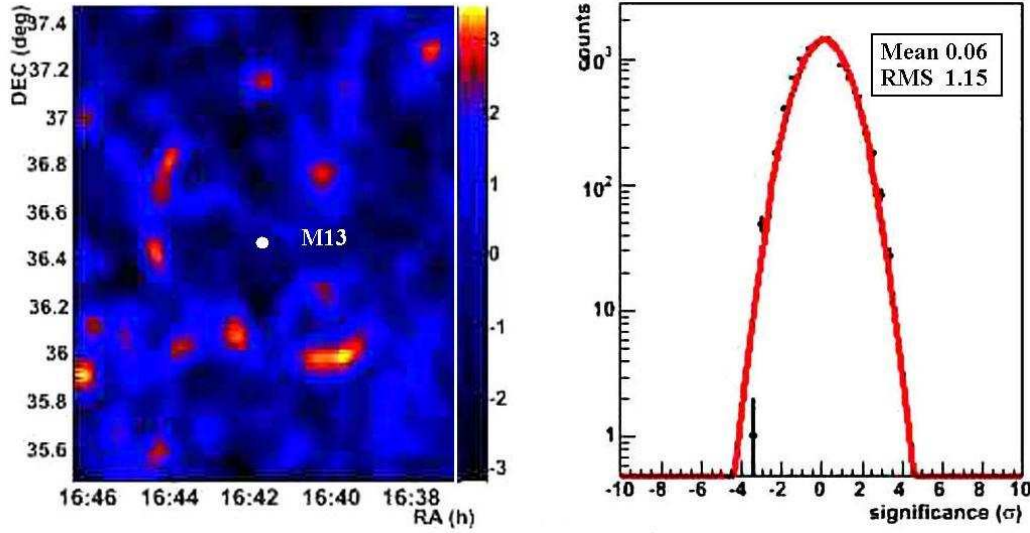


Figura 8.5: (Izquierda) Mapa de significancias de los excesos en rayos γ a partir de 150 GeV en coordenadas astronómicas para M13, viendo que no existe ningún exceso significativo en la posición de la fuente, ni en ninguna zona cercana coincidente con algún otro objeto conocido. (Derecha) Gráfico de los residuos de la significancia, viendo que los datos se representan bien por una gaussiana centrada en cero y de anchura uno, compatible con que los datos corresponden a fluctuaciones de fondo.

También para esta fuente se puede dar un límite superior para el flujo integral de rayos γ usando el método de Rolke. Este valor es de $1.13 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ para energías mayores de 350 GeV, suponiendo un índice espectral de 2.5, siendo este un valor más restrictivo que los dados por Whipple (Hall et al. 2003). Los valores de los límites superiores (UL) al flujo diferencial así como el intervalo en energía, la energía media y el valor del área efectiva para cada uno de ellos se puede ver en la tabla 8.2. Todos estos límites superiores se dan para la posición del cúmulo M13.

Tabla 8.2: Límites superiores al flujo diferencial para la fuente M13

Número del bin	Intervalo de energía (GeV)	Energía media (GeV)	Área efectiva (m^2)	UL ($m^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1}$)
1	150-282	215.9	4.472 e+06	2.5×10^{-10}
2	282-531	391.4	1.291 e+07	3.7×10^{-11}
3	531-1000	731	3.073 e+07	9.6×10^{-12}

Según Bednarek & Sitarek (2007), los leptones son inyectados en el volumen del cúmulo globular con un espectro, que sigue una ley de potencias, que es debido a su aceleración en los choques de los vientos de varios milipúlsares. Suponiendo que la distancia a M13 es de 7 kpc, que la eficiencia η de inyección de leptones desde la magnetosfera interior de los milipúlsares ha sido estimada en ~ 0.1 (Muslinov & Harding 1997) y que el número de milipúlsares predicho por Tavani (1993) es 102,

el producto $N_{MSP} \cdot \eta$ es ~ 10 . Pero teniendo en cuenta nuestros límites superiores al flujo de rayos γ y diferentes modelos de espectros de inyección de leptones, se obtienen valores inferiores a 10 para ese producto. En definitiva, el valor límite dado con nuestro análisis al flujo de rayos γ nos permite decir que o bien el número de milipúlsares en el interior del cúmulo globular N_{MSP} es significativamente inferior de 100 o bien que la eficiencia de conversión de energía desde los milipúlsares a leptones relativistas está por debajo del valor dado (Anderhub et al. 2009).

8.2. Región de formación estelar M42

El último tipo de objeto estudiado es una **región de formación estelar**. En este tipo de regiones, como su propio nombre indica, se están formando estrellas a partir de la nube molecular situada en esa región. La nube contiene básicamente hidrógeno, es una zona muy fría (10 - 30 K) y muy densa del orden de $10^3 - 10^4$ nucleones/cm³. Esta nube se vuelve inestable en gravedad, se divide en fragmentos de decenas hasta centenares de masas solares, los cuales se colapsan formando estrellas de diversas masas. La inestabilidad se puede producir por la propia densidad y temperatura de la nube, por la onda de choque de alguna explosión de supernova o por el paso de la nube por una región más densa. El proceso de formación de la estrella pasa por diferentes pasos, formando primeramente un núcleo llamado *protoestrella* que va comprimiéndose, acreta masa de la nube y aumentando su temperatura. El proceso continúa hasta que se produce la ignición del hidrógeno entorno a los diez millones de grados, aumentando la presión y generando fuertes vientos estelares que barren y expulsan el resto del material envolvente. Al final de todos estos cambios, se obtiene la nueva estrella al estabilizarse su presión y gravedad. En uno de los estados de la protoestrella se producen fuertes vientos estelares, los cuales al interactuar con el medio interestelar o incluso con ellos mismos, pueden crear ondas de choque que podrían acelerar partículas hasta órdenes de energía de TeV.

Concretamente, la región de formación estelar estudiada es **M42** (figura 8.6), también denominada NGC 1976. Se trata de un cúmulo abierto de estrellas con una gran nebulosa de reflexión asociada, situado en la constelación de Orión, con magnitud visible de 4, una edad de 5.5×10^6 años, 45 minutos de arco de diámetro y a una distancia aproximada de 0.4 kpc. Han sido observados en el interior de M42 discos protoplanetarios, enanas marrones, fuertes turbulencias en el movimiento de partículas de gas y efectos fotoionizantes cerca de estrellas muy masivas próximas a la nebulosa. La nebulosa de Orión contiene un cúmulo abierto de reciente formación denominado *cúmulo del Trapecio* (parte inferior figura 8.6), debido al asterismo de sus cuatro estrellas principales. Dos de ellas son estrellas binarias, lo que hace un total de seis estrellas. Las estrellas de este cúmulo acaban de formarse y son muy jóvenes. Además, éste forma parte de otro cúmulo mucho mayor llamado *cúmulo de la Nebulosa de Orión*, que es una agrupación de aproximadamente 2.000 estrellas.

Esta última fuente estudiada es un caso especial, por el hecho de que es la observación por parte de MAGIC-I de un *hot spot* (figura 8.7) detectado por el ex-

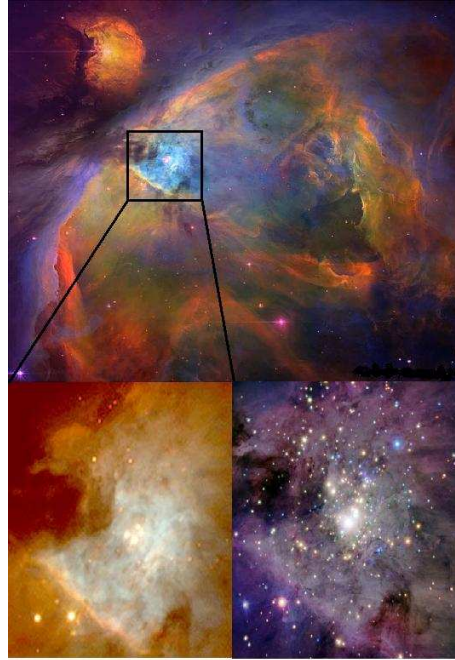


Figura 8.6: Imagen en óptico de M42 tomadas en el telescopio IAC80 (Daniel López). En la parte inferior se presentan una ampliación de la zona del trapecio en óptico (izquierda) y una imagen combinada con datos de Hubble y Chandra (derecha).

perimento HEGRA y que aparece reflejado en la tesis de Martin Tluczykont (2003), para el cual se quería confirmar la existencia de una nueva fuente o poner límites a su flujo de rayos γ . Esta posible nueva fuente no fue observada en ninguna otra longitud de onda, sólo en rayos γ y en esta ocasión.

Para este punto, que denominaremos M42-MTHS, fue detectada una señal marginalmente significativa con un nivel 4.0 o 4.8 σ (dependiendo del método de determinación de fondo usado), tal que cabría esperar un nivel de flujo de 3 Crabs en 500 GeV, si esa emisión fuera real. De aquel estudio, se estimó que con 5 h de observación en MAGIC-I en modo WOBBLE, se podría tener una clara detección de emisión de rayos γ o por lo menos estimar si existe en esta zona un emisor. Este punto está situado en las coordenadas (Ra, Dec = $5^h 35^m 00^s$, $-6^\circ 32' 35''$) a un grado de distancia del centro de M42 y en su vecindad, con una radio de 0.3° , hay 10 fuentes de rayos X, 10 fuentes de radio, un máser y 29 estrellas. Concretamente, esta región fue estudiada por EGRET entre las coordenadas galácticas ($l = 195^\circ$ a 220° , $b = -25^\circ$ a -10°) obteniendo que no existe ninguna fuente puntual significativa en esta zona y un límite superior a la emisión en rayos γ de $(1.65 \pm 0.11) \times 10^{-26} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ para energías mayores de 100 MeV (Digel et al. 1999).

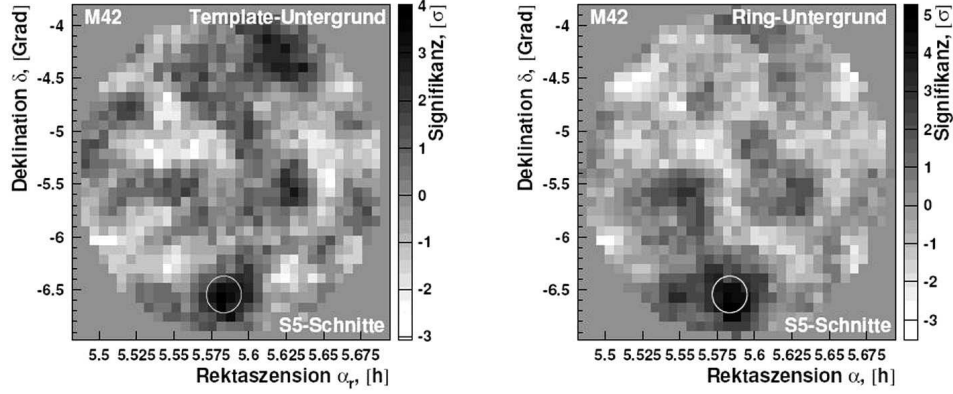


Figura 8.7: Mapa de significancias en el campo de visión de M42 de la tesis de Martin Tluczykont. Con el círculo blanco se representa la posición del exceso. Cada imagen aquí presentada es calculada con diferentes estimaciones del fondo.

Resultados del análisis

Las observaciones de este punto M42-MTHS se realizaron en octubre de 2007 durante 3 días obteniendo casi 4.3 h de datos en modo WOBBLE y *twilight* con ángulos cenitales entre 35 y 42°. Según el estudio anteriormente realizado por HEGRA, de ser real ese *hot spot* sería una fuente de rayos γ con energías del TeV, es decir, una fuente emisora en muy alta energía, y por lo tanto tan pocas horas bajo estas condiciones de observación no serían impedimento para su detección. En definitiva, el análisis de los datos tomados con MAGIC-I servirá para hacer un estudio de este *hot spot* y determinar si se trata de una fuente real o no.

Los datos para esta fuente fueron calibrados usando el filtro correspondiente para el MUX y el limpiado usando los parámetros de tiempo. Siguiendo la cadena de análisis, una vez se tiene los ficheros *star*, se procede a realizar los primeros cortes de calidad, descartando aquellos sucesos tomados bajo malas condiciones atmosféricas, con un alto ritmo de detección (*rate*) (figura 8.8) o con un alto discriminador en el nivel 0 de *trigger*.

Después se realizó el correspondiente estudio de hadronicidad usando para el RF los parámetros de *SIZE*, *WIDTH*, *LENGTH*, *M3LONG* y *CONC*. A continuación se realizó un corte en $SIZE > 200$ y de $hadronness < 0.1$ en los datos para el cálculo de la señal. En total, se obtuvieron casi 2.8 horas de datos de buena calidad para esta fuente. Finalmente, se obtuvo el gráfico de θ^2 y el *skymap* para ver si existe señal o no, y calcular su espectro o límites superiores del flujo según sea el caso. Los gráficos de significancia, residuos y θ^2 han sido calculados usando el método *Model* para estimar el fondo.

En resumen, del análisis de los datos se obtiene que no existe una señal significativa de emisión de rayos gamma en la zona observada (figura 8.9), porque aunque existe un pequeño exceso en el gráfico de θ^2 centrado en cero, el valor de su signi-

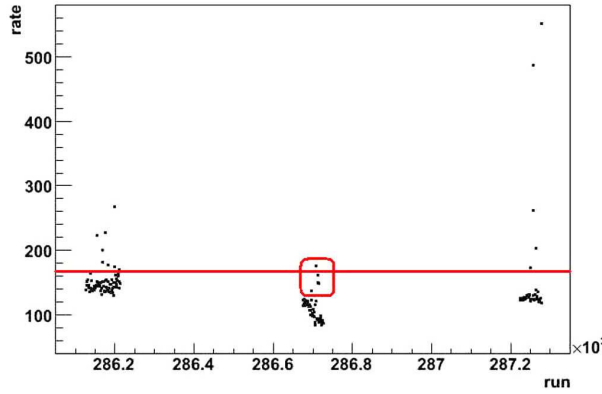


Figura 8.8: Gráfico del número de *run* frente al valor del *rate* para M42-MTHS. Han sido eliminados en este caso los *runes* con un *rate* mayor de 165 (línea roja) y aquellos que tenían un *rate* alto en comparación con la media de *rates* para ese día (círculo rojo).

ficancia es de 1.54σ , lo que es compatible con una fluctuación del fondo. Tampoco hay muestra de señal en el gráfico de significancia y residuos (figura 8.10), con lo que de aquí también se deduce que todo exceso es compatible con fluctuaciones del fondo.

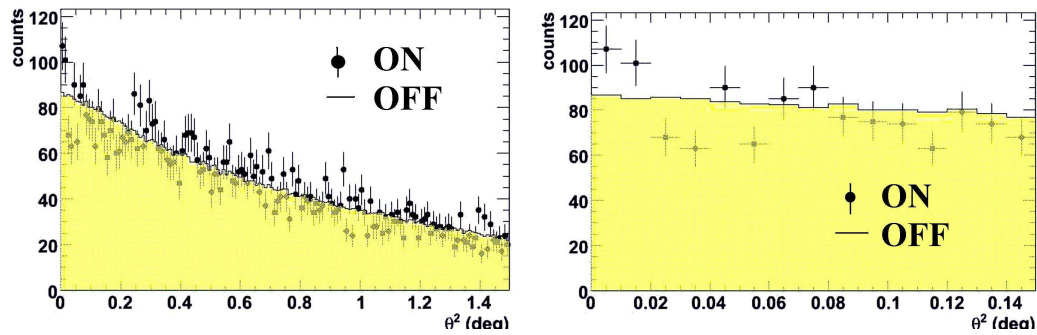


Figura 8.9: (Izquierda) Histograma comparativo entre la señal (ON - puntos negros) y el fondo (OFF - zona amarilla) de la distribución de los sucesos en función de la distancia angular al cuadrado θ^2 para M42-MTHS, viendo que no existe ningún exceso significativo en la posición de la fuente representada en el punto cero, ni en ninguna zona cercana. (Derecha) Zoom de la zona central para mostrar el pequeño exceso en el punto cero, cuyo valor de significancia es de 1.54σ .

También para esta fuente se puede dar un límite superior para el flujo integral de rayos γ a partir de 400 GeV, obteniendo un valor de $7.92 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, suponiendo un índice espectral de 2.5. Los valores de los límites superiores (*UL*) al flujo diferencial así como el intervalo en energía, la energía media y el valor del área efectiva para cada uno de ellos se puede ver en la tabla 8.3. Todos los límites superiores se dan para la posición de esta fuente dada por sus coordenadas.

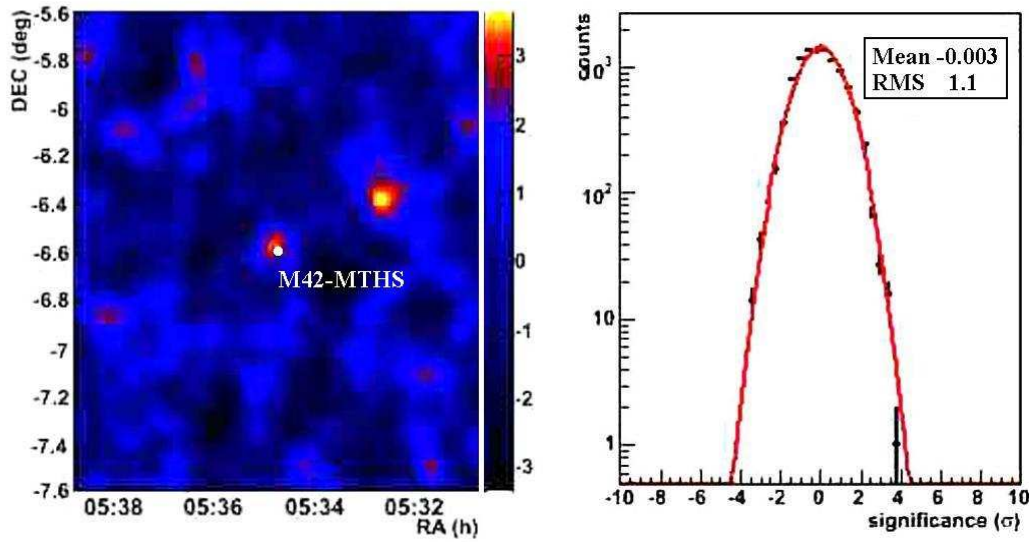


Figura 8.10: (Izquierda) Mapa de significancias de los excesos en rayos γ a partir de 150 GeV en coordenadas astronómicas para M42-MTHS, viendo que existe un exceso poco significativo en la posición de la fuente (punto blanco). (Derecha) Gráfico de los residuos de la significancia, viendo que los datos se representan bien por una gaussiana centrada en cero y de anchura uno, compatible con que los datos corresponden a fluctuaciones de fondo.

Tabla 8.3: Límites superiores al flujo diferencial para la fuente M42-MTHS

Número del bin	Intervalo de energía (GeV)	Energía media (GeV)	Área efectiva (m^2)	UL ($m^{-2} s^{-1} GeV^{-1}$)
1	150-282	230.8	4.632 e+06	1.5×10^{-9}
2	282-531	369.4	2.287 e+07	8.8×10^{-11}
3	531-1000	705.2	6.516 e+07	3.9×10^{-11}

Conclusiones y Trabajo Futuro

Basados en un estudio sistemático del ambiente molecular alrededor de ciertos pares de fuentes SNR-EGRET, se propusieron para MAGIC-I varios remanentes para su observación, tres de la cuales son justamente las fuentes de esta tesis: IC443, W66 y W44. Estos son tres casos interesantes del hemisferio norte, que presentan interacciones con el material molecular cercano y coinciden espacialmente con una fuente EGRET y dos de ellos tienen un púlsar en el campo de visión, que podrían estar asociados con el remanente. Se han analizado, además, otras dos fuentes galácticas: el cúmulo globular M13 y la región de formación estelar M42.

Pero sólo para uno de los casos de remanentes de supernova estudiados, IC443, se ha llegado a la conclusión de que la emisión de rayos γ es consistente con la interpretación de interacciones de rayos cósmicos con la nube molecular situada enfrente del remanente. Para los otros dos objetos estudiados todavía no ha sido posible obtener una clara señal de emisión de rayos γ procedentes de la fuente debido a las pocas horas obtenidas de la observación de la misma, pues sólo se han podido dar límites superiores al flujo. Veamos a continuación cada remanente estudiada por separado.

IC443

El remanente de supernova IC443 ha sido estudiado en varias longitudes de onda desde radio hasta rayos γ . Algunos de estos estudios revelan que existe una nube molecular gigante localizada entre nosotros y la remanente, con la que está interactuando. A su vez, el remanente está dividido en dos medias conchas debido a que el anillo de gas molecular lo divide en dos. Pero también el remanente está interactuando con el medio interestelar y prueba de ello son los estudios en infrarrojo y rayos X que lo explican. Además esta fuente ha sido observada por EGRET pudiendo dar un valor al flujo medido a partir de los 100 MeV, sin embargo las colaboraciones Whipple y CAT sólo han posido establecer límites superiores al flujo.

De nuestras observaciones se deduce el descubrimiento de una nueva fuente MA-

GIC J0616+225, localizada más al sur de la posición establecida por EGRET, la cual coincide con el centro del remanente. Han sido necesarias casi 30 h de datos de buena calidad para poder establecer una señal de emisión con una significancia de 5.7σ , un flujo dado por $dN_\gamma/(dAdtdE) = (1.0 \pm 0.2) \times 10^{-11} (E/0.4\text{TeV})^{(-3.1 \pm 0.3)} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$ y un flujo integral por encima de 100 GeV de 6.5% del flujo de la Nebulosa del Cangrejo y de 2.8% por encima de 300 GeV. Estudios posteriores a este descubrimiento por parte de las colaboraciones Fermi y VERITAS, certifican la emisión aquí detectada por MAGIC-I.

De nuestro estudio puede verse que esta fuente detectada está concretamente localizada en la posición de la nube molecular gigante, en directa correlación con la misma pues el contorno representando la mayor intensidad de CO coincide con la posición central de esta nueva fuente. Además, el máser es coincidente con la posición de esta fuente y la emisión máser es un claro indicador de choques entre el remanente y zonas de densidad de materia alta. Por lo tanto, teniendo en cuenta este escenario y los estudios moleculares, se puede concluir que la emisión de rayos γ de alta energía es compatible con la emisión producida por el decaimiento de piones neutros producidos en las interacciones de las moléculas con el remanente.

Un estudio teórico posterior también a este descubrimiento pone de manifiesto que esta nueva fuente es consistente con la interpretación de interacciones de rayos cósmicos con la nube molecular localizada enfrente del remanente.

En un futuro se pretende observar esta fuente con los dos telescopios MAGIC para obtener una mejor significancia de la señal de la fuente, así como una mejor medida del espectro, puesto que se podría detectar cualquier cambio con la energía precisamente para poder compararlo con el medido por Fermi. También de las futuras observaciones se puede realizar un estudio morfológico para ver si la fuente es puntual o extensa. Así, junto con los resultados de Fermi, esta fuente estará observada desde los 100 MeV hasta energías del TeV para poder determinar exactamente de donde provienen los rayos γ en función de la energía y determinar el origen de la aceleración de los eventuales hadrones, es decir, la posición exacta de la interacción de la nube con el remanente en función de la energía.

W66

El objeto W66 es un remanente de tipo concha de gran tamaño con diferentes zonas diferenciadas de emisión en radio, rayos X y líneas moleculares. Concretamente, de encontrarse emisión coincidente con zonas de interacción del remanente con la nube molecular, usando valores de la masa de ésta así como la distancia y valor medio de la densidad, se podría concluir que el flujo de rayos γ es compatible con interacciones hadrónicas. Otro estudio de líneas ópticas de emisión desvela que existen posibles zonas de choque del remanente con el medio interestelar, en la parte noreste y suroeste de la misma.

Y es precisamente en esas zonas donde se han localizado algunos *hot spot* como pueden verse en el gráfico de significancias. Después de tres ciclos de observación, han sido en las últimas observaciones realizadas el año pasado, correspondientes a

11 h de datos de buena calidad, cuando se obtienen estas señales. Los tres *hot spot* observados coinciden con zonas de líneas de emisión óptica y con zonas de emisión en rayos X, concretamente con C3. Usando otro método para la estimación del fondo, estos *hot spot* siguen apareciendo, pero ninguno de ellos realmente significativo para determinar que exista señal. Por lo tanto, aunque estos *hot spot* no son significativos, podrían ser observados con MAGIC-II.

El límite superior al flujo de rayos γ obtenido de nuestro análisis de esta fuente mejora el de otros estudios anteriores realizados por otros experimentos. Teniendo en cuenta todo lo aquí expuesto, resultados del análisis y entorno molecular de la fuente, quizás sean necesarias más horas de observación con MAGIC-I para poder detectar señal significativa de emisión de rayos γ para esta fuente, como ocurrió en el caso de IC443 que fueron necesarias casi 30 h de datos para obtener una clara detección de emisión. El análisis de futuras observaciones de esta fuente con los dos telescopios, para las cuales serían necesarias aproximadamente la mitad de horas que para el caso de observación con un sólo telescopio, podría determinar si existe señal de emisión de rayos γ procedente de esta fuente y por lo tanto evidenciar la aceleración de hadrones en la misma.

W44

W44 es un remanente de forma mixta con una concha emitiendo en radio y un núcleo termal emitiendo en rayos X. La nube molecular con la que está interactuando está situada en la zona sureste de la remanente y existe una correlación entre la emisión en radio y en H_2 lo cual indica que la aceleración de los rayos cósmicos es debida a los choques dentro del gas denso. En realidad existen 6 nubes moleculares gigantes en la vecindad del remanente, donde precisamente 3 están interactuando en la zona sur y oeste del remanente. Teniendo en cuenta los valores de las masas para estas nubes, el flujo de rayos γ podría ser explicado por interacciones hadrónicas. También existen varios máseres localizados por diversas zonas del remanente que indican que la onda de choque está interactuando con el medio interestelar.

Gracias a un estudio reciente en radio se sabe que el remanente no puede asociarse con la fuente EGRET ni con el púlsar. Queda por tanto determinar si existe asociación entre el púlsar y la fuente EGRET. Con nuestro estudio esto no ha podido ser verificado porque no se ha encontrado señal alguna de emisión de rayos γ en la posición del púlsar ni en ninguna otra zona cercana. El límite superior del flujo obtenido de nuestro análisis es mejor que el obtenido en estudios anteriores por otros experimentos. Además existe un *hot spot* que coincide espacialmente con otro púlsar, denominado PSR J1857+0143, pero que usando el método *Wobble* para estimar el fondo no aparece en la imagen. De todos modos, en futuras observaciones de esta fuente con MAGIC-II podría ser tenido en cuenta para un posterior análisis del mismo.

Ésta ha sido una fuente poco observada con MAGIC-I y no se ha podido todavía determinar si la emisión de rayos γ detectada por EGRET tiene su origen en el remanente o en el púlsar. Como no se ha podido encontrar alguna muestra de señal

significativa de esta emisión, no es posible determinar el posible origen de los rayos γ . Además existen modelos que explican el espectro de este objeto en rayos γ con origen leptónico y otros que predicen que el origen es hadrónico, con lo que no existe tampoco unanimidad en los modelos en cuanto al origen. Por lo tanto, en un futuro habría que volver a observar esta fuente con los dos telescopios en busca del posible emisor porque sigue siendo un caso interesante de remanente interactuando con varias nubes moleculares.

Cúmulo globular M13

El cúmulo globular M13 ha sido estudiado en varias longitudes de onda y se han realizado diversos estudios de fotometría y metalicidad. Concretamente, fue detectada una fuente de rayos X en el núcleo del cúmulo, cuyas propiedades espectrales sugieren que se trata de una estrella de neutrones en un sistema binario. En su interior se han confirmado la presencia de 5 milipúlsares aunque las estimaciones predicen del orden de 100. Estudios recientes basados precisamente en la estimación del número de milipúlsares en objetos de este tipo junto con estudios sobre la eficiencia de la aceleración de leptones, predicen flujos observables del orden del TeV. En altas energías, del orden del MeV y GeV, este cúmulo fue observado por EGRET y por Whipple, pudiendo en ambos casos sólo dar límites al flujo de rayos γ . El objetivo de la observación de este cúmulo era estudiar una posible señal de emisión de rayos γ o, en su defecto, poner límites superiores al flujo para poder verificar los modelos teóricos o poner restricciones a los mismos para la inyección de leptones por parte de los milipúlsares.

De las observaciones correspondientes a este cúmulo se obtuvieron casi 20 h de datos de buena calidad, pero su análisis resultó en la no detección de emisión significativa de rayos γ pudiendo sólo obtener un límite superior al flujo integral, cuyo valor es de $1.93 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Teniendo en cuenta este valor y diferentes modelos de espectros de inyección de leptones, se pueden poner restricciones al número de milipúlsares en el interior de estos objetos, resultando que debería ser significativamente inferior a 100 o a la eficiencia de conversión de energía desde los milipúlsares a leptones relativistas que también debería ser inferior al valor dado por los modelos.

En un futuro, con la operación conjunta de los dos telescopios MAGIC podremos obtener mejores valores a los límites superiores del flujo de rayos γ y observar en un tiempo inferior más objetos de este tipo para poder obtener otros valores para comparar con los modelos.

Región de formación estelar M42

Este es un caso especial de observación de MAGIC-I por el hecho de que se trata de intentar confirmar la existencia de una posible nueva fuente en la región de formación estelar M42, donde el experimento HEGRA había detectado previamente un *hot spot*. Por ese motivo se decidió observarlo con MAGIC-I para intentar verificar

si aquella primera detección era real o no. De las observaciones de HEGRA se deduce que de ser real esta fuente cabría esperar un flujo de 3 Crabs en 500 GeV, con 5 h de observación en MAGIC-I en modo WOBBLE, lo cual sería suficiente para verificar la existencia de esta fuente.

MAGIC-I observó esta fuente obteniéndose casi 3 horas de datos de buena calidad. Con los resultados aquí presentados no podemos confirmar el *hot spot* detectado por HEGRA, porque de ser una fuente real debería haberse visto claramente como una fuente mucho más significativa. Incluso haciendo cortes en energía superiores a 150 GeV, la señal no significativa que obtenemos de nuestro estudio, desaparece. En todo caso, este punto podría ser reobservado por MAGIC-I más horas en noche oscura para quizás confirmar que existe esa fuente pero que no es tan significativa como del estudio de HEGRA se podía esperar o ser reobservado con MAGIC-II para verificar el *hot spot* aquí detectado y verificar si es una fuente real o no.

También obtenemos de nuestro estudio, en la figura que representa el mapa de significancias del exceso, un *hot spot* en las coordenadas (Ra, Dec = $5^h 32^m 31^s$, $-6^\circ 23.00'$) que coincide espacialmente con una estrella dentro de la nebulosa, pero este *hot spot*, usando el método *Wobble* para la estimación del fondo, desaparece. En todo caso tendría que ser estudiado con posterioridad con MAGIC-II.

A

Apéndice A: Mecanismo de aceleración de Fermi

Según hemos visto en la sección 2.2, los mecanismos de producción de fotones de altas energías requieren de la aceleración de las partículas cargadas hasta energías iguales o superiores que la de la radiación.

En 1949 E. Fermi propuso un mecanismo de aceleración para dichas partículas donde sugirió que las nubes de plasma del medio interestelar podrían actuar como “espejos” para los rayos cósmicos cargados. Así, una partícula ganaría o perdería energía cada vez que colisionase con la nube, al acercarse o alejarse de ella, respectivamente (Fermi 1949). Pero si la partícula permanece un tiempo finito en la región de aceleración, se produce una ganancia media de energía y la partícula tendrá un espectro que sigue una ley de potencias.

La idea original del mecanismo consiste en que una partícula cargada interactúa con los campos magnéticos inhomogéneos del interior de una onda de choque y este proceso representa aceleraciones y desaceleraciones para la partícula (figura A.1). Si suponemos que la nube se mueve a una velocidad V , que es infinitamente masiva (comparando con la masa de la partícula), donde p es el momento y E la energía de la partícula, ésta vista en el sistema de referencia de la nube es

$$E' = \gamma_L(E + Vp \cos \theta) \quad (\text{A.1})$$

y la componente x del momento en el mismo sistema de referencia es

$$p'_x = p' \cos \theta = \gamma_L(p \cos \theta + VE/c^2), \quad (\text{A.2})$$

siendo V la velocidad de la nube, c la velocidad de la luz, γ_L el factor de Lorentz de la nube dado por $\gamma_L = (1 - (V^2/c^2))^{-1/2}$ y θ el ángulo de incidencia de la partícula en la nube.

En la colisión, la energía de la partícula es conservada ($E'_{\text{antes}} = E'_{\text{despues}}$) y su momento en la dirección x es invertido ($p'_{\text{antes}} = -p'_{\text{despues}}$). Entonces transformando

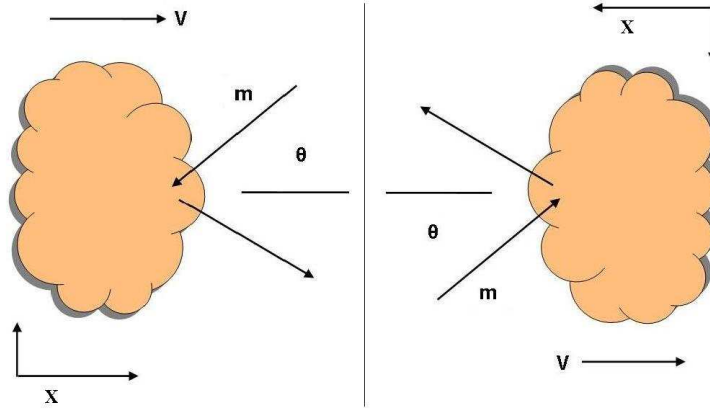


Figura A.1: Esquema del mecanismo de aceleración propuesto por Fermi. (Derecha) Tipo de colisión *frontal*. (Izquierda) Tipo de colisión *por alcance*.

la energía en el sistema de referencia del observador obtenemos como energía de la partícula

$$E'' = \gamma_L(E' + Vp'_x). \quad (\text{A.3})$$

Si hacemos uso de la expresión $p_x/E = v \cos \theta / c^2$ siendo v la velocidad de la partícula, el cambio en energía de la partícula es

$$E'' = \gamma_L^2 E [1 + (2Vv \cos \theta)/c^2 + (V/c)^2]. \quad (\text{A.4})$$

Desarrollando el segundo orden en $(V/c)^2$ obtenemos una ganancia de energía de

$$\frac{E'' - E}{E} = \frac{\Delta E}{E} = (2Vv \cos \theta)/c^2 + 2(V/c)^2. \quad (\text{A.5})$$

Para saber si hay una ganancia neta de energía, tenemos que hacer una extensión a todos los ángulos de incidencia. Al situar el sistema de referencia en la onda de choque, las partículas del medio interestelar (MI) colocadas a ambos lados de la nube se mueven hacia la onda de choque con una velocidad típica de V/c . Para ello debemos diferenciar si la colisión es *frontal* o *por alcance* de la nube (figura A.1). En los dos casos, la probabilidad de colisión debe ser proporcional a la velocidad relativa de aproximación de la partícula a la nube. Si consideramos $v \sim c$ (caso relativista), para el caso de colisiones *frontales* esta probabilidad es proporcional a $1 + (V/c) \cos \theta$ y en el caso de colisiones *por alcance* es proporcional a $1 - (V/c) \cos \theta$. Si combinamos las dos probabilidades en una sola expresión, permitiendo un movimiento del ángulo de 0 a π , tenemos entonces que la media en ángulos es de

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{8}{3} \left(\frac{V}{c} \right)^2, \quad (\text{A.6})$$

siendo éste el resultado de la ganancia de energía media por colisión, en el caso límite donde la velocidad de la partícula es la velocidad de la luz ($v \rightarrow c$). Con lo

que la media en ganancia de energía se incrementa en un segundo orden en V/c . El promedio sobre un tiempo largo conduce a una ganancia neta de energía. La partícula se va acelerando y por tanto ganando energía. El problema de este proceso es que, como la velocidad de las partículas en el MI es $V/c \sim 10^{-4}$, la ganancia de energía es extremadamente pequeña.

Si consideramos $E = \beta E_0$ como la energía media de la partícula después de una colisión y P la probabilidad de que la partícula permanezca dentro de la región de aceleración después de una colisión (también llamada probabilidad de escape), después de k colisiones, hay $N = N_0 P^k$ partículas con $E = E_0 \beta^k$ energía. Si eliminamos k , nos queda

$$\frac{\ln(N/N_0)}{\ln(E/E_0)} = \frac{\ln P}{\ln \beta}. \quad (\text{A.7})$$

Para $N(\geq E)$ tenemos

$$N(E) dE = \text{constante} \cdot E^{-1+(\ln P/\ln \beta)}, \quad (\text{A.8})$$

con lo que se ve claramente que tenemos la energía como una ley de potencias.

Cinco años después, en 1954, Fermi propuso una modificación a su mecanismo original (Fermi 1954), que es una generalización del mismo, llamado *mecanismo de aceleración de Fermi de primer orden*. En el mecanismo de Fermi de segundo orden, el incremento de energía era proporcional a $(V/c)^2$, debido al efecto de desaceleración de las colisiones *por alcance*. Si consideramos sólo las colisiones *frontales*, resulta que este incremento es proporcional a (V/c) en un primer orden; de ahí el nombre de este segundo mecanismo. La energía máxima que puede alcanzar la partícula viene determinada por la duración de la onda de choque.

Consideremos el caso de una onda de choque muy fuerte causada por la explosión de una supernova propagándose a través del medio interestelar (Longair 1994). El flujo de las partículas de alta energía se supone que está presente en las dos partes anterior y posterior de la onda de choque. Consideramos partículas de muy alta energía, así su velocidad es mucho mayor que la velocidad de la onda de choque U , la cual consideramos mucho mayor que la velocidad del sonido en el medio interestelar. En el sistema de referencia, donde la onda de choque está en reposo, el flujo de gas ascendente en ella viaja a una velocidad $v_1 = U$, mientras el descendente abandona la onda a una velocidad $v_2 = V$. La ecuación de continuidad establece que la masa sea conservada, por lo tanto, $\rho_1 U = \rho_2 V$, siendo ρ_1 y ρ_2 las densidades de los gases ascendente y descendente, respectivamente. Para una onda de choque fuerte, se cumple que $\rho_1/\rho_2 = (\gamma_c + 1)(\gamma_c - 1)$, siendo γ_c la relación entre los calores específicos del gas. Tomando $\gamma_c = 5/3$ para una gas monoatómico o ionizado, tenemos la relación $V = U/4$.

Por otro lado, tomamos como sistema de referencia cuando el gas está en reposo. Primero, consideramos las partículas de alta energía que están por delante del frente de choque, la onda avanza a través del medio a una velocidad U , pero el gas viaja a una velocidad $V = 3U/4$. Cuando una partícula cruza el frente obtiene un pequeño incremento de energía del orden de U/c . Las partículas son entonces dispersadas por

la turbulencia detrás del choque frontal. Si ahora consideramos el proceso inverso, es decir, las partículas de detrás del frente que cruzan hacia la zona delantera del frente de onda, se encuentran con un gas de nuevo moviéndose a una velocidad $V = 3U/4$ hacia ellas, con lo que tienen el mismo incremento de energía. En definitiva, las partículas cruzando el frente de delante a atrás o viceversa, obtienen el mismo pequeño incremento de energía. Por lo tanto, cada vez que una partícula cruza el frente, recibe un aumento de energía independientemente de la dirección del cruce. Este es el aspecto clave del mecanismo de aceleración en un frente de onda.

Cuando una partícula cruza el frente de onda, su energía es

$$E' = \gamma_L(E + p_x V), \quad (\text{A.9})$$

donde tomamos la coordenada x como perpendicular al frente. Si suponemos que la onda es no relativista ($V \ll c$ y $\gamma_L \sim 1$) pero que las partículas sí lo son ($E = pc$ y $p_x = (E/c) \cos \theta$), entonces el incremento de energía será

$$\Delta E = pV \cos \theta \quad (\text{A.10})$$

$$\frac{\Delta E}{E} = \left(\frac{V}{c} \right) \cos \theta. \quad (\text{A.11})$$

Para calcular la probabilidad de las partículas cruzando la onda de choque en un ángulo θ por unidad de tiempo, se debe tener en cuenta que el número de partículas con ángulos entre θ y $\theta + d\theta$ es proporcional a $\sin \theta d\theta$, pero la tasa en que las partículas atraviesan el frente es proporcional a la componente x de su velocidad. Por lo que la probabilidad de las partículas cruzando la onda de choque es proporcional a $\sin \theta \cos \theta d\theta$. Normalizando la integral de la probabilidad ($0 < \theta < \pi/2$), obtenemos

$$p(\theta) = 2 \sin \theta \cos \theta d\theta, \quad (\text{A.12})$$

por lo que la ganancia media de energía al cruzar el frente es

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{V}{c} \int_0^{\pi/2} 2 \sin \theta \cos \theta^2 d\theta = \frac{2V}{3c}, \quad (\text{A.13})$$

con lo que para un viaje de ida y vuelta cruzando el frente tenemos que

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4V}{3c}. \quad (\text{A.14})$$

Consecuentemente, en la fórmula

$$N(E) dE = \text{constante} \cdot E^{-1+(\ln P / \ln \beta)} \quad (\text{A.15})$$

tenemos que

$$\beta = \frac{E}{E_0} = 1 + \frac{4V}{3c}, \quad (\text{A.16})$$

y teniendo en cuenta que $V = 3U/4$, obtenemos

$$\ln \beta = \ln \left(1 + \frac{4V}{3c} \right) \simeq \frac{4V}{3c} = \frac{U}{c}. \quad (\text{A.17})$$

Por otro lado, en la ecuación (A.15), P es la probabilidad de escape de las partículas. Si consideramos, como es el caso, de que la onda no es relativista pero las partículas sí, esta probabilidad es muy pequeña y de la forma (según la teoría cinética clásica),

$$\ln P = \ln \left(1 - \frac{U}{c} \right) = -\frac{U}{c} \quad (\text{A.18})$$

donde en consecuencia tenemos

$$\frac{\ln P}{\ln \beta} = -1, \quad (\text{A.19})$$

con lo que la fórmula (A.15) se transforma en

$$N(E) dE \propto E^{-2} dE; \quad (\text{A.20})$$

siendo éste el espectro de energía diferencial para una partícula de alta energía, siguiendo una ganancia de energía de primer orden. El espectro energético de las partículas (Gaisser 1990) aceleradas con este mecanismo sigue una ley de potencias como la observada en los rayos cósmicos. Las ondas de choque donde pueden producirse este tipo de aceleraciones son fenómenos comunes en el Universo, como por ejemplo, las explosiones de supernova y procesos de acreción de un objeto compacto, como ocurre en las binarias de rayos X y en los núcleos activos de galaxias.

Aparentemente, existe un límite superior para la energía de las partículas aceleradas por este mecanismo. Lagage & Cesarky (1983a, 1983b) describen esto en detalle. La cuestión es que el mecanismo de Fermi de primer orden no es un proceso rápido. Las partículas cruzan de forma difusa el frente, y en el caso de los remanentes de supernova, las partículas incrementan su energía en un valor típico de una parte en 100 en cada cruce. La supernova se va desacelerando a medida que atraviesa el medio interestelar con una duración típica de 10^5 años. Con ello, el valor del límite superior de la energía de las partículas, que pueden ser aceleradas por un SNR, es de 10^5 GeV/nucleón. Cabe destacar que el espectro de los rayos cósmicos se extiende más allá de este valor, con lo que la aceleración en los SNRs no puede dar explicación al rango completo de energías observadas en los rayos cósmicos.

B

Apéndice B: El experimento AMS

El experimento *Antimatter Magnetic Spectrometer* (AMS) (Lanciotti 2005, Aguayo et al. 2006, (2)) es un detector de partículas de gran aceptación ($0.45 \text{ m}^2 \text{sr}$) diseñado para operar en el espacio, a bordo de la Estación Espacial Internacional (ISS). Su instalación está prevista para el año 2010 y estará operativo durante al menos tres años, con el objetivo de realizar un extenso estudio sobre la composición de los rayos cósmicos en un amplio rango de energía con muy alta precisión. Gracias a la gran aceptación, el largo tiempo de exposición y la excelente capacidad de identificación de las partículas, AMS puede medir el espectro de los componentes de los rayos cósmicos ($\bar{p}$, e^+ , He, $\bar{D}$, γ) con una gran precisión. También realizará un estudio directo de los rayos γ provenientes de fuentes conocidas o del espacio en general para la búsqueda de nuevas fuentes. Además buscará antimateria primordial intentando detectar la presencia de antinúcleos en el flujo de los rayos cósmicos y productos de aniquilación de materia oscura detectables como anomalías del flujo de los rayos cósmicos. La detección de la presencia de antinúcleos en los rayos cósmicos puede ser una prueba directa de la existencia de dominios de antimateria.

En general, AMS es un espectrómetro magnético de gran aceptación con capacidad para identificar los núcleos de los rayos cósmicos con carga $Z \leq 26$ y medir el espectro energético hasta el rango del TeV. Las medidas proporcionadas por AMS de todas las especies cargadas de los rayos cósmicos, incluyendo especies químicas hasta el hierro e isótopos hasta el carbono, mejorarán nuestro conocimiento de los rayos cósmicos y nos ayudará a resolver varias cuestiones astrofísicas fundamentales.

Algunos de los objetivos científicos de AMS son:

- La medida precisa del espectro de los antiprotones, positrones y gammas de los rayos cósmicos que permitirá establecer si las partículas predichas por la teoría son el origen de la materia oscura. La interpretación de las anomalías en el movimiento de los cuerpos celestes es la técnica utilizada para la detección de objetos no luminosos dentro y fuera del Sistema Solar. Dichas anomalías, que se observan en el movimiento de las galaxias, sólo se pueden explicar suponiendo que exista una gran cantidad de materia oscura (no visible).

- La búsqueda de antinúcleos en el conjunto de los rayos cósmicos, lo cual podría establecer la respuesta a la cuestión de la existencia de dominios de antimateria
- AMS detectará aproximadamente 10^9 núcleos e isótopos que permitirán estudiar varias cuestiones interesantes de la física de partículas, como por ejemplo comprender la propagación y el origen de los rayos cósmicos.

AMS es un experimento diseñado y construido por una colaboración internacional (ver figura B.1) formada por 56 instituciones de 16 países, liderada por el premio Nobel de Física Samuel Ting. La participación española en el experimento tiene su base en el Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT) en Madrid. El Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC) participa activamente en esta colaboración a través del proyecto Astrofísica de Partículas, que es precisamente donde se encuadra esta tesis.

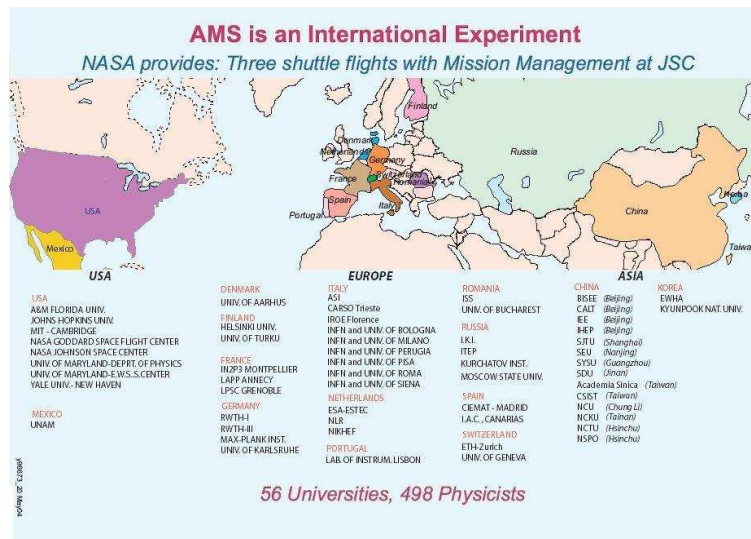


Figura B.1: Mapa de los países que forman parte de la colaboración.

Los principales intereses científicos se centran en la utilización de AMS como un potente espectrómetro de masas capaz de proporcionar información detallada acerca de la composición química y el espectro de energía de los rayos cósmicos cargados. Los resultados obtenidos serán interpretados en el marco de estudio de la evolución química de la Galaxia. La viabilidad del experimento ha sido comprobada con una primera versión del detector que fue instalado y operado en la bodega del *Shuttle DISCOVERY* (NASA) durante un vuelo de 10 días de duración en 1998. El análisis de los datos recogidos por AMS durante esta primera fase del proyecto ha permitido, además de validar el diseño del detector, mejorar los límites existentes de antimateria y determinar con precisión los espectros de protones y electrones en regiones de energía y latitudes geomagnéticas no estudiadas con anterioridad.

Sus componentes

El detector (figura B.2) está equipado con un *imán superconductor* que genera un campo de ~ 0.8 T dentro de un volumen de forma cilíndrica (diámetro y altura de ~ 1 m). Dentro del imán, 8 planos de detectores de silicio miden las coordenadas de los puntos usados para reconstruir las trazas, que han quedado registradas con el paso de las partículas. En ambas partes finales del imán se localiza una pareja de planos centelleadores segmentados, que miden el *tiempo de vuelo* (*Time of Flight* - ToF) de la partícula y proporciona el *trigger* del experimento. Un *sistema de centelleadores de anti-coincidencia* (*Anti-coincidence Scintillator system* - ACC) proporciona la señal de trigger de las partículas con alta inclinación, para su posterior rechazo. Además, el experimento AMS contiene 3 subdetectores más que proporcionan la identificación de la partícula, que son: el *Ring Image Cherenkov* (RICH) situado por debajo del imán para proporcionar la medida de la velocidad de la partícula; el *Transition Radiation Detector* (TRD) localizado en la parte alta y el *Electromagnetic Calorimeter* (ECAL) en la parte inferior para la distinción entre leptones y hadrones, y medir la energía.

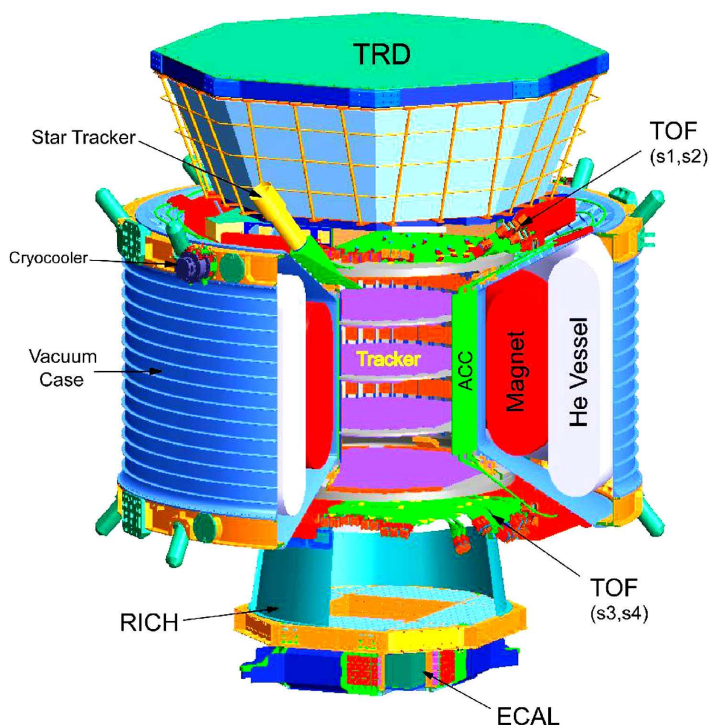


Figura B.2: Desglose en los distintos detectores del experimento AMS.

Varias limitaciones son impuestas a este experimento por el traslado al espacio dentro del transbordador y por la transferencia y mantenimiento en la ISS; como,

por ejemplo, el peso limitado a 7 toneladas, el bajo consumo de energía (≤ 2 kW) y la tasa de datos limitada a 2 Mbits por segundo. Además, el experimento debe trabajar con propiedad en el espacio sin una ayuda humana externa durante al menos los 3 años o más. Incluso, el experimento y todas sus componentes deberán soportar aceleraciones superiores a 9 G y vibraciones hasta 150 dB durante el vuelo y variaciones de temperatura entre -80°C y 50°C , y luego operar con normalidad.

Veamos ahora en detalle todos los subsistemas que componen el experimento AMS. El detector está constituido por las siguientes partes principales:

- *Transition Radiation Detector* (TRD): este subdetector mide la radiación emitida por las partículas cargadas al pasar de un medio dieléctrico a otro. Por lo que, una vez medido el momento por el *tracker*, la radiación de transición puede ser usada para distinguir partículas con diferente factor de Lorentz como el electrón del protón, más concretamente el positrón (e^+) del protón (p) y el electrón (e^-) del antiprotón ($\bar{p}$). Así, el TRD identifica electrones y positrones (leptones) con un factor de rechazo medido frente a hadrones de 10^3 a 10^2 , desde 1.5 GeV a 300 GeV. El TRD tiene estructura octogonal formado por un total de 328 módulos alternados con los radiadores para medir la radiación. Los módulos están distribuidos en 20 capas de tubos de deriva (funcionan con mezclas de gas de Xe y CO_2) soportados por un octágono cónico hecho de aluminio en nido de abeja y superficie de fibra de carbono. Las 4 capas tanto inferior como superior, en total 8, están orientadas paralelas al campo magnético del imán mientras las 12 capas intermedias son perpendiculares. Haciendo una selección y combinación de las 20 medidas, es posible obtener una distinción protón - electrón con una eficiencia del 90 %.
- *Time of Flight* (TOF): El sistema de tiempo de vuelo es el que hace que el detector ponga en marcha la adquisición de datos. Además hace una medida de la carga eléctrica y una medida de la velocidad con una precisión al nivel del 3 %. También determina el sentido en el que la partícula cruza el detector con una probabilidad de error de 10^{-8} . Combinando este dato con la dirección de curvatura proporcionada por el imán se podrá determinar el signo de la carga. Este subdetector se compone de 4 planos formados por módulos centelleadores de plásticos, 2 por encima y otros 2 por debajo del imán, de 12 cm de anchura, formando un panel superior y otro inferior alternativamente posicionados a lo largo de los ejes. El contador simple de ToF consiste de un centelleador de 1 cm de grosor y longitud variable formando un plano circular, cubriendo toda la aceptación del detector de trazas en el interior del imán. En sus partes finales están unidos a fotomultiplicadores (PMTs) a través de unas guías de luz. Una clase particular de PMTs con una estructura de dinodos compactos y alto voltage han sido seleccionados para reducir la dependencia de la multiplicación foto-inducida por el campo magnético. Las guías de luz han sido inclinadas y dobladas para optimizar el ángulo entre los PMTs a lo largo del eje y y el campo magnético.

- *Anti-Coincidence Counter* (ACC): el objetivo de este subsistema es el de identificar los sucesos en que una partícula atraviesa el detector transversalmente y rechazarlos. Está compuesto por 16 paneles colocados como un cilindro alrededor del *tracker*. La luz procedente de los centelleadores es recogida en fibras de 1 mm de diámetro incrustadas en ranuras en los paneles centelleadores. Las fibras están unidas a unos conectores localizados en el tanque de vacío. A través de fibras, la luz es llevada a unos 8 PMTs orientados con sus ejes paralelos al campo magnético. La gran eficiencia y alto grado de homogeneidad de las fibras nos asegura una señal de *trigger* real y rápida del ACC para las partículas de gran inclinación.
- *Silicon Track Detector* (STD o *tracker*): este subsistema es el detector de trazas. Su función es la de medir la rigidez y la carga eléctrica en valor absoluto de la partícula. Está formado por 8 capas instrumentadas por ambas caras de detectores de *microstrips* de silicio, con un área total de 6.5 m^2 , dispuestas en 5 planos, 2 en el interior y 3 en el exterior del imán. Hay un total de 2264 sensores de silicio colocados en 192 escaleras, que hace de este detector el de mayor precisión en el espacio. Permite medir en distintos puntos la trayectoria de la partícula curvada por el campo magnético creado por el imán. La resolución aproximada para la dirección de la curvatura será de $10 \text{ } \mu\text{m}$, y de $30 \text{ } \mu\text{m}$ en la dirección ortogonal. La resolución para la rigidez será del 2 % para 1 GeV y del 5 % para 100 GeV. También dará una medida de la carga a partir de la energía depositada en los planos de silicio hasta $Z=26$.
- *Superconducting Magnet*: se trata de un imán superconductor de forma cilíndrica formado por 2 bobinas que generan un campo dipolar y dos series de pequeñas bobinas de retorno distribuidas entre ellas. Las bobinas dipolo se usan para generar la mayor parte del campo magnético transversal que define el eje x de AMS. Las bobinas de retorno se usan para minimizar la magnitud del campo fuera del imán y minimizar el momento del dipolo magnético del sistema total y así evitar la inducción de un torque a la estación como resultado de la interacción con el campo magnético de la Tierra. El imán opera a una temperatura de 1.8 K enfriado por un contenedor de forma toroidal situado alrededor del imán de 2500 litros de Helio. Todo ello está situado dentro de un tanque de vacío con un diámetro interior de 1.1 m y exterior de 2.7 m y una longitud del cilindro central alrededor del *tracker* de 0.9 m. Esta configuración permite alcanzar un campo magnético muy intenso en el interior del imán ($\sim 0.87 \text{ T}$) proporcionando un gran poder de inclinación o curvatura para partículas cargadas. Junto con la información proporcionada por el *tracker*, podemos calcular la rigidez (momento por unidad de carga) de la partícula. Cuanto mayor sea el radio de curvatura de la partícula, con mayor precisión se podrá calcular ésta. Es importante mencionar que éste será el primer imán superconductor de gran tamaño instalado en un experimento en el espacio.
- *Ring Imaging Cherenkov Counter* (RICH): La técnica de este subsistema

está basada en la reconstrucción de la imagen anular formada por los fotones Cherenkov que produce la partícula al atravesar el detector. La idea base consiste en formar una imagen de anillo sobre una superficie instrumentada con detectores de luz para reconstruir los parámetros del cono de luz y calcular el valor del ángulo Cherenkov, con el fin de obtener una medida de la velocidad y carga de la partícula incidente con muy buena resolución, donde la velocidad β viene dada por $\cos(\theta) = 1/n\beta$, siendo θ el ángulo Cherenkov y n el índice espectral del medio. La medida del ángulo de apertura del cono a través de la detección del anillo Cherenkov, permite obtener la medida de la velocidad de las partículas cargadas relativistas con precisiones de 0.1 % para partículas de carga unitaria, mejorando como el inverso de la carga hasta llegar a un valor límite de 0.01 %. Además, la estimación del número de fotones detectados nos permite determinar el valor absoluto de la carga eléctrica de las mismas, permitiendo identificar isótopos y núcleos hasta el hierro con una confusión del 10 %. El detector consiste de un radiador (medio dieléctrico), un espejo cónico, un plano de detección formado por una matriz de 680 fotomultiplicadores, que detectan los fotones radiados a una distancia de 45 cm, y el soporte mecánico de todo ello. La superficie superior del tronco de cono del espejo es de 60 cm (plano del radiador) y la inferior de 67 cm (plano de detección) con 46.3 cm de altura. El espejo delimita el volumen de propagación de los fotones, reflejando los que inciden sobre su superficie con una reflectividad media del 85 %. La aceptación geométrica del detector equivale al 80 % de la aceptación total del imán.

- *Electromagnetic CALorimeter* (ECAL): El calorímetro consiste en 9 supercapas de plomo con un área activa de 648 x 648 mm^2 y un grosor de 166.5 mm, intercaladas con fibras centelleadoras de 1 mm de diámetro, cada una de ellas leída por 36 fotomultiplicadores y un sistema de guías de luz pixeladas. Este subdetector mide la energía de los rayos γ , electrones y positrones, con energías a partir de 2 GeV con una resolución del orden del 1-2 % para 100 GeV. La reconstrucción tridimensional de la cascada electromagnética permitirá calcular la dirección de incidencia de los rayos γ con precisión mejor que 1°.

Los objetivos de AMS requieren tener una determinación precisa de la masa de las partículas cargadas. La masa se puede derivar del momento y velocidad de la partícula. El error en masa vendría dado por la siguiente fórmula:

$$\frac{\Delta m}{m} = \frac{\Delta p}{p} \oplus \gamma_L^2 \frac{\Delta v}{v}$$

con $\oplus$ representando la suma cuadrática de los dos términos y siendo m la masa, p el momento, v la velocidad y γ_L el factor de Lorentz que sería igual a

$$\gamma_L = \frac{1}{\sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2}}$$

con c la velocidad de la luz. El momento lo determina el *tracker*, con una precisión relativa del 1 % sobre un amplio rango de energías. Además, el error en masa también está influenciado por el error en la velocidad, que debe ser muy pequeño para contrarrestar el factor de Lorentz que, para partículas relativistas, es relativamente alto. De ahí la importancia de medir la velocidad con tanta precisión. Como muestra de las capacidades de AMS véanse las figuras B.3 y B.4, donde la primera muestra el espectro de masas para el berilio y la segunda muestra el cálculo de la velocidad con dos diferentes isótopos (Lanciotti 2005). También podrá medir rayos γ en el rango de energía de 1-300 GeV gracias a la conversión en par electrón/positrón en el *tracker*. La identificación y reconstrucción en el *tracker* de las dos trazas permitirá determinar la energía del fotón γ primario con una precisión del $\sim 2\%$ y su dirección con una resolución angular mejor que 0.03° a energías mayores de 10 GeV.

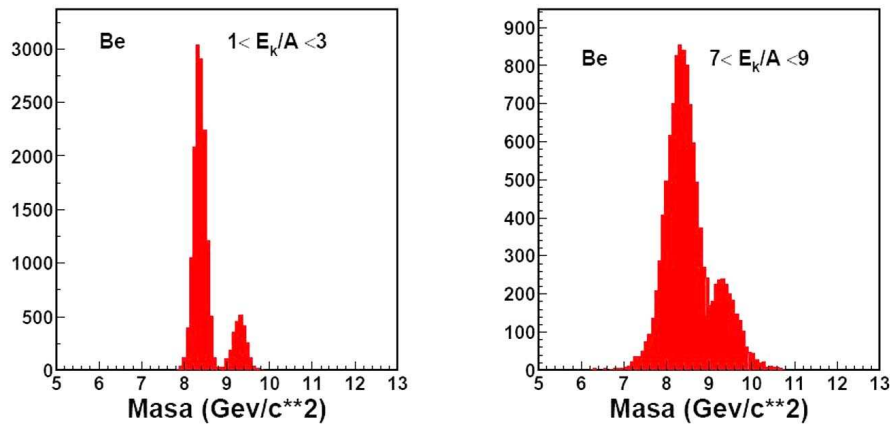


Figura B.3: Dos ejemplos del espectro de masa para los isótopos del berilio en dos distintos rangos energéticos.

Por otro lado, el espectro energético y las abundancias químicas de los elementos presentes en los rayos cósmicos serán medidos hasta la región del hierro con una confusión de carga inferior al 10 %. La carga absoluta de la partícula es estimada a partir del número de fotones detectados en el anillo Cherenkov del RICH o a partir de la deposición de energía en el *tracker* y en los paneles del ToF. El momento es obtenido multiplicando la rigidez por la carga y así la energía puede ser obtenida usando la medida de la masa. La reconstrucción de la curvatura junto con la discriminación de si la partícula entró en el detector de arriba a abajo o viceversa, permite estimar el signo de la carga.

A lo largo de este año se han realizado pruebas de integración con todos los detectores en el CERN. Sobre el imán se realizaron diversas pruebas así como la integración entre mayo y julio de 2009, para luego entre julio y octubre realizar la integración de todo el experimento en conjunto. El experimento debe estar completo y operativo a partir de octubre de 2009 para comenzar con las pruebas con haz de iones y diferentes chequeos en una cámara de vacío necesarios antes de ser lanzado.

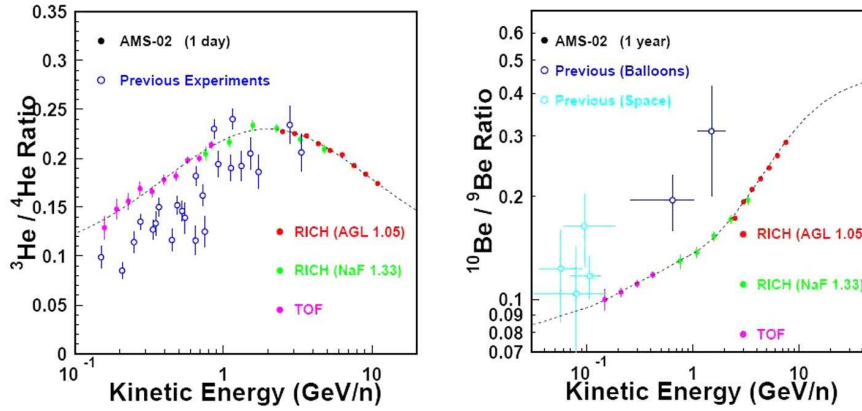


Figura B.4: (Izquierda) Razón $^3\text{He}/^4\text{He}$ reconstruida por AMS al cabo de un día (puntos llenos) y otros experimentos (puntos vacíos) en función de la energía cinética generada. (Derecha) Razón de los isótopos del berilio obtenida para un año para AMS. Para AMS se distinguen las zonas donde la medida de la velocidad es reconstruida por el TOF, por el RICH con NaF y con el RICH con Aerogel de índice 1.05.

Posteriormente, a principios de 2010 será enviado al KSC para prepararlo para su lanzamiento. En cuanto al software, el de reducción de datos está diseñado y se ha probado en condiciones simuladas para descartar la presencia de errores. También el código de simulación Monte Carlo del detector está acabado y se está empleando para producir suficientes datos como para llevar a cabo el análisis. Además, el código de reconstrucción también está diseñado aunque se actualiza de forma continuada para implementar nuevas ideas con el fin de incrementar la eficiencia y precisión de la reconstrucción global.

C

Apéndice C: Parámetros de Hillas

La naturaleza elíptica de las imágenes de las cascadas iniciadas por rayos γ , permite hacer una descripción de las mismas en función de los momentos de la distribución de la luz registrada en la cámara del telescopio. De esta forma se obtienen los parámetros de Hillas (Hillas 1985, Hillas 1996, figura C.1). Las imágenes en la cámara contienen información crucial acerca del desarrollo de la cascada y pueden ser usadas para inferir el tipo de partícula primaria que crea la cascada, su energía y la dirección de llegada.

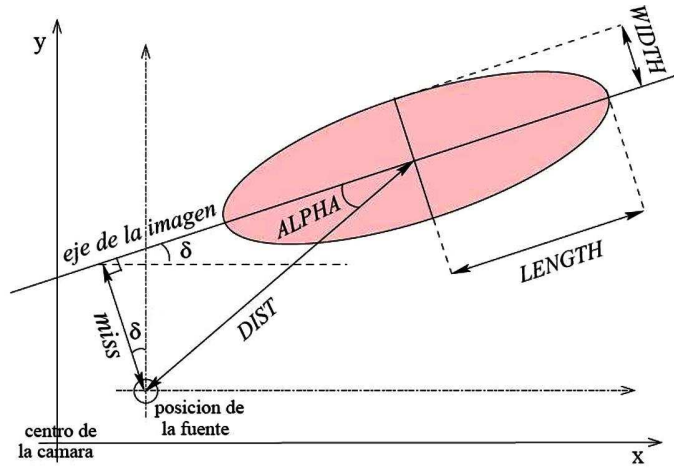


Figura C.1: Interpretación geométrica de los parámetros de Hillas. El eje mayor de la elipse se corresponde con el eje mayor de la cascada.

Los parámetros de Hillas pueden ser clasificados en dos grupos dependiendo del tipo de información que den, bien sobre el tamaño y forma de la imagen (independientes de cualquier punto de referencia), o bien sobre la orientación respecto de

la posición de la fuente en el plano de la cámara (dependientes de este punto de referencia). Dentro del primer grupo podemos destacar:

- **SIZE**: Tamaño o contenido total de luz de la imagen. Este parámetro viene dado por la suma de las señales (medidas en número de fotoelectrones) registradas en todos los píxeles. Este parámetro está estrechamente ligado con la energía del rayo γ que originó la cascada. También es usado como corte básico para controlar la calidad de los datos para analizar, puesto que exigimos que las imágenes contengan un determinado número de fotoelectrones para poder ser analizadas.
- **LENGTH**: dispersión (RMS) de la distribución de la luz a lo largo del eje mayor de la imagen. Este parámetro está relacionado con el desarrollo longitudinal de la cascada y también define la semilongitud de la elipse utilizada para representar la imagen de la misma.
- **WIDTH**: dispersión (RMS) de la distribución de la luz a lo largo del eje menor de la imagen. Proporciona una medida del desarrollo lateral de la cascada y define la semianchura de la elipse usada para representar la imagen. Los parámetros **WIDTH** y **LENGTH** reflejan la morfología de la cascada y son usados para realizar la separación gamma/hadrón, al igual que el parámetro **CONC**.
- **Mean X - Mean Y**: valores de las coordenadas del centro de gravedad de la imagen.
- **CONC**: representa el grado de concentración de luz en la imagen, siendo expresado como fracción de luz respecto del total contenido en los dos píxeles más intensos. Este parámetro se usa para identificar y rechazar aquellos eventos que no constituyen cascada.
- **LEAKAGE**: fracción de la imagen contenida en los píxeles del anillo más externo de la cámara. Valores grandes de este parámetro indican que la imagen está truncada debido al tamaño finito de la cámara, con lo que alguna parte de la cascada no está contenida en la cámara y esto representa un problema a la hora de estimar todos los demás parámetros. Imágenes de este tipo suelen ser producidas por cascadas de muy alta energía o por un parámetro de impacto¹ muy grande.
- **ASYM**: el vector entre el centro de gravedad de la imagen y el píxel más brillante. Este parámetro proporciona una medida de la asimetría de la distribución de la luz a lo largo del eje mayor, apuntando a la parte de la cascada correspondiente al máximo desarrollo, ayudando a discriminar entre "cabeza" y "cola" de la cascada.

¹El parámetro de impacto es la distancia desde el eje de la cascada al telescopio medido en el suelo

Dentro del segundo grupo podemos destacar:

- **M3LONG**: asimetría de la distribución de luz a lo largo del eje mayor de la imagen. Su valor es positivo cuando la imagen apunta hacia la posición de la fuente en la cámara, es decir, la "cabeza" de la cascada enfoca hacia el interior de la cámara y la "cola" enfoca hacia la parte externa de la misma.
- **DIST**: distancia al centro de gravedad de la imagen medida desde la posición de la fuente en la cámara. Este parámetro da el ángulo entre el eje del telescopio y la dirección desde éste al máximo de la cascada, por lo que está estrechamente ligado con el parámetro de impacto.
- **ALPHA**: ángulo que forma el eje mayor de la imagen con la línea que va desde el centro de la imagen hasta la posición de la fuente en la cámara. Este parámetro está relacionado con el ángulo entre el eje de la cascada y la dirección de apuntado del telescopio. El parámetro **ALPHA** nos proporciona una medida de la dirección de la partícula primaria incidente. Cuando éste tiene un valor igual a 0, la dirección de la partícula primaria es paralela al eje óptico, lo cual es precisamente el caso de los rayos γ procedentes de una fuente puntual a la cual apunta el telescopio. En el caso de los hadrones, este valor es aleatorio y no hay una determinada dirección.
- θ : es la distancia angular entre la posición de la fuente y la posición de la fuente estimada para un evento. Esta posición estimada es calculada usando el método DISP, descrito en el apartado 5.5.2. En realidad, se usa como parámetro θ^2 porque su distribución es plana para los eventos del fondo y tiene forma exponencial para las señales de rayos γ con el máximo en cero.

Para calcular estos parámetros necesitamos que la imagen esté dada en número de fotoelectrones registrados en cada píxel y las coordenadas dentro de la cámara del píxel. Para calcular los momentos debemos rotar el sistema de coordenadas un cierto ángulo δ para hacerlo coincidir con los ejes de la elipse que define la imagen. El momento de orden 0 nos proporciona directamente el parámetro **SIZE**, el cual es usado para reconstruir la energía primaria de la partícula incidente que produce la cascada, y los de orden 1 nos proporcionan las coordenadas del centro de gravedad de la imagen. Los de segundo orden nos proporcionan el tamaño y dirección de la elipse y el de orden 3 la asimetría de la imagen.

Matemáticamente, algunos de estos parámetros se pueden obtener del siguiente modo. Si parametrizamos las cascadas como una elipse, sus momentos de orden n pueden ser estimados con respecto al sistema de coordenadas, el cual tiene como centro el centro de gravedad de la imagen, como eje x el eje mayor de la elipse y como eje y el eje menor de la misma. Definiendo N_i como el número de fotoelectrones en el píxel i , el peso de la distribución de la luz en cada píxel es expresado como $w_i = \frac{N_i}{\sum_i N_i}$, es decir, el radio entre la carga en el píxel con respecto a la carga integrada de todos los píxeles que forman la imagen. Entonces, el primer y segundo

momento de la distribución son, respectivamente:

$$\langle x \rangle = \sum_i w_i \cdot x_i ; \langle y \rangle = \sum_i w_i \cdot y_i , \quad (C.1)$$

$$\langle x^2 \rangle = \sum_i w_i \cdot x_i^2 ; \langle y^2 \rangle = \sum_i w_i \cdot y_i^2 , \quad (C.2)$$

$$\langle xy \rangle = \sum_i w_i \cdot x_i \cdot y_i , \quad (C.3)$$

siendo (x_i, y_i) las coordenadas del píxel en el sistema de la cámara. La combinación de estos primeros momentos es usada para calcular el parámetro **DIST**:

$$DIST = \sqrt{\langle x \rangle^2 + \langle y \rangle^2} . \quad (C.4)$$

Las correlaciones de la distribución de la luz en la cámara son:

$$c_{xx} = \sigma_{xx}^2 = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 , \quad (C.5)$$

$$c_{yy} = \sigma_{yy}^2 = \langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2 , \quad (C.6)$$

$$c_{xy} = c_{yx} = \sigma_{xy}^2 = \langle x \cdot y \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle . \quad (C.7)$$

La matriz de correlación usa los segundos momentos y es interpretada como una elipse alrededor del centro de gravedad de la imagen, la cual es dada por:

$$M = \begin{pmatrix} c_{xx} & c_{xy} \\ c_{yx} & c_{yy} \end{pmatrix} . \quad (C.8)$$

Siendo δ el ángulo de rotación de la matriz unitaria que convierte esta matriz M en una matriz diagonal M_D , obtenemos

$$M_D = \begin{pmatrix} \cos \delta & \sin \delta \\ -\sin \delta & \cos \delta \end{pmatrix} \cdot M \cdot \begin{pmatrix} \cos \delta & -\sin \delta \\ \sin \delta & \cos \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{pmatrix} , \quad (C.9)$$

siendo λ_1 y λ_2 los autovalores de la matriz diagonal. Así los parámetros **WIDTH** y **LENGTH** pueden escribirse como

$$LENGTH = \sqrt{\lambda_1} = \sqrt{\frac{c_{xx} + 2ac_{xy} + a^2c_{yy}}{1 + a^2}} , \quad (C.10)$$

$$WIDTH = \sqrt{\lambda_2} = \sqrt{\frac{a^2c_{xx} - 2ac_{xy} + c_{yy}}{1 + a^2}} , \quad (C.11)$$

donde el valor a es dado por la expresión

$$a = \tan \delta = \frac{c_{yy} - c_{xx} + \sqrt{(c_{yy} - c_{xx})^2 + 4c_{xy}^2}}{2c_{xy}} . \quad (C.12)$$

Usando un poco de trigonometría se puede obtener el ángulo **ALPHA** como

$$ALPHA = \arcsin \left(\frac{\langle y \rangle - a \langle x \rangle}{DIST \sqrt{1 + a^2}} \right), \quad (C.13)$$

donde $-90^\circ < ALPHA < 90^\circ$.

Para todos los parámetros existen diferencias si ellos son debidos a rayos γ o a hadrones, como puede verse en la figura C.2. Estas diferencias son usadas para discriminar el tipo de partícula incidente. De esta figura se puede apreciar a simple vista que los parámetros más útiles a la hora de distinguir unas cascada electromagnética de una hadrónica son: **WIDTH**, **LENGTH** y **ALPHA** por los siguientes motivos. Las cascadas electromagnéticas son más estrechas y compactas que las hadrónicas, con lo que los parámetros **WIDTH** y **LENGTH** son en promedio menores para las cascadas iniciadas por un rayo γ que por un hadrón con la misma energía. Además, **ALPHA** es muy útil en la separación y de hecho es un buen parámetro para después calcular la significancia de la detección.

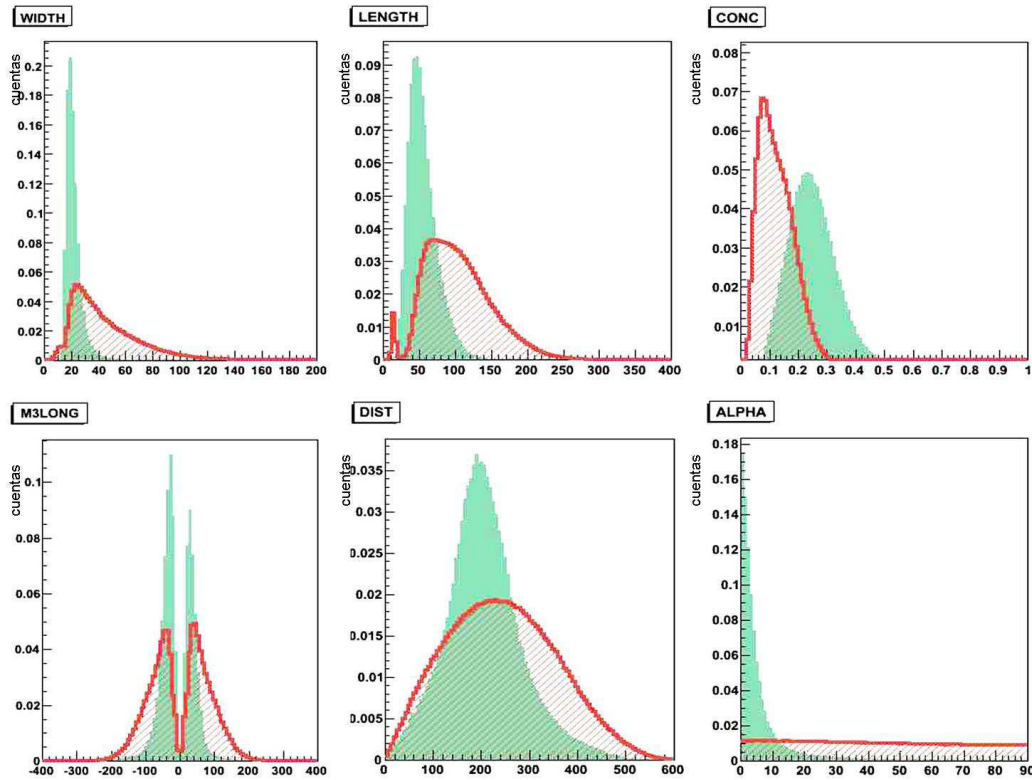


Figura C.2: Comparación de la distribución para diferentes parámetros de Hillas para rayos γ dados por simulaciones MC (verde) frente a datos de hadrones dados por OFF (rojo), con un corte en la distribución de $SIZE > 200$. Las distribuciones muestran algunas diferencias que proporcionan valores para hacer la separación γ /hadrón.

D

Apéndice D: Mirando al cielo

En este apartado de la tesis se pretende dar una visión del cielo cuando miramos en la dirección de cada fuente estudiada. Para ello, se hace una descripción del cielo nocturno, identificando las coordenadas de cada fuente y la constelación en que se halla situada para saber a qué parte del cielo estaríamos mirando en cada caso. En concreto, en la tabla D.1 se muestran el nombre de las fuentes, las coordenadas astronómicas de las mismas (ascensión recta y declinación) y la constelación a la que estaríamos mirando al observar la fuente. En la figura D.1 (31) se muestra un mapa de todo el cielo con los objetos de estudio marcados por un círculo amarillo y su nombre correspondiente.

Tabla D.1: Las fuentes analizadas y su constelación

Fuente	α (h)	δ ($^{\circ}$)	Constelación
IC443	6 17 12	+22 37 48	GEMINIS
W44	18 56 24	+1 14 24	AGUILA
W66	20 21	+40 18	CISNE
M13	16 41 41.5	+36 27 37	HERCULES
M42-HHS	5 35 00	-6 32 35	ORION

Veamos ahora cada fuente por separado. Primeramente, tenemos el remanente de supernova IC443, que está localizado en la constelación de **Géminis** (figura D.2, (31), (38), (47)). Esta constelación se extiende 514 grados cuadrados en la bóveda celeste, lo que la hace bastante grande, limitando al norte con el Lince, al Sur con Unicornio y Orión, mientras que al este limita con Can Menor y Cáncer y al oeste con el Auriga en una zona bastante pobre en estrellas. Sus dos principales estrellas son la α -Gem (Castor) y la β -Gem (Pollux), siendo la primera la más alta sobre el horizonte y de ellas parte la distribución total de la constelación en forma de dos

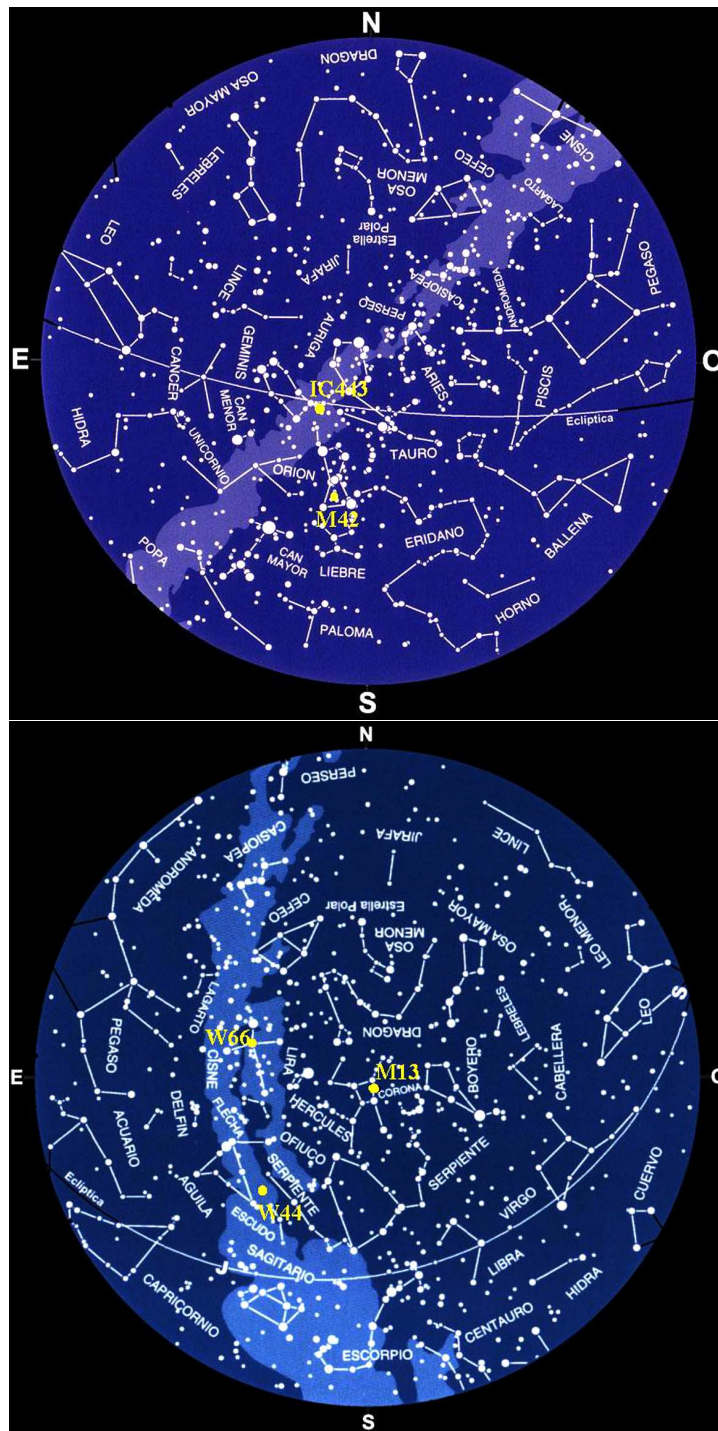


Figura D.1: Mirando al cielo, todas las constelaciones y objetos de estudio juntos.

pseudo alineaciones orientadas al suroeste. En esta constelación caben mencionar las siguientes estrellas dobles que la constituyen, donde una de las más notables es la propia α -Gem, dada su complejidad estructural. Se trata de un sistema con dos componentes principales, con magnitudes 1.9 y 2.9 que describen órbitas de 400 años con una tercera compañera situada a 73 segundos de arco al sur y con magnitud 9.3. Pero aún se complica más la estructura, porque cada una de las tres componentes es a su vez doble. Existen otras estrellas dobles y variables de interés, dentro de la constelación, así como una nebulosa planetaria, una galaxia y varios cúmulos.

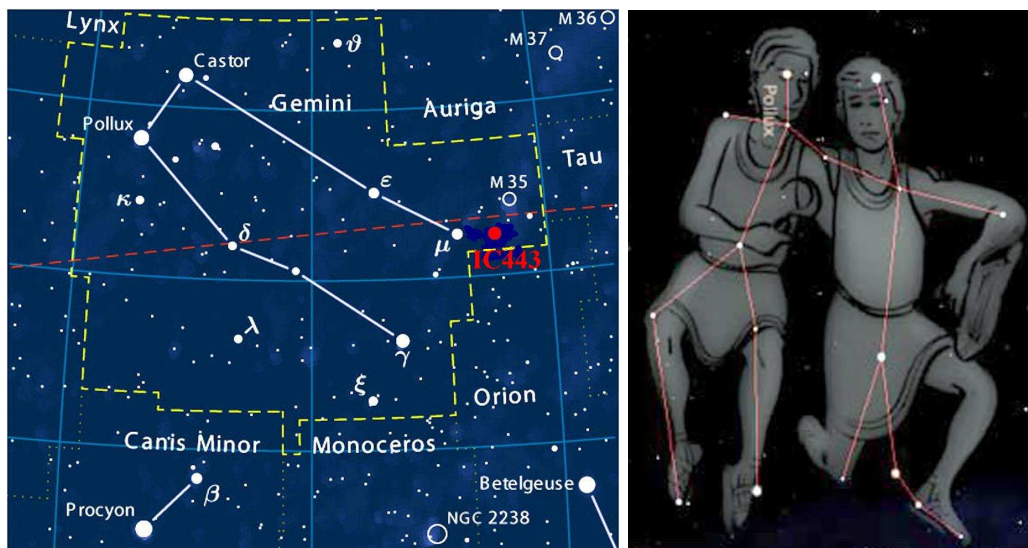


Figura D.2: (Izquierda) Esquema de la constelación de Géminis con los objetos más destacados, incluido el remanente IC443. (Derecha) Representación mitológica de esta constelación.

Géminis es una constelación zodiacal que debe su nombre a la evocación de los gemelos mitológicos Castor y Pollux, hijos de Leda pero de diferente padre, pues mientras que el padre de Castor fue un rey de Esparta, el padre de Pollux era Zeus. Los gemelos pasaban el tiempo pastoreando y secuestrando mujeres. Durante un día de pastoreo, Idas, un primo, se enfrascó con Castor matándole y Pollux, aunque inmortal por ser hijo de Zeus, decidió seguir a su hermano muerto a las profundidades del reino de Hades. Zeus, conmovido por el amor de Pollux hacia su hermano, los puso en un lugar prominente del cielo.

El segundo remanente es W66 se encuentra en la constelación del **Cisne** (figura D.3, (31), (38), (47)). Ésta es una constelación característica de los cielos veraniegos del hemisferio norte y que recuerda bastante bien al objeto cuyo nombre designa, puesto que tiene la forma de un cisne erguido con las alas abiertas como si estuviera levantando el vuelo. Además, esta constelación está atravesada por el plano galáctico y es posible avistar gran cantidad de objetos de cielo profundo. Esta constelación cuenta con estrellas muy brillantes en el cielo nocturno, como la propia α -Cyg (Deneb) una estrella supergigante de 100 radios solares que brilla de forma intensa con

magnitud 1.3 a 1.800 años luz de distancia. También está β -Cyg (Albíreo), una estrella doble caracterizada por su contraste tanto de magnitudes como en sus tonos amarillo y azulado. También esta constelación cuenta con gran cantidad de estrellas variables y es muy rica en objetos de cielo profundo, como por ejemplo cúmulos abiertos o estelares, nebulosas brillantes y remanentes de supernovas. Concretamente, en esta constelación se encuentra una fuente de rayos X denominada Cygnus X-1, que a su vez, podría ser el primer agujero negro identificado, precisamente por las ingentes cantidades de radiaciones X emitidas por la absorción del gas de su estrella cercana con ausencia de períodos y con una fluctuación de 1/1000 de segundo.

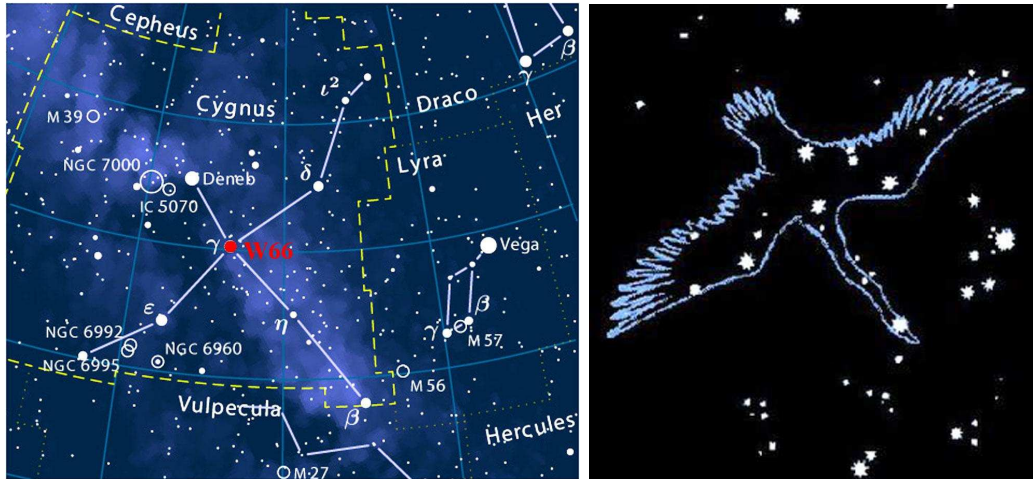


Figura D.3: (Izquierda) Esquema de la constelación del Cisne con los objetos más relevantes, destacando la posición del remanente W66 en el centro de la constelación. (Derecha) Representación mitológica del cisne.

Para esta constelación no está muy claro su origen mitológico, pues existen muchas referencias a cisnes en la mitología griega y fueron los romanos quienes impusieron el nombre de Cisne a esta constelación que los griegos llamaban "el pájaro". Uno de estos orígenes es que Cisne, junto con el Águila y Lyra, serían las tres aves del lago Estínfalo cuyo exterminio impuso el Oráculo de Delfos a Hércules. Fracasado éste, las aves escaparon a los cielos, donde residen en una escena donde el cazador mira en actitud amenazante a las aves que parecen levantar el vuelo espantadas. Otro posible origen es que esta constelación represente a Cygnus, hijo de Poseidón, dios de los mares que disputó a Atenea el gobierno de la tierra, siendo abandonado a la orilla del mar para morir. Sin embargo, un cisne le acogió y le dio cuidados en su crianza. Más tarde defendió Troya contra Aquiles quien le mató y Poseidón, su padre, le dio un sitio en el cielo en forma de cisne.

El último remanente estudiado ha sido W44, el cual se encuentra situado en un extremo de la constelación del **Águila** (figura D.4, (31), (38), (47)). El águila es una constelación veraniega situada en la eclíptica justo sobre Sagitario y Capricornio, bajo el Cisne y entre Pegaso y Ofiuco. Se reconoce inmediatamente por el tándem de

estrellas que conforman la cabeza del ave. Sus estrellas principales son α -Aql (Altair), que es la central del alineamiento de tres estrellas al noreste de la constelación, β -Aql (Alschain), que es la más al sur de las tres y γ -Aql (Tazared), que es la más septentrional. Por otra parte, el cuerpo del águila lo conforma el alineamiento α , δ y λ -Aql mientras que las alas lo serían las prolongaciones de α a θ -Aql y de α a ζ -Aql. La leyenda de esta constelación está ligada a la de Ganímedes, joven y hermoso príncipe troyano, hijo de Hércules. Un día Zeus se convirtió en un águila y decidió secuestrarlo y llevarlo al olimpo para cuidar de los vasos en que los dioses bebían el vino así como de la pureza del mismo.

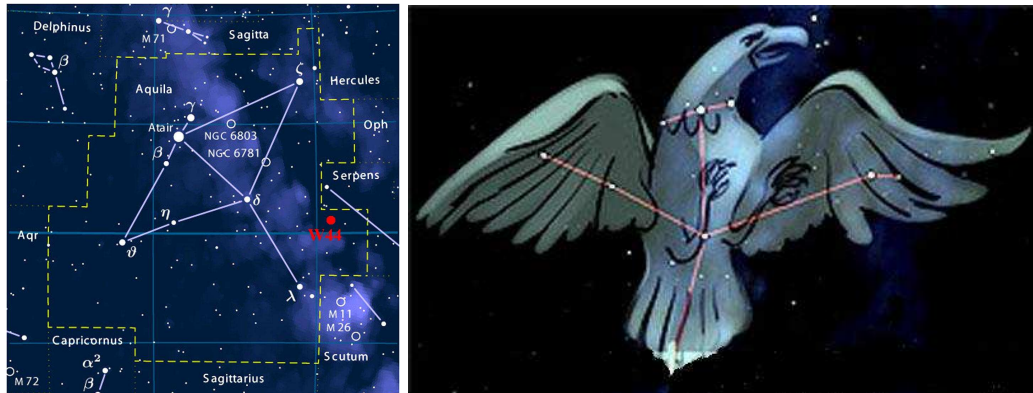


Figura D.4: (Izquierda) Esquema de la constelación del Águila con los objetos más destacados, incluido el remanente W44. (Derecha) Representación mitológica de la constelación.

El siguiente objeto de estudio es el cúmulo globular M13, el cual está situado en la constelación de **Hércules** (figura D.5, (31), (38), (47)). Esta es una constelación del hemisferio norte celeste, situada entre Lyra al oeste, el Dragón al norte, la Corona Boreal y Bootes al este, mientras que al sur linda con Ofiuco. Usualmente, el dibujo de esta constelación se asocia con la figura de un hombre arrodillado cabeza abajo en cuya mano derecha sostiene un hacha, mientras que en la izquierda tiene una serpiente de tres cabezas. En cualquier caso se puede reconocer fácilmente su parte central en forma de cuadrilátero, de cuyas esquinas parten cuatro líneas que le dan un aspecto de molinillo con sus cuatro aspas orientadas en la misma dirección. Hércules es una constelación con gran cantidad de estrellas dobles y variables. Como ejemplo de ambas, tenemos a la propia α -Her (Ras Algethi), una pareja formada por una estrella supergigante roja tipo M5 que varía entre las magnitudes 2.7 y 4 con una compañera visual de magnitud 5.3. Hércules posee dos objetos con designación Messier que destacan sobre todos los demás : M13 y M92. M92 (NGC6341) es un cúmulo globular de magnitud 6.5, con un tamaño aparente de poco más de 11.2 minutos de arco. Fue descubierto por Bode en 1777 y catalogado por Messier en 1781. El otro objeto Messier es precisamente nuestro objeto de estudio, que fue descubierto por Edmund Halley en 1715 y catalogado por Messier en 1764 aunque quien realmente estableció su naturaleza de cúmulo globular fue William Herschel.

Según cuenta la historia mitológica, Heracles fue el más grande héroe semidiós

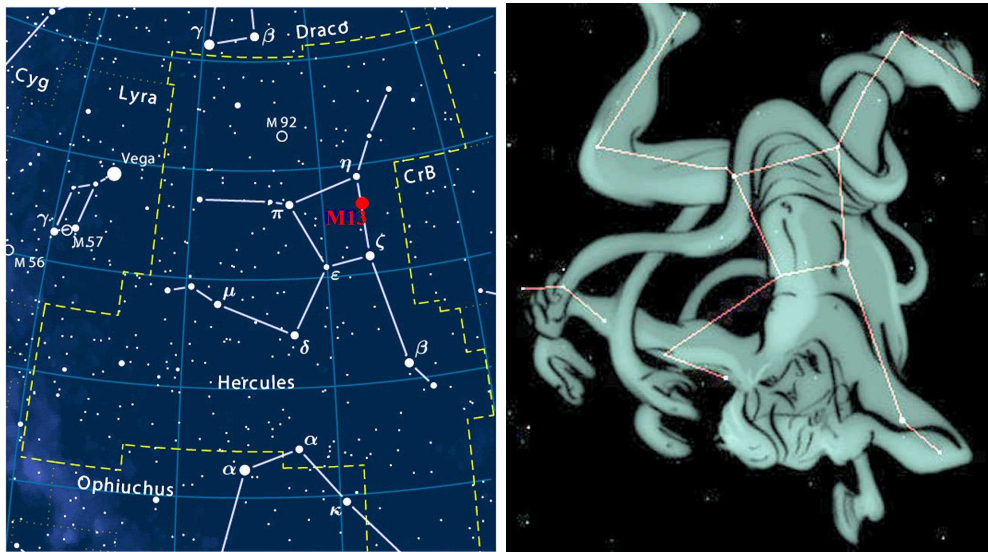


Figura D.5: (Izquierda) Esquema de la constelación de Hércules con los objetos relevantes, destacando el objeto M13. (Derecha) Representación mitológica de Heracles.

griego hijo ilegítimo de Zeus, lo que le daba una fuerza sobrenatural. Hera, esposa de Zeus y en honor a quien se bautizó a Heracles (la gloria en honor a Hera) intentó matarlo enviándole dos monstruosas serpientes cuando aún era niño. Pero Heracles, debido a esa fuerza sobrenatural, fue capaz de estrangularlas con sus propias manos, lo que le hizo ganarse el favor de los dioses del Olimpo que lo tomaron como semidiós dándole educación y preparación para la dura vida de un guerrero. Pero en un ataque de locura, Hércules mató a sus hijos, por lo que fue castigado con los famosos doce trabajos de los que salió glorioso y se ganó un lugar entre las constelaciones del cielo. El nombre de Hércules, no es más que la romanización del original griego Heracles.

Por último, el *hot spot* detectado por HEGRA y estudiado también con MAGIC-I, se encuentra en la región de formación estelar M42, que está localizada en la constelación de **Orión** (figura D.6, (31), (38), (47)). Esta constelación es fácilmente reconocible por el rectángulo que forman sus cuatro estrellas principales: α -Ori (Betelgeuse), γ -Ori (Bellatrix), κ -Ori (Saiph) y β -Ori (Rigel) de magnitudes 0.6, 1.7, 2.2 y 0.3, respectivamente. Dentro de este rectángulo se puede distinguir un alineamiento de las tres estrellas ζ , ϵ , δ -Ori que forman el llamado *Cinturón de Orión*, que cruzan en sentido sureste-noroeste la zona central de la constelación y del que cuelgan tres grupos estelares de menor entidad llamado *La espada de Orión*, entre los que destaca la nebulosa de reflexión de Orión situada en el punto central de la espada. Orión es la constelación más reconocida tras la Osa Mayor del hemisferio boreal celeste y es observable en época invernal. La constelación de Orión está asociada con un gran cazador. Betelgeuse formaría el hombro derecho del mismo, Bellatrix el hombro izquierdo, Saiph la pierna derecha y Rigel la pierna izquierda. Asimismo, la

cabeza del cazador, estaría representada por el grupo de estrellas capitaneadas por λ -Ori (Meissa), de magnitud 3.7 y situadas al norte de la línea imaginaria que une Betelgeuse y Bellatrix. El brazo derecho, en acción amenazadora y supuestamente armado con un mazo lo forma un grupo de estrellas que parten desde α -Ori. En el brazo izquierdo, en su terminación, existe un grupo de estrellas en forma de arco de norte a sur que simbolizan el escudo con el que el cazador se protege el brazo. En esta constelación existen diversos objetos de cielo profundo. Uno de ellos es M42 (NGC1976), una nebulosa constituida por nubes luminosas y oscuras por contener gran cantidad de estrellas jóvenes que excitan o ionizan el gas circundante. Así esta zona se convierte en una región de creación de vida estelar. El trapecio está inmerso en pleno corazón de la Nebulosa M42 y es un sistema cuádruple con una estrella principal A de magnitud 5.4, con componente B de magnitud 6.6 a 8.7 segundos de arco de distancia de A, una componente C a 13 segundo de arco de A con magnitud 6.9 y una componente D de magnitud 8.2 a 17" de distancia. Otra nebulosa de reflexión en Orión es M43 (NGC1982), con estrellas en su interior, con magnitud 9 y tamaño de 20' x 15' de arco.

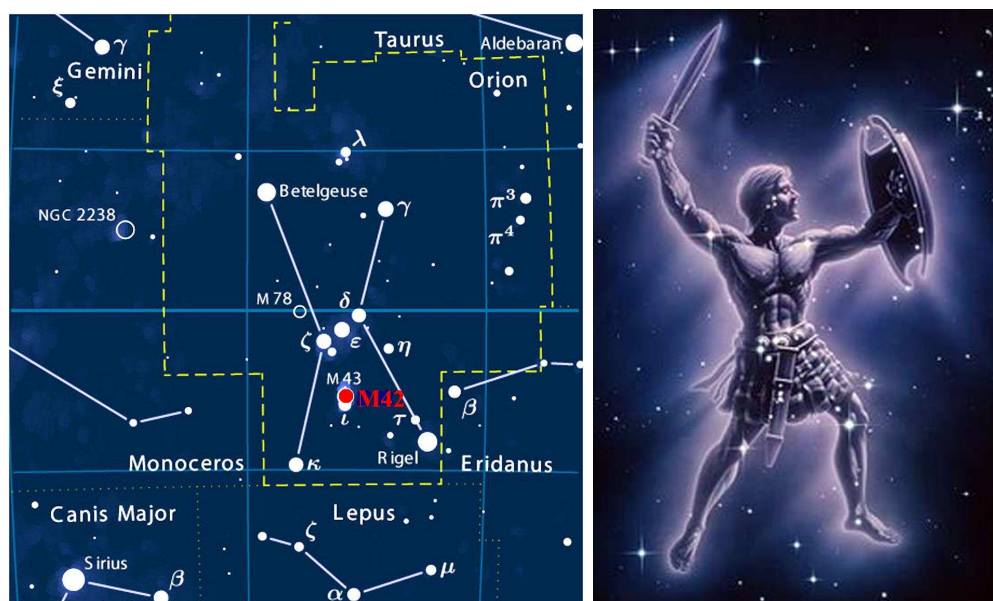


Figura D.6: (Izquierda) Esquema de la constelación de Orión con los objetos más destacados, incluido el objeto M42 en su espada. (Derecha) Representación mitológica de esta constelación.

Según la mitología griega se dice que Orión era un apuesto amante y un experto cazador. Orión se enamoró de Merope, una de las siete hermanas Perseidas, quien le rechazó. El orgulloso cazador se sintió ofendido y la maltrató, por lo que fue castigado por los dioses con la ceguera que sólo pudo curar exponiendo sus ojos a la luz radiante del amanecer. Recobradas sus facultades, se dedicó a luchar con cuanta bestia se cruzaba en su camino, como por ejemplo con Lepus (el conejo) o Taurus

(el toro) y siempre asistido por sus perros de confianza Can Mayor y Can Menor. Sin embargo, murió durante un enfrentamiento con Scorpius, el escorpión, tras lo cual los dioses le dieron un lugar preferente en la bóveda celeste rodeado, tanto de sus animales de confianza, como de aquellas bestias a las que combatió a excepción de Scorpius que mora en el lugar contrario del cielo para evitar que Orión muera de nuevo.

Bibliografía

- Abdo A. A. *et al.* (Fermi LAT Collaboration), 2009a, Phys. Rev. Letters 102, Issue 18, id. 181101
- Abdo A. A. *et al.* (Fermi LAT Collaboration), 2009b, ApJS 183, 46
- Abraham J. *et al.* (Pierre AUGER Collaboration), 2007, Science 318, 939
- Abraham J. *et al.* (Pierre AUGER Collaboration), 2008, Astropart. Phys. 29, 188
- Acciari V. A. *et al.* (VERITAS Collaboration), 2009, arXiv:0905.3291
- Aguayo P. *et al.* (AMS Collaboration), 2006, Nucl. Inst. Meth A560, 2, 291
- Aharonian F. A., Atoyan A. M. & Kifune T., 1997, MNRAS 291, 162
- Aharonian F. A. *et al.* (HEGRA Collaboration), 2002, A&A 393, L37
- Aharonian F. A. *et al.* (HEGRA Collaboration), 2005a, A&A 431, 197
- Aharonian F. A. *et al.* (HEGRA Collaboration), 2005b, A&A 442, 1
- Aharonian F. A. *et al.* (HESS Collaboration), 2007, A&A 475, L9
- Albert J. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2006a, ApJ 638, L101
- Albert J. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2006b, ApJ 639, 761
- Albert J. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2006c, Science, 312, 1771
- Albert J. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2007a, arXiv:astro-ph/0702475v1
- Albert J. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2007b, ApJ 664, L87
- Albert J. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2007c, ApJ 665, L51
- Albert J. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2007d, Nucl. Inst. Meth A583, 494
- Albert J. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2007e, ApJ 667, 358
- Albert J. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2007f, ApJ 669, 1143
- Albert J. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2007g, A&A 474, 937

- Albert J. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2008a, *ApJ* 674, 1037
- Albert J. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2008b, *ApJ* 675, L25
- Albert J. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2008c, *ApJ* 679, 428
- Albert J. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2008d, *Nucl. Inst. Meth* A588, 424
- Albert J. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2008e, *Nucl. Inst. Meth* A594, 407
- Albert J. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2008f, *ApJ* 684, 1351
- Albert J. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2008g, *ApJ* 685, L23
- Albert J. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2008h, *Science*, 320, 1752
- Albert J. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2009, *ApJ* 693, 303
- Aliu E. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2008, *Science*, 322, 1221
- Aliu E. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2009a, *Astropart. Phys.* 30, 293
- Aliu E. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2009b, *ApJ* 692, L29
- Aliu E. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2009c, *ApJ* 697, 1299
- An D. *et al.*, 2008, *ApJS* 179, 326
- Anderhub H. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2009, *ApJ* 702, 266
- Antoranz P. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2006, *Proceedings of the ECRC 2006, Lisbon, MPP-2006-143*
- Asaoka I. & Aschenbach B., 1994, *A&A* 284, 573
- Auger P. *et al.*, 1939, *Rev. Mod. Phys.* 11, 288
- Barrio J. A. *et al.*, 1998, "The MAGIC Telescope Design Report". *MPI Institute Report*, MPI-PhE/98-5
- Bartko H. *et al.*, 2005, *Nucl. Inst. Meth* A548, 464
- Bartko H. (MAGIC Collaboration), 2007, *Mod. Phys. Lett. A* 22, 2167
- Bartko H. & Bednarek W., 2008, *MNRAS* 385, 1105
- Bastieri D. *et al.*, 2005, *Proceedings of the 29th ICRC, Pune, India*, 5, 283
- Becker W. *et al.*, 2004, *ApJ* 615, 897
- Bednarek W. & Sitarek J., 2007, *MNRAS* 377, 920
- Beilicke M. *et al.* (VERITAS, VLBA, HESS & MAGIC Collaboration), 2009, *Science* DOI: 10.1126/science.1175406
- Berezhko E. G. & Völk H. J., 2000, *Astropart. Phys.* 14, 201
- Bigongiari C. *et al.*, 2004, *Nucl. Inst. Meth* A518, 193
- Bocchino F. & Bykov A. M., 2001, *A&A* 376, 248
- Bond F. *et al.*, 2000, *American Institute of Physics Conference Proceedings*, vol. 515, 515

- Bradbury S. M. *et al.*, 1995, Proceedings of the 24th ICRC, Roma, 1, 1051
- Brazier K. T. S., Kanbach G., Carramiñana A., Guichard J. & Merck M., 1996, MNRAS 281, 1033
- Breiman L., 2001, *Random forest*, Machine Learning, 45, 5
- Bretz T. & Wagner R. (MAGIC Collaboration), 2003, Proceedings of the 28th ICRC, Trukuba, Japan, 5, 2947
- Bretz T. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2005, Proc. of the 29th ICRC, Pune, India, 4, 315
- Brun R. & Rademarkers F., 1997, Nucl. Inst. Meth A389, 81
- Buckley J. H. *et al.*, 1998, A&A 329, 639
- Butt M. *et al.*, 2003, XXIIInd Moriond Astrophysics Meeting, p. 323 (arXiv:astro-ph/0206132v2)
- Bykov A. M., Chevalier R. A., Ellison D. C. & Uvarov Y. A., 2000, ApJ 538, 203
- Camilo F. & Rasio F. A., 2005, Binary Radio Pulsars, ASP Conf. Ser., vol. 328, 147
- Casares J., 1993, *Agujeros negros en Binarias de rayos X*. Revista española de física, vol 7, 3, 12
- Casolino M. (PAMELA Collaboration), 2008, Journal of the Physical Society of Japan Supplements, astro-pharXiv:0810.4980v1
- Castander Serentil F. J., 2004, *La energía y materias oscuras dominan el Universo*. Tribuna de Astronomía: Revista de astronomía, astrofísica y ciencias del espacio, 58, 31
- Castelletti G., Dubner G., Brogan C. & Kassim N. E., 2007, A&A 471, 537
- Chang J. *et al.*, 2008, Nature Letters 456, 362
- Cherenkov P. A., 1934, C. R. (Doklady) Acad. Sci. USSR, vol. II, 8, 451
- Cheung C. C., Reyes L., Longo F. & Iafrate G., 2008, Astronomer's Telegram, 1788
- Claussen M. J. *et al.*, 1997, ApJ 489, 143
- Cortina J. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2003, Proceedings of the 28th ICRC, Trukuba, Japan, 2931
- Cortina J., 2005, Ap&SS 297, 245
- De Jager O. C. & Mastichiadis A., 1997, ApJ 482, 874
- De Naurois M. (CELESTE collaboration), 2001, American Institute os Physics Conference Series, 558, 540
- Digel S. W., Aprile E., Hunter S. D., Mukherjee R. & Xu F., 1999, ApJ 520, 196

- Domingo-Santamaría E. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2005, Proceedings of the 29th ICRC, Pune, India, 5, 363
- Domingo-Santamaría E., 2006, PhD. Thesis, UAB - IFAE, Barcelona
- Drury L. O., Aharonian F. A. & Völk H. J., 1994, A&A 287, 959
- Egberts K. & Hinton J., 2008, Advances in Space Research, vol. 42, 3, 473
- Elsevier B. V., 2008, *Physics Letters B. Review of Particle Physics*, vol. 667/1-5, 1-1340. ISSN 0370-2693. <http://www.elsevier.com/locate/physletb>
- Esposito J. A., Hunter S. D., Kanbach G. & Sreekumar P., 1996, ApJ 641, 820
- Falcke H. & Gorham P., 2003, Astropart. Phys. 19, 477
- Fermi E., 1949, Phys. Rep. 75, 1169
- Fermi E., 1954, ApJ 119, 1
- Fierro J. M. *et al.*, 1995, ApJ 447, 807
- Firpo R., 2006, Diploma Thesis, UAB - IFAE, Barcelona
- Fomin V. P. *et al.*, 1994, Astropart. Phys. 2, 137
- Fox D., Lewin W., Margon B., van Paradijs J. & Verbunt F., 1996, MNRAS 282, 1027
- Frail D. A., Giacani E. B., Goss W. M. & Dubner G., 1996, ApJ 464, L165
- Frank I. & Tamm Ig., 1937, C. R. (Doklady) Acad. Sci. USSR, vol. XIV, 3, 109
- Funk S. *et al.*, 2004, Astropart. Phys. 22, 285
- Funk S., Reimer O., Torres D. F. & Hinton J. A., 2008, ApJ 679, 1299
- Gaensler B. M. *et al.*, 2006, ApJ 648, 1037
- Gaisser T. K., 1990, *Cosmic Ray and Particle Physics*. Cambridge University Press, vol. 2, 344
- Garczarczyk M. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2003, Proceedings of the 28th ICRC, Tsukuba, Japan, 2935
- Gaug M., 2006, PhD. Thesis, UAB, Barcelona
- Gendre B. *et al.*, 2003, A&A 403, L11
- Giacani E. B. *et al.*, 1997, AJ 113, 1379
- Goebel F. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2003, Proceedings of the 28th ICRC, Tsukuba, Japan, 2939
- Goebel F. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2007a, Proceedings of the 30th ICRC, Mérida, México, arXiv:0709.2363v1
- Goebel F. (MAGIC Collaboration), 2007b, Proceedings of the 30th ICRC, Mérida, México, arXiv:0709.2605v1
- Green D. A., 1984, MNRAS 209, 449

- Green D. A., 1988, *Ap&SS* 148, 3
- Green D. A., 2004, *Bull. Astron. Soc. India*, 32, 335
- Green D. A., 2006, *A Catalogue of Galactic Supernova Remnants (2006 April version)*, Astrophysics Group, Cavendish Laboratory, Cambridge, United Kingdom (available at "<http://www.mrao.cam.ac.uk/surveys/snrs/>").
- Greisen K., 1956, *Progress Cosmic Ray Physics*, vol. 3, capitulo 1, Wilson J. G. ed., Osmania University. <http://www.archive.org/details/progressincosmic031401mbp>
- Greisen K., 1960, *Annual Review of Nuclear Science*, 10, 63
- Hall T. A. *et al.*, 2003, *ApJ* 583, 853
- Harding A. K., Usov V. V. & Muslimov A., 2005, *ApJ* 622, 531
- Harrus I. M., Hughes J. P. & Helfand D. J., 1996, *ApJ* 464, L161
- Hartman R. C. *et al.*, 1999, *ApJS* 123, 79
- Heck D. *et al.*, 1998, Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA 6019
- Heitler W., 1944, *The quantum theory of radiation*. Oxford Univ. Press.
- Higgs L., Landecker T. & Roger R., 1977, *AJ* 82, 718
- Hillas A. M., 1985, *Proceedings of the 19th ICRC*, La Jolla, 3, 445
- Hillas A. M., 1996, *Space Sci. Rev.* 75, 17
- Hillas A. M., 2005, *J. Phys. G* 31, 95
- Hinton J., 2004, *New Astron. Rev.* 48, 331
- Hinton J., 2007, *Proceedings of the 30th ICRC*, Mérida, México, 2007, arXiv:0712.3352
- Hoffman I. M., Goss W. M., Brogan C. L. & Claussen M. J., 2005, *ApJ* 627, 803
- Holder J. *et al.*, 2005, *AIP Conf. Proc.*, Heidelberg, Alemania. Edited by Felix A. Aharonian, Heinz J. Vlk, and Dieter Horns. Vol. 475, 275
- Hörandel J. R. *et al.*, 2005, *Nucl. Phys. B* 138, 317
- Hurley K. *et al.*, 1994, *Nature* 372, 652
- Ivanov V. D. & Borissova J., 2002, *A&A* 390, 937
- Jelley J. V., 1955, *Br. J. Appl. Phys.* 6, 227
- Johnson J. A. & Bolte M., 1998, *AJ* 115, 693
- Keohane J. W. *et al.*, 1997, *ApJ* 484, 350
- Khélifi B., 2003, PhD Thesis, Univ. Caen/Base-Normande (<http://lppn90.in2p3.fr/~cat/Thesis>)
- Ladouceur Y. & Pineault S., 2008, *A&A* 490, 197
- Lagage P. O. & Cesarky C. J., 1983a, *A&A* 118, 223

- Lagage P. O. & Cesarky C. J., 1983b, A&A 125, 249
- Lanciotti E., 2005, PhD. Thesis, UCM - CIEMAT, Madrid
- Lasker B. M. *et al.*, 1990, AJ 99, 2019
- Leahy D. A., 2004, AJ 127, 2277
- Lessard R. W., Akerlof W. C. *et al.*, 1995, Proceedings of the 24th ICRC, Roma, Italy, 2, 475
- Lessard R. W., Buckley J. H., Connaughton V. & Le Bohec S., 2001, Astropart. Phys. 15, 1
- Li T. & Ma Y., 1983, ApJ 272, 317
- Longair M. S., 1994, *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press, vol. 2, 344
- López Moya M. *et al.*, 2003, Boletín de la Sociedad Española de Astronomía, 9, 7
- López Moya M., 2006, PhD. Thesis, UCM, Madrid
- Lorenz E. *et al.*, 2000, American Institute of Physics Conference Proceedings, vol. 515, 510
- Lorenz E., 2006, Nucl. Inst. Meth. sA567, 1
- Lorimer D. R., 2001, LRR 4, 5L
- Lozinskaya T. A., Pravdikova V. V. & Finoguenov A. V., 2000, Astron. Let. 26, 77
- Marisaldi M. *et al.*, 2009, arXiv0906.1446
- Marisaldi M. *et al.*, 2009, arXiv0906.1451
- Mavromatakis F., 2003, A&A 408, 237
- Mirabel I. F., 2004, RevMexAA (Serie de Conferencias), 20, 14
- Mirzoyan, R., 1997, *Constraints in reducing the threshold of Imaging Cherenkov Telescopes*, Proceedings Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector V, Kruger Park, South Africa, 298
- Moralejo A., 2001, PhD. Thesis, UCM, Madrid
- Muslinov A. G. & Harding A. K., 1997, ApJ 485, 735
- Nishimura J. & Kamata K., 1952, Progress of Theoretical Physics, vol. 7, 2, 185
- Olbert Ch. M. *et al.*, 2001, ApJ 554, L205
- Osborn W., 2000, AJ 119, 2902
- Ostankov A., Paneque D., Lorenz E., Martinez M. & Mirzoyan R., 2000, Nucl. Inst. Meth. A442, 117
- Paneque D. *et al.*, 2003, Nucl. Inst. Meth. 504, 109

- Parise R. *et al.*, 1998, ApJ 501, L67
- Pellizzoni A. *et al.*, 2009, ApJ 695, L115
- Pittori C. *et al.*, 2009, arXiv:0902.2959
- Reach W. T., Rho J. & Jarrett T. H., 2005, ApJ 618, 297
- Reach W. T. *et al.*, 2006, AJ 131, 1479
- Rho J., Petre R., Schlegel E. M. & Hester J. J., 1994, ApJ 430, 757
- Rho J. *et al.*, 2001, ApJ 547, 885
- Riegel B. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2005, Proceedings of the 29th ICRC, Pune, India, 5, 219
- Rodríguez Gil P., 2004, *Las variables cataclísmicas*. Tribuna de Astronomía: Revista de astronomía, astrofísica y ciencias del espacio, 57, 32
- Rolke W. A. & López A. M., 2001, Nucl. Inst. Meth A458, 745
- Rolke W. A., López A. M. & Conrad J., 2005, Nucl. Inst. Meth A551, 493
- Rowell G. P. *et al.*, 2000, A&A 359, 337
- Schweizer T., Lorenz E., Martinez M., Ostankov A. & Paneque D., 2002, IEEE Transactions on Nuclear Science, 49, 5, 2497
- Seta M. *et al.*, 1998, ApJ 505, 286
- Shelton R. L., Kuntz K. D. & Petre R., 2004, ApJ 611, 906
- Smith D. A. *et al.* (Fermi LAT Collaboration), 2008, A&A 492, 923
- Springer R. W., 2005, Proc. of the 29th ICRC, Pune, India, 7, 391
- Stecker F. W. *et al.*, 2004, Nuclear Physics B 136, 433
- Sturmer S. J. & Dermer C. D., 1995, A&A 293, L17
- Tavani M., 1991, ApJ 379, L69
- Tavani M., 1993, ApJ 407, 135
- Tescaro D. *et al.* (MAGIC Collaboration), 2007, Proceedings of the 30th ICRC, Mérida, México, arXiv:0709.1410v1
- Thompson D. J. *et al.*, 1996, ApJS 107, 227
- Thuczykont M., 2003, PhD. Thesis, Fachbereich Physik der Universitat, Hamburg
- Toma G. *et al.* (KASCADE Grande Collaboration), 2009, Proceedings of the 31th ICRC, Lodz, Polonia, arXiv0906.4007k
- Torres D. *et al.*, 2003, Physics Reports 382, 303
- Torres D., Rodríguez Marrero A. & de Cea E., 2008, MNRAS 387, L59
- Tosti G., 2008, Astronomer's Telegram, 1755
- Troja E., Bocchino F. & reale F., 2006, ApJ 649, 258

- Uchiyama Y., Takahashi T., Aharonian F. A. & Mattox J. R., 2002, ApJ 571, 866
- Urry C. & Padovani P., 1995, PASP 107, 803
- Venter C., de Jager O. C. & Clapson A. C., 2009, arXiv:0903.3031
- Verbunt F., 2001, A&A 368, 137
- Wakely S. P. *et al.*, 2008, Advances in Space Research, vol. 42, 3, 403
- Webb N. A. & Barret D., 2007, ApJ 671, 727
- Wendker H. J., Higgs L. A. & Landecker T. L., 1991, A&A 241, 551
- Woltjer L., 1972, ARA&A 10, 129
- Yamamoto F. *et al.*, 1999, Proceedings of Star Formation, Nagoya, Japa, 110

Referencias a páginas Web

- [1] <http://agile.rm.iasf.cnr.it/>
- [2] http://ams.cern.ch/AMS/ams_homepage.html
- [3] http://ciencia.nasa.gov/headlines/y2001/ast15jan_1.htm
- [4] <http://codalema.in2p3.fr/>
- [5] <http://cosmicray.umd.edu/cream/index.php>
- [6] <http://coss.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/cgro/>
- [7] <http://coss.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/coss/cgro/egret.html>
- [8] http://gamma1.astro.ucla.edu/agis/index.php/Main_Page
- [9] <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cosb/cosb.html>
- [10] <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/missions/oso3.html>
- [11] <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/sas2/sas2.html>
- [12] <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/swift/swiftsc.html>
- [13] <http://icrhp9.icrr.u-tokyo.ac.jp/c-experiments.html>
- [14] <http://icrhp9.icrr.u-tokyo.ac.jp/index.html>
- [15] <http://lpnp90.in2p3.fr/~cat/index.html>
- [16] http://magic.pic.es/priv/data/psf_plot.html
- [17] <http://marge.phys.washington.edu/jacee/>
- [18] <http://owl.gsfc.nasa.gov/>
- [19] <http://pamela.roma2.infn.it/index.php>
- [20] <http://root.cern.ch/>
- [21] <http://top.gae.ucm.es/>
- [22] <http://ucd.cms.ucdavis.edu/solar2/index.php>

- [23] <http://veritas.sao.arizona.edu/>
- [24] http://veritas.sao.arizona.edu/VERITAS_whipple.html
- [25] <http://wwwmagic.mppmu.mpg.de/>
- [26] <http://www-akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA/>
- [27] <http://www-glast.stanford.edu/>
- [28] <http://www-hegra.desy.de/hegra/>
- [29] <http://www-ik.fzk.de/corsika/>
- [30] <http://www.astro.ucla.edu/~stacee/>
- [31] <http://www.astroyciencia.com>
- [32] <http://www.auger.org/>
- [33] <http://www.barc.ernet.in/pg/nrl-harl/mace.html>
- [34] <http://www.cenbg.in2p3.fr/extra/groupes/astrop/celeste.html>
- [35] <http://www.cosmic-ray.org/>
- [36] <http://www.cta-observatory.org/>
- [37] <http://www.esa.int/SPECIALS/Integral/>
- [38] <http://www.espacioprofundo.com.ar>
- [39] <http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/~ashra/index-e.html>
- [40] <http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/em/index.html>
- [41] http://www.iiap.res.in/iao_hagar
- [42] http://www.lofar.org/p/ast_sc_extra.htm
- [43] <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/HESS.html>
- [44] <http://www.nasa.gov/vision/universe/starsgalaxies/cream.html>
- [45] <http://www.pa.iasf.cnr.it/cgi-bin/pubIASF.cgi?href=gaw/gaw.html>
- [46] <http://www.ska.ac.za/>
- [47] <http://www.terra.es/personal/r2a01292/constela/constela.htm>

