Búsqueda de fuentes cósmicas de radiación gamma de muy alta energía con el detector AIROBICC

Memoria presentada por

D. Abelardo Moralejo Olaizola

para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas.

Dirigida por los profesores

D. José Luis Contreras González

y

Dª María Victoria Fonseca González

Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear
Facultad de Ciencias Físicas
Universidad Complutense de Madrid

Junio de 2000

Hofstadter's law:

It always takes longer than you expect,
even if you take Hofstadter's law into account.

Índice General

Introducción

La astronomía gamma se ocupa del estudio del Universo en la zona del espectro electromagnético correspondiente a energías mayores o del orden de un Mega-electrón-Voltio (MeV). Mientras que este límite inferior en energías viene fijado por la frontera, arbitraria hasta cierto punto, con la astronomía X, no existe un límite superior bien definido. Dados los extremadamente bajos flujos de fotones implicados, éste viene fijado, en la práctica, por el área efectiva de los detectores empleados. Baste decir que el flujo para $E > 1$ TeV de las fuentes más intensas conocidas es de alrededor de cinco fotones por metro cuadrado y por año.

Desde el punto de vista astrofísico podríamos 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 radiación gamma apunta a la presencia en la fuente de alguna clase de acelerador de partículas cargadas. La búsqueda del todavía incierto origen de los *rayos cósmicos* descubiertos por Víctor Hess en 1912 tiene hoy en la astronomía gamma su mejor herramienta.

Convencionalmente se divide la astronomía gamma en tres rangos energéticos: alta energía (hasta 100 GeV), muy alta energía (de 100 GeV a 100 TeV) y ultra-alta energía (más de 100 TeV). Las observaciones directas con instrumentos embarcados en satélites (de área efectiva necesariamente moderada) sólo son posibles en el primero de ellos, hasta unos 30 GeV. Por otra parte, debido a la opacidad de la atmósfera, los detectores situados en tierra no tienen acceso directo a la radiación gamma incidente, y operan mediante la observación de las cascadas de partículas secundarias que ésta produce en su interacción con la atmósfera. La cascada debida a un único fotón puede ser observada en un radio de más de cien metros, lo que se traduce en áreas efectivas enormes con detectores de tamaño relativamente reducido. Los principales inconvenientes de los observatorios terrestres actuales son, por un lado, la dificultad para distinguir las cascadas atmosféricas debidas a fotones de las mucho más numerosas debidas a la radiación cósmica cargada, y por otro, su elevado umbral energético, de 250 GeV en adelante. El intervalo entre 30 y 250 GeV permanece hoy completamente inexplorado, a la espera de la próxima generación de detectores.

La astronomía gamma de muy alta energía (*VHE*) ha experimentado a lo largo de la última década un notable desarrollo. Desde la primera detección significativa de la nebulosa del Cangrejo, obtenida por el telescopio *Whipple* de 10 m en 1989, se han construido en ambos hemisferios un gran número de observatorios terrestres de radiación gamma que han confirmado la existencia de fuentes galácticas y extragalácticas de fotones de energías de hasta varias decenas de TeV. Entre ellos se encuentra HEGRA (*High Energy Gamma Ray Array*), un conjunto de detectores de cascadas atmosféricas de diversos tipos que opera en el observatorio del Roque de los Muchachos (La Palma) desde 1989. Este trabajo trata de las observaciones realizadas entre 1994 y 1999 con AIROBICC, una matriz de detectores de luz Cherenkov atmosférica, que forma parte del experimento HEGRA desde 1992. AIROBICC tiene un umbral energético para fotones de unos 15 TeV, lo que lo sitúa próximo a la frontera entre muy alta y ultra-alta energía.

En el primer capítulo de la tesis expondremos brevemente la historia de la física de rayos cósmicos, y explicaremos el concepto de cascada atmosférica extensa (*EAS*). El capítulo dos resume el estado actual de la astronomía gamma y de los conocimientos acerca de los mecanismos de producción de radiación gamma en el Universo. En el tercero se describe en detalle el experimento HEGRA, haciendo especial hincapié en AIROBICC y en la matriz de centelleadores. En el capítulo cuatro se explica cómo se lleva a cabo la reconstrucción de los datos para obtener los parámetros de la cascada atmosférica. Es éste un capítulo muy técnico y quizás demasiado exhaustivo. Se ha concebido más bien como referencia para el lector interesado en los detalles del análisis, y su lectura detenida no es necesaria para la comprensión del resto de la memoria. El capítulo cinco trata de la búsqueda de fuentes puntuales de radiación gamma mediante el análisis de las cascadas reconstruidas. En él se exponen los métodos estadísticos empleados y el estudio de la aplicación a los datos de un método de discriminación gamma/hadrón desarrollado específicamente para AIROBICC por otros autores. En el capítulo seis, por último, se mostrarán los resultados experimentales de nuestra búsqueda de fuentes puntuales.

Capítulo 1

Radiación cósmica

Entre 1911 y 1913 el físico austriaco Víctor Hess (1883 - 1964) realizó un total de diez ascensiones en globo con el objeto de medir la ionización del aire a diferentes alturas. En los años precedentes, experimentos realizados por Theodore Wulf y otros científicos parecían indicar que dicha ionización aumentaba con la altura, poniendo en duda la teoría generalmente aceptada de que la fuente de la ionización se encontraba en la radiación emitida por materiales radiactivos en la superficie de la tierra. Los resultados de Hess, que midió a cinco kilómetros de altitud una ionización mucho mayor que la registrada en la superficie, establecieron de forma concluyente el origen extraterrestre de la radiación ionizante. Sus ascensiones nocturnas y la realizada durante un eclipse de sol en 1912 descartaron asimismo el origen solar de esta radiación. Por el descubrimiento de la más tarde bautizada por Millikan como **"radiación cósmica"** (RC) Hess recibió el premio Nobel en 1936. El mismo Millikan, que pretendió incluso atribuirse el descubrimiento, propuso en los años veinte que la radiación cósmica estaba compuesta por rayos gamma de energías de alrededor de cientos de MeV (un MeV es un mega-electrónvoltio, es decir, $1.602 \cdot 10^{-13}$ julios), basándose fundamentalmente en la forma en la que ésta es absorbida en la atmósfera. Millikan también conjeturó que estos fotones se producían en el espacio interestelar como resultado de la síntesis de núcleos ligeros por colisión de protones. Las trazas verticales casualmente descubiertas por Skobeltzyn en 1927 en una cámara de niebla podían ser interpretadas como electrones de alta energía resultantes de las interacciones Compton de estos fotones. La observación por Anderson de dichas trazas en una cámara de niebla sometida a un intenso campo magnético revelaron en 1933 la presencia en la radiación cósmica de partículas ligeras de carga positiva, los positrones, cuya existencia había sido predicha teóricamente por Dirac tres años antes. Blackett y Occhialini sugirieron en 1933 que el origen de los electrones y positrones detectados en las cámaras de niebla era la producción de pares electrón-positrón por fotones gamma, y determinaron que el espectro energético de las partículas detectadas se extendía hasta energías de 10^{10} eV, en clara contradicción con las erróneas teorías de Millikan acerca de la naturaleza fotónica y origen de la radiación cósmica primaria.

Experimentos posteriores de Anderson y Neddermeyer demostraron que la mayor parte de las trazas de partículas positivas y negativas registradas eran producidas por partículas altamente penetrantes, que podían atravesar fácilmente grandes espesores de plomo sin más pérdida de energía que la producida por ionización, unos 20 MeV por cm de plomo. Esto descartaba que se tratara de electrones, puesto que ya se sabía que para partículas tan ligeras la pérdida de energía por radiación (*bremsstrahlung*) debería superar con mucho este valor. Existían también razones para excluir que las partículas penetrantes fueran protones: la energía de los electrones de *knock-on* producidos por éstas en colisiones directas eran demasiado elevadas, indicando una masa para las partículas desconocidas considerablemente menor que la del protón. Anderson y Neddermeyer publican en 1937 su conclusión de que la componente penetrante de la radiación cósmica está constituida por un nuevo tipo de partícula, inicialmente llamada *mesotrón* y más adelante muón. Paradójicamente, pese a todos estos descubrimientos realizados en el curso del estudio de la radiación cósmica, de vital importancia para el desarrollo de la física de partículas, la naturaleza de la radiación cósmica primaria seguía sin estar clara a finales de los años treinta.

1.1 Cascadas atmosféricas

Frente a la hipótesis "fotónica" de Millikan, ya en los primeros años treinta otros investigadores defendían la naturaleza corpuscular de la RC primaria. Existían evidencias de que ésta podría estar constituida por partículas cargadas (la pequeña dependencia de la intensidad de la RC secundaria con la latitud geomagnética), posiblemente electrones. Sin embargo, en 1933, experimentos independientes de Johnson, Compton y Rossi acerca de la asimetría Este - Oeste en la dirección de llegada de la RC indicaron que los rayos cósmicos primarios podrían ser partículas cargadas *positivamente*.

En 1937 Bhabha y Heitler publicaron su teoría de cascadas electromagnéticas, que explicaba las observaciones hechas por Blackett y Occhialini de cascadas de $e^{\pm}$ producidas por los electrones de la RC al atravesar láminas delgadas de materiales pesados como una sucesión en cadena de procesos de *bremsstrahlung* y producción de pares. Un año después, Pierre Auger estudiaba estas cascadas por el método de coincidencias entre dos contadores Geiger separados horizontalmente bajo una pantalla de plomo cuando advirtió que el número de coincidencias en ausencia de la pantalla era superior al esperado por la mera superposición accidental de las detecciones individuales de cada contador (algo que al parecer había observado Rossi años antes). Pronto comprobó que la frecuencia de coincidencias seguía siendo significativa incluso al situar los contadores a una distancia de 150 m uno del otro. Este resultado indicaba claramente la existencia de cascadas originadas en la alta atmósfera, las conocidas hoy como "cascadas atmosféricas extensas" (*Extensive Air Showers* o EAS) . Auger estimó que las partículas primarias alcanzaban en ocasiones energías de hasta $10^{15} eV$. La hipótesis de que las cascadas atmosféricas eran puramente electromagnéticas, es decir, iniciadas por un electrón o un fotón gamma, no cuadraba bien con los datos experimentales, especialmente con la presencia de muones en la RC secundaria.

La solución definitiva del enigma llegó a través de las observaciones directas de la RC primaria realizadas mediante globos y cohetes en los años cuarenta y cincuenta (y más adelante con experimentos a bordo de satélites). Las partículas iniciadoras de las cascadas en la alta atmósfera son en su mayoría núcleos, fundamentalmente protones y partículas alfa y en menor medida núcleos más pesados. La distribución de sus direcciones de incidencia es prácticamente isótropa, y su espectro energético, que por lo que sabemos se extiende al menos hasta $10^{20} eV$, sigue una ley de potencias: $d\phi/dE \propto E^{-\gamma}$, con $\gamma \simeq 2.6$ [125]. La fracción de electrones en la RC primaria es de alrededor de una milésima a 1 TeV, y la de fotones aún menor, haciendo como veremos extremadamente difícil la tarea de localizar el origen de los rayos cósmicos, que aún hoy en día es objeto de discusión.

1.1.1 Cascadas electromagnéticas

Analizaremos en primer lugar las características de las cascadas atmosféricas iniciadas por fotones gamma. El desarrollo de una cascada atmosférica iniciada por un fotón gamma que entra en la atmósfera comienza con la producción de un par electrón - positrón en el campo eléctrico de un núcleo atmosférico. Los electrones y positrones a su vez emiten fotones gamma de alta energía por *bremsstrahlung*

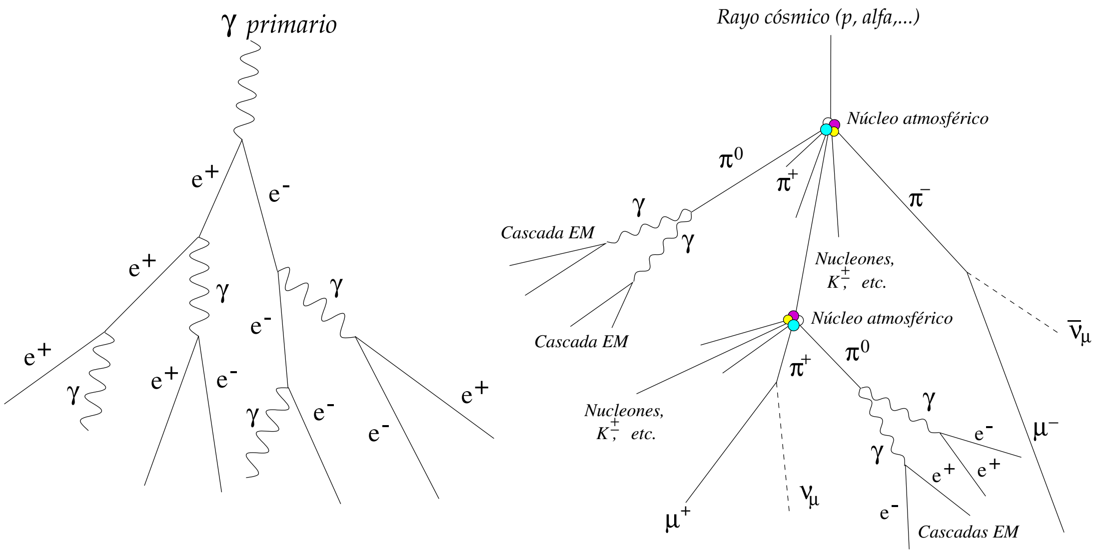

Figura 1.1: *Desarrollo de una cascada atmosférica puramente electromagnética (izquierda) y de una cascada hadrónica (derecha).*

(radiación de frenado) y el proceso se repite, aumentando progresivamente el número de $e^{\pm}$ y γs (cada vez menos energéticos) en la cascada (fig. 1.1). Debido a la dispersión múltiple de los $e^{\pm}$, las partículas de la cascada se apartan de la dirección del fotón incidente, que define el llamado "eje de la cascada", y forman una especie de disco de algunos metros de espesor perpendicular a éste que se desplaza hacia tierra a una velocidad próxima a **c**. Cuando la energía media de los $e^{\pm}$ y γs desciende por debajo de un cierto valor crítico E_c ($\simeq$ 100 MeV en el aire), los procesos de ionización y dispersión Compton comienzan a dominar sobre la *bremsstrahlung* y la producción de pares, y la cascada alcanza su máximo desarrollo. Según continúa su recorrido hacia abajo, el número de partículas en la cascada va disminuyendo al perder éstas su energía y ser finalmente absorbidas en la atmósfera.

Utilicemos un modelo simple debido a Heitler para deducir algunas características del desarrollo de una cascada electromagnética [70]: para electrones ultrarrelativistas, la longitud de radiación ξ_0 (que se define como la distancia media recorrida por éstos en el tiempo en el que su energía se reduce en un factor e) es aproximadamente igual al recorrido libre medio de fotones de energía similar (éste último es $\simeq 9/7\ \xi_0$). Para el caso del aire, $\xi_0 \simeq 36.7\ g/cm^2$. Si definimos $R = \xi_0 \ln 2$, la probabilidad de un fotón o electrón de la cascada de interaccionar al atravesar un espesor atmosférico R será $\exp(-R/\xi_0) = 1/2$. Si suponemos que en cada interacción la energía se reparte por igual entre los electrones o foto-

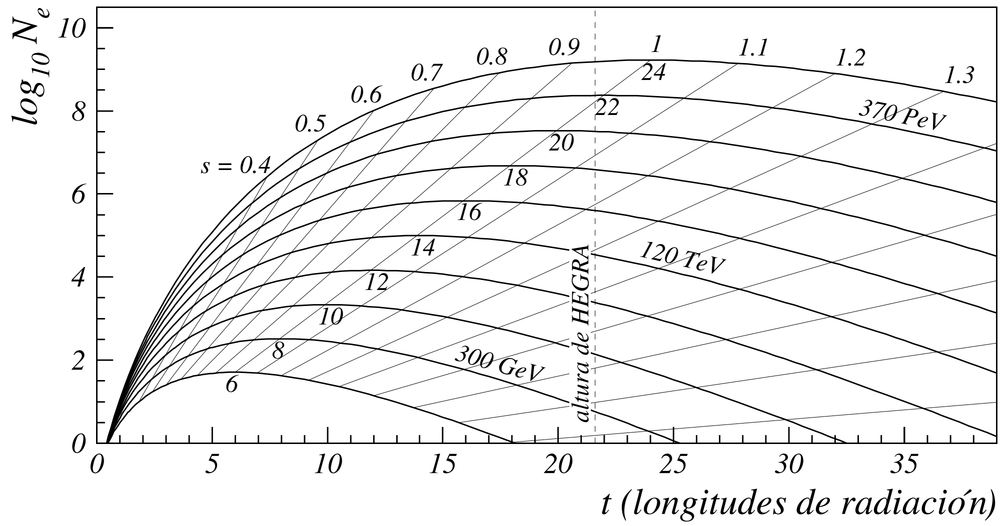

Figura 1.2: *Desarrollo longitudinal de cascadas atmosféricas electromagnéticas (aproximación de Greisen): tamaño de la cascada frente a profundidad atmosférica. Las diferentes curvas corresponden a diferentes energías del fotón primario* E_0 *(los valores de* $\ln E_0/E_c$ *se muestran bajo cada curva). El espesor atmosférico a nivel del mar es de unas 28 longitudes de radiación.*

nes resultantes, tras atravesar un espesor nR, el número de electrones y fotones secundarios de la n-ésima generación será 2^n, y su energía media $E_0/2^n$. En el máximo de la cascada el número de $e^{\pm}$ y γs es aproximadamente E_0/E_c. La posición del máximo (X_{max}) puede calcularse entonces como:

$$X_{max} = R \cdot \ln(E_0/E_c)/\ln 2 = \ln(E_0/E_c) \cdot \xi_0 \tag{1.1}$$

El problema del desarrollo de una cascada electromagnética fue abordado analíticamente por Rossi y Greisen [104]. La resolución analítica de las "ecuaciones de la cascada" es posible bajo ciertas aproximaciones. En la llamada "aproximación B" se tienen en cuenta los procesos de *bremsstrahlung* y producción de pares (pero no el efecto Compton, las interacciones fotón-núcleo ni la producción de electrones en colisiones *knock-on*), y se considera además que la pérdida de energía de los electrones por ionización es continua e igual a una cantidad constante por cada longitud de radiación recorrida. Definiendo el "tamaño de la cascada" N_e como el número total de electrones y positrones de ésta en un momento dado de su desarrollo, la aproximación B conduce a la llamada fórmula de Greisen ([39, 44]):

$$\begin{aligned} N_e(t) =& \frac{0.31}{\sqrt{\ln(E_0/E_c)}} \cdot \exp[t \cdot (1 - 1.5 \ln s)] \\ s =& \frac{3\ t}{t + 2\ln(E_0/E_c)} \end{aligned} \tag{1.2}$$

Donde t es la profundidad atmosférica expresada en longitudes de radiación. La variación de N_e con t recibe el nombre de "desarrollo longitudinal" de la cascada. En la figura 1.2 mostramos los desarrollos longitudinales para diversos valores de E_0/E_c. El parámetro s se conoce como "parámetro de la edad" e indica el grado de desarrollo de la cascada: su valor es 0 en el punto de la primera interacción, 1 en el máximo y 2 a la profundidad a la que la cascada se extingue. La fórmula de Greisen es válida para valores de N_e grandes. Por otro lado, a una altura dada, la densidad $\rho_e(r)$ de $e^{\pm}$ en función de la distancia r al eje de la cascada ("desarrollo lateral") puede parametrizarse utilizando la fórmula de Nishimura-Kamata-Greisen (NKG) [44]:

$$\rho_e(r) = \frac{N_e}{r_M^2} \cdot \left(\frac{r}{r_M}\right)^{s-2} \cdot \left(1 + \frac{r}{r_M}\right)^{s-4.5} \cdot \frac{\Gamma(4.5 - s)}{2\pi \cdot \Gamma(s) \cdot \Gamma(4.5 - 2s)} \tag{1.3}$$

donde r_M es el radio de Molière de dispersión múltiple (79 m a nivel del mar).

1.1.2 Cascadas hadrónicas

La inmensa mayoría de los primarios iniciadores de cascadas atmosféricas son de naturaleza hadrónica. Una cascada hadrónica se inicia con la colisión del núcleo incidente con un núcleo atmosférico (ver fig. 1.1, derecha), en la cual se producen principalmente piones (neutros y cargados), kaones y nucleones. Estos últimos y los posibles fragmentos *supervivientes* del núcleo original forman lo que se llama el *core* hadrónico de la cascada, que sigue sufriendo interacciones nucleares similares a la primera hasta que su energía por nucleón cae por debajo del umbral de producción de piones ($\simeq$ 1 GeV). Los piones neutros (π^0) se desintegran en dos fotones γ, dando lugar a cascadas electromagnéticas. En cada interacción hadrónica, alrededor de un tercio de la energía de la colisión es transferida de esta forma a la parte electromagnética de la cascada. Por su parte los piones cargados (así como los kaones), si no interaccionan antes con otros núcleos atmosféricos, se desintegran en muones : $\pi^{\pm} \to \mu^{\pm} + \nu_{\mu}(\overline{\nu_{\mu}})$ (vida media en reposo $\tau \simeq 2.6 \cdot 10^{-8} s.$). Los muones, que no pierden energía al atravesar la atmósfera más que por ionización, decaerían en electrones ($\mu^{\pm} \to e^{\pm} + \nu_e(\overline{\nu_e}) + \overline{\nu_{\mu}}(\nu_{\mu})$) en $\tau \simeq 2.2 \cdot 10^{-6} s$ en su propio sistema de referencia. Medida en el sistema de *laboratorio*, sin embargo, su vida media se multiplica por su factor de Lorentz (en lo que constituye una de las pruebas clásicas de la relatividad especial), por lo que buena parte de ellos alcanzan la superficie terrestre sin desintegrarse. El 75% de todos los rayos cósmicos secundarios detectados a nivel del mar son muones, y su energía media es de alrededor de 2 GeV (con un espectro diferencial que cae como E^{-2}). En la figura 1.2 podemos entender la razón de su abundancia respecto a los $e^{\pm}$ y γs: las cascadas EM iniciadas por fotones de $E_0 \lesssim 500$ GeV se extinguen completamente antes de alcanzar el nivel del mar ($t \simeq 28$).

El modelo más sencillo de una cascada hadrónica es el modelo de superposición [39], que supone que un núcleo de masa A y energía total E_0 es equivalente a A nucleones independientes de energía E_0/A. Supondremos que la profundidad de la primera interacción de cada uno de los nucleones es la misma que si hubieran entrado en la atmósfera independientemente. Siendo ξ_N la longitud de interacción nuclear de un nucleón en el aire (83 g/cm^2 para un protón de 1 TeV) puede obtenerse, análogamente a (1.1):

$$X_{max} \propto \ln[E_0/(AE_c)] \cdot \xi_N \tag{1.4}$$

Es decir, que para primarios de la misma energía, las cascadas producidas por aquellos de mayor masa se desarrollan a mayor altura. Por otra parte, las fluctuaciones en la posición de X_{max} son menores en el caso de núcleos pesados, simplemente por ser cada uno de ellos asimilable a un haz de muchos nucleones.

Para un estudio teórico más detallado de las cascadas atmosféricas hadrónicas es necesario emplear métodos de simulación Montecarlo. Las mayores incertidumbres de los resultados obtenidos con éstos derivan de los modelos de interacción hadrónica utilizados: por un lado las energías implicadas exceden aquellas exploradas en los aceleradores de partículas, por lo que ciertas extrapolaciones son necesarias, y por otro, aún a las energías accesibles por éstos, en los aceleradores se pierde la información sobre los productos de las colisiones emitidos en la dirección del haz. La simulación de cascadas atmosféricas de energía superior a 10 TeV no es pues un problema trivial. En el presente trabajo se ha utilizado en concreto el programa de simulación CORSIKA (versión 4.068) desarrollado por la colaboración KASKADE [48], que describiremos brevemente más adelante.

1.2 Luz Cherenkov

Cuando una partícula cargada se mueve en el seno de un medio dieléctrico transparente a una velocidad $v = \beta \cdot c$ mayor que la de la luz en dicho medio ($\beta > 1/n$, siendo n el índice de refracción), emite la llamada "luz Cherenkov", radiación resultante de la reorientación de dipolos eléctricos instantáneos inducidos por la partícula en el medio. A velocidades pequeñas, la simetría de la disposición de cargas en torno a la posición de la partícula hace que no haya un efecto neto a grandes distancias, es decir, no hay radiación. Sin embargo, cuando β es comparable a $1/n$, a lo largo de la trayectoria de la partícula se produce una polarización neta del medio, que emite en consecuencia breves impulsos electromagnéticos (figura 1.3). Si β es *mayor* que $1/n$, los impulsos procedentes de diferentes elementos de trayectoria están en fase, de forma que pueden producir un campo neto en puntos distantes. Puede verse con una sencilla construcción geométrica que esta radiación se observará únicamente en una dirección particular que forma un ángulo θ con la trayectoria de la partícula, siendo $\cos\theta = 1/(\beta \cdot n)$ (figura 1.3(c)). De esta relación se deduce que la velocidad mínima para la emisión de luz Cherenkov es efectivamente $\beta_{min} = 1/n$ y que el ángulo máximo de emisión, que corresponde a partículas ultrarrelativistas ($\beta = 1$) es $\theta_{max} = \cos^{-1}(1/n)$.

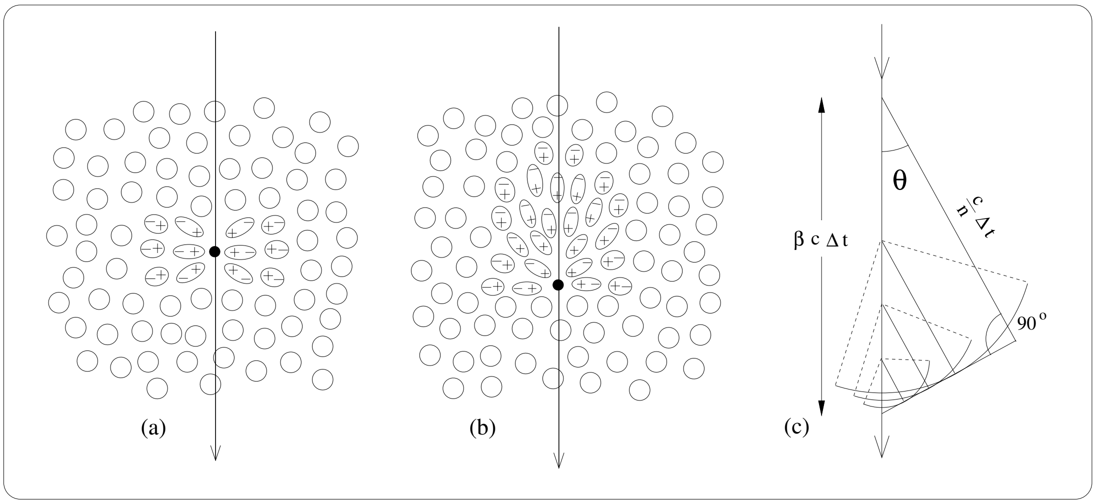

Figura 1.3: *Polarización producida en un medio dieléctrico por el paso de una partícula cargada. (a) A baja velocidad. (b) A alta velocidad. (c) Obtención del ángulo θ de emisión de la luz Cherenkov.*

1.2.1 Luz Cherenkov en la atmósfera

En 1948 Blackett sugirió que las partículas cargadas de las cascadas atmosféricas producen radiación Cherenkov, y estimó que su contribución a la luz de fondo del cielo nocturno es del orden de 10^{-4}. La mayor parte de esta radiación Cherenkov es producida por los electrones y positrones. A nivel del mar, el índice de refracción es $n \simeq 1.00029$, de lo que se deduce una energía umbral de emisión de 21 MeV para los $e^{\pm}$ (recordemos que su energía media en el máximo de la cascada es de unos 100 MeV) y un ángulo máximo de emisión de 1.4°. Para estimar estos valores a diferentes profundidades en la atmósfera utilizaremos un modelo simplificado de ésta. Supondremos que su densidad ρ varía exponencialmente con la altura h:

$$\rho(h) = \rho_0 \cdot e^{-\frac{h}{h_0}} \tag{1.5}$$

Con $h_0 = 7.1$ km. Podemos igualmente calcular el índice de refracción a la altura h como [56]:

$$n = 1 + \eta_h = 1 + \eta_0 \cdot e^{-\frac{h}{h_0}} \text{ , con } \eta_0 = 2.9 \cdot 10^{-4} \tag{1.6}$$

La energía umbral de emisión para electrones es entonces:

$$E_{min} = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 - \beta_{min}^2}} = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 - n^{-2}}} \simeq \frac{0.511\ MeV}{\sqrt{2\ \eta_h}} \tag{1.7}$$

Donde hemos simplificado utilizando $\eta_h \ll 1$. Y el ángulo de emisión θ_{max} para $\beta = 1$:

$$\cos\theta_{max} = \frac{1}{n} = \frac{1}{1 + \eta_h} \simeq 1 - \eta_h \tag{1.8}$$

que puede aproximarse como $\theta_{max}\ (rad) = \sqrt{2\ \eta_h}$. Con este valor podemos calcular la distancia R_c de los fotones emitidos a la trayectoria de la partícula emisora al alcanzar una altura dada h_{obs}:

$$R_c \equiv (h - h_{obs}) \cdot \tan\theta_{max} \tag{1.9}$$

En la figura 1.4 (izquierda) vemos la dependencia de E_{min} y R_c con la altura sobre el nivel del mar. Los valores de R_c se han calculado para un electrón ultrarrelativista de incidencia vertical y para dos niveles de observación (la altura del experimento HEGRA, $h_{obs} = 2200$ m, y el nivel del mar). Puede apreciarse que $R_c(h)$ tiene un máximo entre 10 y 20 km. Esto hace que toda la luz Cherenkov emitida por la partícula entre estas dos alturas alcance el nivel de observación en una estrecha corona circular de unos diez metros de ancho y de radio $\simeq$ 100 m ($\simeq$ 120 m a nivel del mar). En la misma figura (centro) vemos un esquema de cómo la luz emitida a diferentes alturas alcanza el suelo

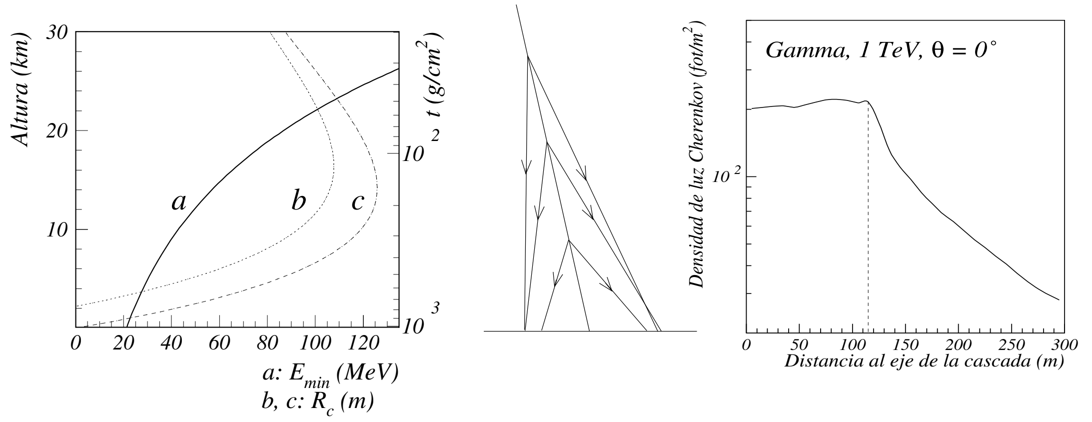

Figura 1.4: *Izquierda: dependencia de E_{min} con la altura para un electrón (curva* **a***); relación entre la altura de la emisión de la luz y el valor de R_c, a 2200 metros de altura (curva* **b***) y al nivel del mar (***c***). Centro y derecha: origen de la joroba en la distribución lateral de luz Cherenkov de una cascada (ver texto).*

a una misma distancia de la partícula emisora, produciendo un característico anillo de luz Cherenkov en torno al punto de impacto de la partícula. En una cascada electromagnética [50], las direcciones de los electrones emisores divergen de la del fotón primario por la dispersión múltiple que experimentan en su camino, lo que hace que esta estructura se vea considerablemente difuminada, si bien no desaparece completamente para aquellas cascadas que se desarrollen a suficiente altura (a menor energía más pronunciado será el efecto). En la figura 1.4 (derecha) se muestra también la distribución lateral de luz Cherenkov a 2200 metros de altura para una cascada originada por un fotón de incidencia vertical de energía $E_0 = 1$ TeV (con su máximo a 8.2 km de altura) obtenida mediante simulación Montecarlo. Puede observarse claramente una estructura en $R_c \simeq$ 115 m, la llamada "joroba" o *hump* que es un resultado del efecto descrito. En las cascadas atmosféricas iniciadas por hadrones esta estructura aparece menos pronunciada por la contribución del elevado momento transverso de los productos de las interacciones nucleares a

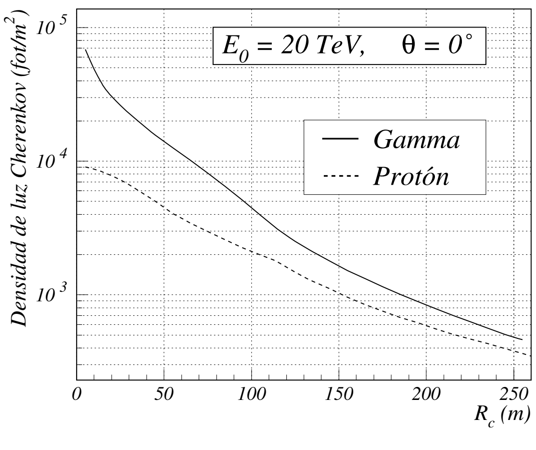

Figura 1.5: *Distribuciones laterales de luz Cherenkov producidas por un fotón y un protón de 20 TeV de incidencia vertical observadas a 2200 m de altura.*

la dispersión de las direcciones de los electrones. A las energías de interés en el presente trabajo ($E > 10$ TeV) el máximo de la cascada se encuentra por debajo de 7 km (mucho más profundo que el máximo de R_c, ver fig. 1.4 izquierda), por lo que la cantidad (relativa) de luz que alcanza el suelo en la zona del anillo es menor que a energías más bajas. Por otro lado, en estas cascadas de muy alta energía, un número significativo de partículas puede alcanzar el nivel de observación con energía por encima del umbral de emisión Cherenkov (para $h_{obs} = 2200$ m, según la fórmula de Greisen (1.2) tenemos $N_e \simeq 1400$ a 10 TeV frente a $N_e \simeq 40$ a 1 TeV), produciendo luz que es detectada en las proximidades del eje de la cascada. Estos dos efectos hacen que desaparezca la estructura de anillo en la distribución lateral de luz Cherenkov, que semeja más bien una exponencial decreciente con R_c (fig. 1.5), quedando como único vestigio del *hump* un ligero cambio de pendiente de dicha exponencial para $R_c \simeq 100$ m.

Intensidad y espectro de la luz Cherenkov

En un medio de índice de refracción n, el número de fotones Cherenkov con $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$ emitidos por unidad de longitud por un electrón de velocidad β es [56]:

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha \cdot \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right) \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \tag{1.10}$$

Donde α es la constante de estructura fina, $\alpha = e^2/(\hbar c) = 1/137$. Esto significa que la mayor parte de la luz Cherenkov es emitida en el rango ultravioleta del espectro, ya que $d^2N/dxd\lambda \propto 1/\lambda^2$. Si para un electrón ultrarrelativista ($\beta = 1$) integramos en el rango $300 < \lambda < 450$ nm, con el modelo exponencial de atmósfera (ec. 1.5) y haciendo la aproximación $1 - 1/n^2 \simeq 2\eta_h = 2\eta_0 e^{-h/h_0}$ tenemos:

$$\frac{dN}{dx} \simeq 30 \cdot e^{-\frac{h}{h_0}} \quad \text{fotones/m} = 30 \cdot \frac{t}{t_0} \quad \text{fotones/m} \tag{1.11}$$

siendo t la profundidad atmosférica en g/cm^2 y $t_0 = 1024\ g/cm^2$.

Atenuación de la luz Cherenkov en la atmosféra

La atenuación de una onda electromagnética debida a la absorción y la dispersión que experimenta al atravesar un medio recibe el nombre de extinción. En el caso de la luz Cherenkov en la atmósfera, los procesos responsables de la extinción son los siguientes:

- Absorción en la capa de Ozono por parte de las moléculas de O_3: los fotones Cherenkov de longitud de onda inferior a 290 nm son absorbidos casi en su totalidad a través de la reacción $O_3 + \gamma \rightarrow O_2 + O$.

- Absorción por moléculas de H_2O y CO_2 de los fotones con longitud de onda superior a 800 nm.

- Dispersión por las moléculas de aire (dispersión Rayleigh). La sección eficaz de la dispersión Rayleigh depende de la longitud de onda como λ^{-4}.

- Dispersión por aerosoles (dispersión Mie), es decir, por partículas de tamaño entre 10^{-3} y 10^{-2} μm suspendidas en el aire (polución, polvo o productos de reacciones fotoquímicas que tienen lugar en la atmósfera).

La dependencia de la extinción con λ hace que el espectro de la luz Cherenkov producida en una cascada atmosférica tenga, al registrarla en el nivel de observación (por lo general varios kilómetros más abajo), un pico en el ultravioleta cercano. Por ejemplo, para luz emitida a 10 km de altura, el pico del espectro medido a 2 km de altura se encuentra en $\lambda = 330$ nm (ver figura 1.6, tomada de [59]). Para longitudes de onda mayores el espectro cae lentamente hasta $\lambda \simeq 800$ nm, en donde comienza a ser importante la absorción en el infrarrojo debida al CO_2 y H_2O. Por otro lado, la intensidad total del resto de contribuciones a la luz del cielo nocturno (fundamentalmente: luz estelar, luz zodiacal, luz galáctica difusa, fluorescencia en la alta atmósfera y auroras), que constituye el ruido de fondo de un detector de luz Cherenkov atmosférica, crece con λ. Teniendo en cuenta todo esto, el rango espectral óptimo (λ_1, λ_2) para la detección de la luz

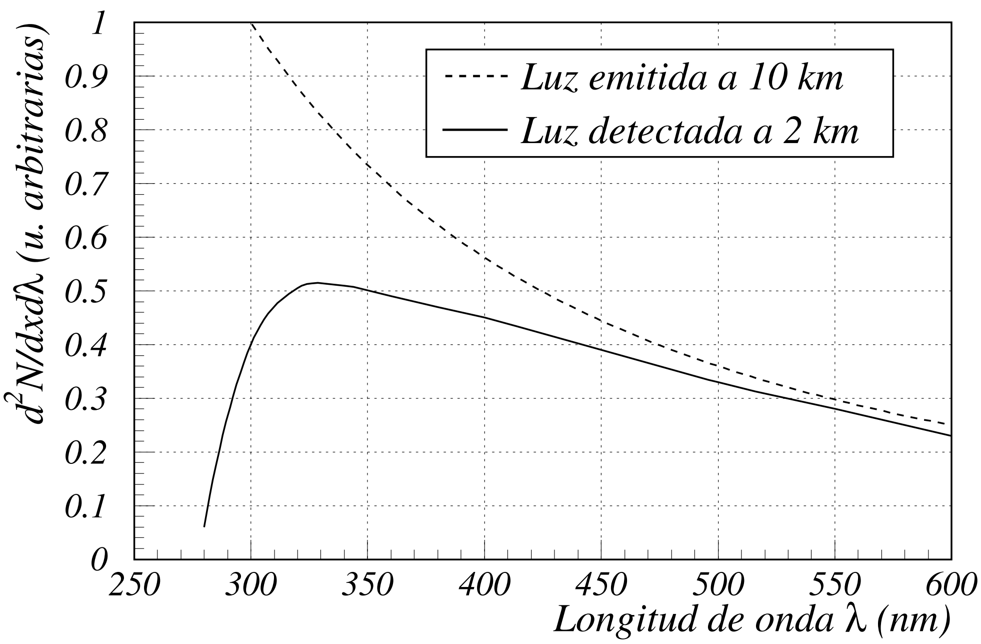

Figura 1.6: *Espectro de la luz Cherenkov emitida a 10 km de altura y de la registrada en el nivel de observación (2 km).*

Cherenkov producida en las cascadas atmosféricas será aquel que maximice la relación señal/ruido del detector. Tomando como límite inferior una longitud de onda de $\lambda_1 = 300$ nm el óptimo se alcanza para $\lambda_2 \simeq 400$ nm, pero al tratarse de un máximo muy plano pueden tomarse valores algo mayores de λ_2 sin empeorar apreciablemente la relación señal/ruido (ver [59]). En el caso de los detectores de AIROBICC el rango espectral es aproximadamente 300 - 450 nm.

Capítulo 2

Astronomía γ

Los rayos cósmicos cargados constituyen la fracción dominante (más del 99.99%) del total de la radiación cósmica primaria. La dirección de incidencia de estas partículas al llegar a la Tierra no guarda relación alguna con su lugar de procedencia, pues en su trayectoria son deflectadas por los campos magnéticos galácticos. Por esta razón, la distribución de sus direcciones de llegada es isótropa y no pueden ser empleadas para hacer astronomía. La pequeña fracción restante son fotones gamma ($E > 1$ MeV), que viajan en trayectorias rectilíneas, por lo que su detección sí nos permite averiguar –con mayor o menor precisión– su lugar de producción. La banda gamma del espectro electromagnético no parece, a priori, una zona idónea para observar el Universo, debido a la dificultad de detectar la radiación gamma, la opacidad de la atmósfera para fotones de alta energía (fig. 2.2) y la baja intensidad de las fuentes. Sin embargo, la experiencia demuestra que cada vez que se ha abierto una nueva ventana en la exploración del espacio exterior han aparecido fenómenos inesperados. Valgan como ejemplos el descubrimiento de los púlsares o el de las estrellas binarias de rayos X.

2.1 Motivación de la astronomía gamma

Los fotones gamma de muy alta energía tienen energías que superan en diez órdenes de magnitud la de los fotones visibles. Los mecanismos típicos de producción de fotones de bajas energías, como la radiación térmica, no son por lo general aplicables a la emissión gamma, como puede deducirse de los espectros observados, que siguen leyes de potencias. La astronomía gamma nos da acceso a fenómenos por lo general no accesibles a técnicas de observación más convencionales.

2.1.1 Origen de los rayos cósmicos

Uno de los principales motivos para hacer astronomía gamma es el estudio del origen de los rayos cósmicos. Con un campo magnético de alrededor de 1 microgauss, el tiempo de confinamiento de los RRCC en la Galaxia se estima en unos 10^7 años, y hay evidencias de que han existido durante toda la vida de ésta (10^{10} años). Para mantener la actual densidad de energía de la radiación cósmica ($\simeq$ 1 eV/cm^3) es necesaria una potencia total de 10^{41} erg s^{-1}. Se acepta que la aceleración en las ondas de choque de las supernovas es la explicación más plausible, ya que en la explosión de una supernova se liberan típicamente 10^{51} ergios de energía cinética, y su frecuencia es de aproximadamente de una cada 30 años. Si un 10% de esta energía se invirtiera en acelerar protones y otros núcleos, las supernovas serían la respuesta al misterio de los rayos cósmicos.

Aunque el del balance energético es un buen argumento en su favor, esta teoría no está aún verificada. Observaciones de rayos X de algunos remanentes de supernovas (SNRs) han proporcionado pruebas de la aceleración de electrones a energías de hasta 100 TeV, pero no hay todavía evidencia directa de aceleración de hadrones[118]. La astronomía gamma puede proporcionar en el futuro esta evidencia, pues la colisión de los núcleos acelerados con el material que rodea la supernova daría lugar a piones neutros que decaen a fotones gamma. Si hay menos de una longitud de radiación de materia alrededor de la región de aceleración, los fotones podrán escapar y ser observados, aunque al parecer los flujos previstos de estos rayos gamma "nucleares" a energías del TeV son demasiado bajos para los detectores actuales. Sólo uno de los remanentes de supernova detectados por encima de 1 TeV (SN 1006) es del tipo *kelifón* (*shell-type SNR*), al que pertenecen el 90% de los SNRs conocidos[1]. Los otros tres (el Cangrejo, PSR 1706-44 y Vela son pleriones, nebulosas semejantes a la del Cangrejo, en los que la emisión gamma parece deberse a efecto Compton inverso de electrones de muy alta energía sobre su propia radiación sincrotrón (según el modelo SSC o *Synchrotron Self Compton*).

Se cree que no hay objetos en la Galaxia capaces de confinar los rayos cósmicos de energías $> 10^{17}$ eV, por lo que a éstos se les atribuye por lo general un origen extragaláctico. Entre los candidatos se encuentran los Núcleos Galácticos Activos (AGNs), por ser emisores de grandes flujos de radiación, incluyendo en algunos casos fotones gamma de hasta decenas de TeV. El estudio de estos objetos en la banda gamma del espectro está ayudando a aclarar sus mecanismos de emisión, habiendo contribuido, por ejemplo, a estimar el tamaño máximo de la zona de aceleración gracias a la observación de la variabilidad de estos objetos.

2.1.2 Estudio del fondo infrarrojo intergaláctico

Los rayos gamma interaccionan con fotones de baja energía produciendo pares electrón-positrón ($\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$). La probabilidad del proceso es máxima ligeramente por encima de su umbral, que viene dado por $E_{\gamma_1} E_{\gamma_2} = 2\ m_e^2 \simeq$

[1]Hay evidencias no concluyentes de emisión de muy alta energía de otros dos kelifones: RJX1713.7-3946 y Cas-A

$0.5 \times 10^{12} (eV)^2$. A energías de 10^{15} eV, la interacción se produce con los fotones del fondo cósmico de microondas (CMBR); a energías menores, con fotones infrarrojos de longitud de onda entre 1 y 10 μm. La longitud de absorción de los rayos gamma en el espacio intergaláctico dependerá de su energía y de la intensidad de estos fondos. En principio, esto supone un obstáculo a la astronomía gamma extragaláctica, pues limita el alcance de las posibles observaciones (por ejemplo, a 100 Mpc para $E > 1$ TeV), como vemos en la figura 2.1. Sin embargo, al contrario que el CMBR, el fondo intergaláctico difuso de radiación infrarroja se conoce con poca precisión, pues el ruido de nuestra propia galaxia dificulta su observación directa. El conocimiento preciso de su intensidad proporcionaría información sobre la época de formación de estrellas y galaxias (el fondo IR procede de las estrellas y de la reemisión del polvo interestelar calentado por éstas). Los rayos gamma procedentes de objetos distantes cuyo espectro sea conocido pueden ser empleados como "sondas" para estudiar dicho fondo.

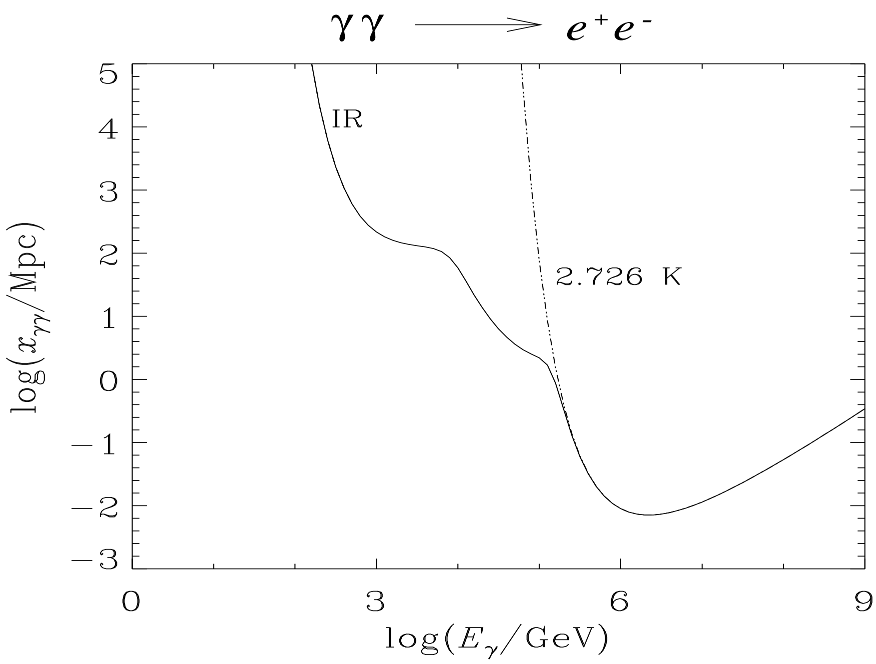

Figura 2.1: *Recorrido libre medio de los fotones gamma en el fondo infrarrojo y de microondas, de [97]. El fondo infrarrojo utilizado para el cálculo de $x_{\gamma\gamma}$ se basa en recientes medidas de DIRBE, ISOCAM y FIRAS.*

2.1.3 Física no estándar

La materia oscura no bariónica podría estar compuesta de partículas supersimétricas masivas. La astronomía gamma puede ser un buen instrumento para la detección de éstas. En particular, se ha propuesto que la línea de aniquilación de neutralinos $\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma$ podría detectarse sobre el fondo de RRCC con un detector de buena resolución energética [54]. Otras posibles fuentes exóticas de radiación gamma son las cuerdas cósmicas, defectos topológicos formados durante las transiciones de fase en el Universo primitivo.

2.2 Técnicas de detección

El espesor de la atmósfera terrestre a nivel del mar es de 1030 g/cm^2 ó 28 longitudes de radiación, lo que la hace completamente opaca a los fotones de alta energía (fig. 2.2. Ni siquiera en las montañas más altas es factible la observación directa de esta radiación, que requiere necesariamente situar los detectores por encima de la atmósfera, a bordo de globos o satélites.

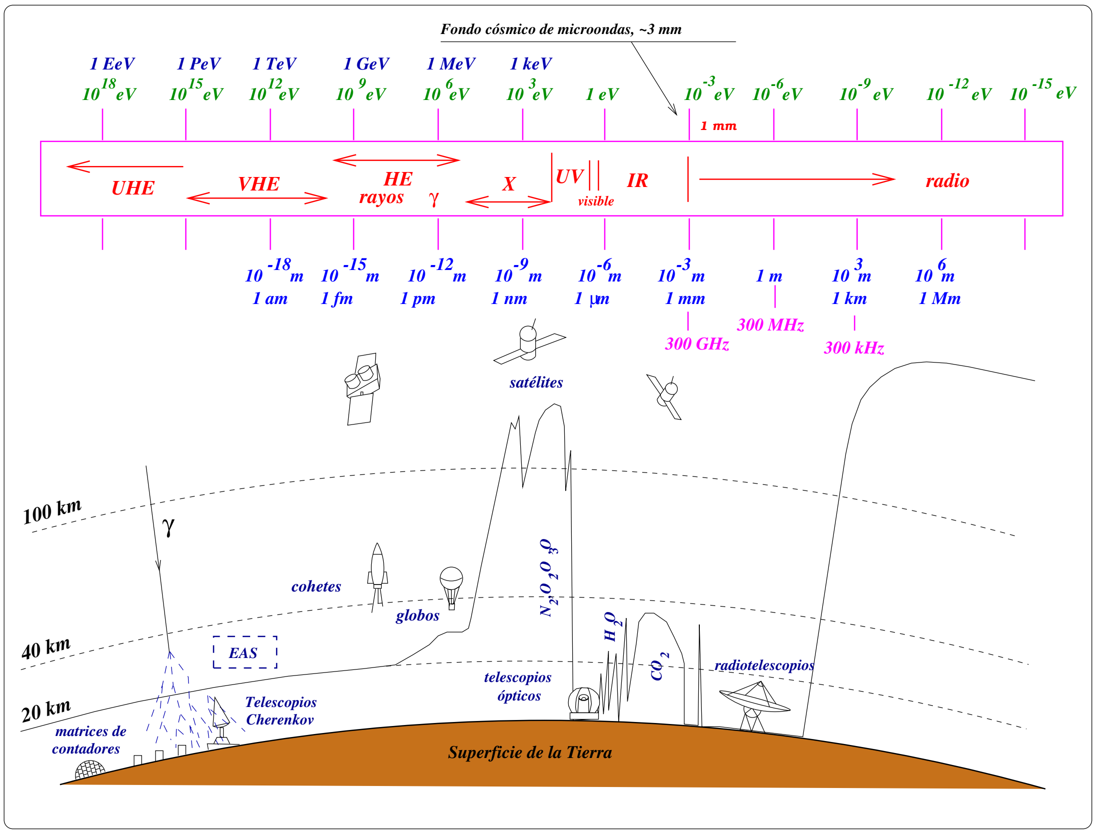

Figura 2.2: *Ventanas atmosféricas para la observación del Universo [70]. La línea continua indica, para cada longitud de onda, la altura sobre el nivel del mar a la que hay que situar un detector para que pueda recibir la mitad de la radiación total incidente.*

2.2.1 Detectores en satélites

Los detectores montados en satélites emplean técnicas de la física de partículas. Se determina la dirección del fotón con detectores de trazas (cámaras de chispas) que miden los parámetros del par electrón-positrón a que da origen la conversión del fotón. La energía se mide mediante calorímetros de absorción total. La eliminación del fondo de rayos cósmicos cargados se consigue mediante el empleo de un "escudo" delgado de material centelleador funcionando en anticoincidencia con el resto del detector.

Los comienzos de la Astronomía gamma desde el espacio [101] se remontan a 1967, cuando el satélite OSO-3 detectó emisión de 100 MeV del centro galáctico, cuyo flujo era aproximadamente el esperado de la interacción de los rayos cósmicos con el gas de la galaxia. La resolución angular de este detector era de $\pm 15°$. Inmediatamente se realizaron observaciones con detectores de mejor resolución ($2°$) transportados en globos, algunos de los cuales confirmaron los resultados de OSO-3. Otros detectaron, si bien con escasa significancia estadística, la primera fuente discreta, al observar emisión pulsada del púlsar del Cangrejo.

En la década de 1970 el campo experimentó un gran avance con el lanzamiento de dos satélites: el SAS-2 (1972) y el COS-B (1975). El más avanzado de los dos, COS-B, cubría un rango espectral entre 70 MeV y 1 GeV, con un area efectiva de unos 50 cm^2 y una resolución de entre 2.5 y $7°$ dependiente de la energía. Además de realizar observaciones precisas del flujo difuso procedente del plano galáctico, ambos satélites detectaron radiación gamma pulsada de dos púlsares conocidos (Vela y el Cangrejo), y un pico de emisión no asociado a ninguna fuente conocida (el objeto conocido hoy como Geminga, un púlsar no detectado en radio). COS-B no confirmó la detección por SAS-2 de la binaria Cygnus $X-3$, identificada por su periodo de 4.8 horas. La misión SAS-2 concluyó tras sólo siete meses de funcionamiento debido a un fallo en la electrónica, mientras que COS-B funcionó durante seis años y medio y elaboró un catálogo de 25 fuentes discretas, entre ellas la primera fuente extragaláctica, el AGN 3C 273. Algunas de las fuentes del catálogo de COS-B se supone hoy en día que corresponden a emisión de nubes moleculares.

El telescopio de rayos gamma más sensible lanzado hasta la fecha es EGRET (*Energetic Gamma Ray Experiment Telescope*), uno de los detectores montado en el Observatorio Compton de Rayos Gamma (CGRO), lanzado en 1991. EGRET cubre el rango de 30 Mev a 30 GeV, con una resolución angular de $5.5°$ para energías próximas a su umbral y de $0.4°$ a 10 GeV, y un área efectiva 25 veces mayor que la del COS-B. EGRET ha realizado mapas del cielo y observado diversos objetos detalladamente (fig. 2.3). Los resultados mas importantes que podemos extraer de sus observaciones son [54]:

- El rasgo más destacado del mapa del cielo es la emisión difusa de la galaxia, observada también en galaxias cercanas.

- Se ha detectado emisión procedente de siete púlsares y de más de 50 AGNs. Estos últimos tienen valores de z de entre 0.03 y 2, y son todos del tipo *blázar* (galaxias con emisión fundamentalmente no térmica y que parecen tener *jets* apuntando hacia nosotros).

- Se ha encontrado emisión de alta energía (hasta 18 GeV) correlacionada con seis GRBs (*Gamma Ray Bursts* o explosiones de rayos gamma) detectados por BATSE (*Burst And Transient Source Experiment*), otro experimento a bordo del CGRO para la detección de fuentes transitorias de rayos gamma de baja energía y rayos X duros.

- Se han descubierto un buen número de fuentes (alrededor de la mitad de las 129 del segundo catálogo de EGRET [114]), para las que no se ha podido identificar el emisor con ningún objeto conocido a otras longitudes de onda. La mayoría se encuentran próximas al plano galáctico, pero su identificación es problemática debido a los grandes márgenes de error de las posiciones determinadas por EGRET. Se han sugerido asociaciones con remanentes de supernovas, con nubes moleculares del cinturón de Gould y con regiones donde abundan las estrellas OB (muy masivas, de evolución rápida $\sim 10^6$ años) que pueden dar lugar a púlsares.

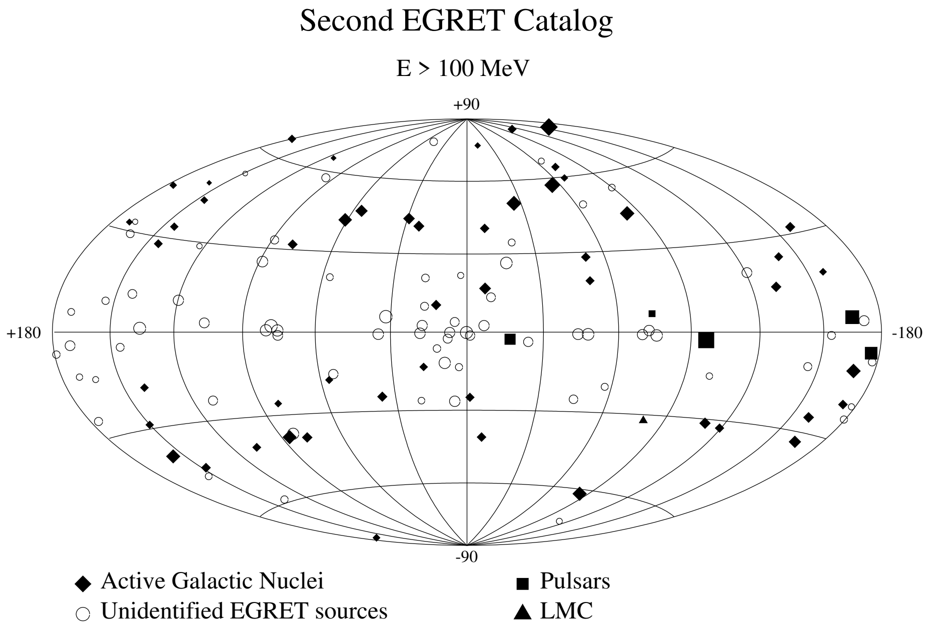

Figura 2.3: *Mapa de EGRET de fuentes discretas de rayos gamma.*

Entre las "no-detecciones" interesantes de EGRET cabe citar la no observación de radiación pulsada de Cygnus $X-3$ [80]. Además de EGRET, el satélite CGRO transportaba otros tres experimentos para la observación de radiación gamma de menor energía: el ya mencionado BATSE, el OSSE (*Oriented Scintillation Spectrometer Experiment*), para energías entre 60 KeV y 10 MeV, y COMPTEL (*imaging Compton Telescope*), para el rango de 0.8 a 30 MeV. La misión CGRO ha terminado en Junio de este mismo año con la reentrada provocada en la atmósfera y consiguiente destrucción del satélite (decidida tras el fallo de uno de los tres giróscopos de la nave).

La astronomía gamma espacial se ha restringido hasta ahora al rango de energías por debajo de 30 GeV, debido a los bajos flujos de fotones y al pequeño tamaño de los detectores. Entre los futuros observatorios espaciales se encuentra el detector AMS (*Alpha Magnetic Spectrometer*), diseñado originalmente para la búsqueda de antinúcleos en la radiación cósmica (como tal ha funcionado ya a bordo del transbordador espacial, en Junio de 1998), pero que puede operar como detector de fotones gamma cubriéndolo con un convertidor de tungsteno de 0.3 longitudes de radiación de espesor. AMS tiene un campo de visión de 0.6 sr y cubre un rango energético de 300 MeV a 300 GeV, con una sensibilidad comparable a la de EGRET. Se prevé su instalación en la estación espacial internacional en los próximos años. En el rango de radiación gamma de menor energía, se prevé para el año 2002 el lanzamiento por la ESA del satélite INTEGRAL (*International Gamma Ray Astrophysics Laboratory*), que operará entre 15 KeV y 10 MeV. Por último, para finales de 2005 está programada la puesta en órbita de GLAST (*Gamma-ray Large Area Space Telescope* [26]), cuya sensibilidad a fuentes puntuales será de cincuenta a cien veces mejor que la de EGRET, con un amplio campo de visión de unos 2π sr y un rango energético de 10 MeV a 200 GeV.

2.2.2 Astronomía γ con detectores terrestres.

La interacción de los fotones gamma en la atmósfera terrestre produce cascadas de partículas secundarias (§1.1.1). De su observación desde tierra puede extraerse información sobre la dirección y energía del rayo gamma primario. La difícil reducción del fondo debido a los mucho más abundantes rayos cósmicos cargados, que producen cascadas atmosféricas muy similares, es la mayor limitación de esta clase de detectores, pero sus áreas efectivas son enormes gracias a la gran extensión de las cascadas. Su umbral energético, por otro lado, es mucho más elevado que el de los detectores espaciales, puesto que las cascadas debidas a los fotones gamma de menor energía se extinguen antes de alcanzar el nivel de observación (fig. 1.2). Se puede sortear en parte este problema mediante la observación de la luz Cherenkov producida por las partículas cargadas de las cascadas, pero ésta se encuentra a su vez limitada por el ruido debido a la luz de fondo del cielo nocturno (p. 11). En orden creciente de energías, podemos distinguir tres tipos básicos de detectores terrestres: detectores de luz Cherenkov, matrices de detectores de partículas y detectores de fluorescencia.

Telescopios Cherenkov

Los telescopios Cherenkov utilizan uno o más espejos para concentrar la luz Cherenkov sobre una cámara, generalmente construida a base de fotomultiplicadores. La luz procedente de diferentes alturas es enfocada por los espejos en puntos distintos del plano focal, obteniendo así en la cámara una imagen del desarrollo longitudinal de la cascada (número de partículas que emiten luz Cherenkov en función de la altura). Esta técnica se conoce como "método de formación de imágenes" o *imaging*. El análisis de estas imágenes permite obtener resoluciones angulares del orden de 0.1°, así como reducir el fondo de cascadas debidas a los RRCC [51] a niveles por debajo de la señal de las fuentes intensas de radiación gamma.

Experimento	Situación alt., lat., long. (m, °, °)	monturas × platos	Área por plato (m^2)	Tamaño del pixel (°)	Campo de visión (°)	Umbral (GeV)
Whipple-10m	Mt. Hopkins, Arizona 2300 32N 111W	1×1	72	0.25	3	250
CAT-imager	Thémis, Francia 1650 42N 2E	1×1	17	0.12	3	250
Durham-Mk VI	Narrabri, Australia 250 31S 110E	1×3	42	0.25	4	300
HEGRA-CT system	La Palma, España 2200 28N 18W	5×1	8.5	0.25	3.25	500
HEGRA-CT1	La Palma, España 2200 28N 18W	1×1	10	0.25	3	700
Telescope Array	Dugway, Utah 1600 40N 113W	3×1	6	0.25	4.5	600
CANGAROO	Woomera, Australia 0 31S 136E	1×1	11	0.19	3	1000
CAO-GT-48	Crimea, Ucrania 600 45N 34E	2×3	4.5	0.4	3	1000
TACTIC	Mt. Abu, India 1300 25N 73E	1×1	9.5	0.31	3.2	1000
Lebedev-SHALON	Tien Shan, Kazahkstan 3338 43N 77E	1×1	10	0.6	8	1000

Tabla 2.1: *Principales telescopios Cherenkov en funcionamiento en la actualidad, de [54].*

Las observaciones con telescopios Cherenkov se realizan en noches despejadas y preferiblemente sin luna. Su umbral energético E_{umbral}, de entre 250 GeV y 1

TeV, está determinado por el número mínimo de fotones Cherenkov que deben recoger para obtener una señal distinguible de las fluctuaciones de la luz de fondo del cielo nocturno. Dependerá por tanto del flujo Φ de luz de fondo, del área A del espejo, de la eficiencia ϵ de detección de fotones, de la aceptancia Ω (sr) del detector y del tiempo de integración τ de la cámara (que deberá ajustarse a la duración típica de los impulsos de luz Cherenkov):

$$E_{umbral} \propto \sqrt{\frac{\Phi\ \Omega\ \tau}{\epsilon\ A}} \tag{2.1}$$

Los primeros indicios de la existencia de fuentes de fotones gamma de energía superior a 300 GeV datan de principios de los años ochenta, si bien fue en 1989 cuando se obtuvo la primera detección incuestionable de una fuente [119], la Nebulosa del Cangrejo, con una significancia de 9σ sobre el fondo. Actualmente cuatro fuentes están firmemente establecidas (la nebulosa del Cangrejo, PSR 1706-44, y los núcleos galácticos activos Mkn 421 y Mkn 501), y hay evidencias de otras cinco (el púlsar de Vela, SN 1006, RJX1713.7-3946, Cas-A y el blázar 1ES 2344+514), todas ellas detectadas mediante telescopios Cherenkov operados por diversas colaboraciones internacionales (HEGRA, Whipple, Cangaroo... etc). En la tabla 2.1 se muestran las características de algunos telescopios Cherenkov que están en funcionamiento en la actualidad.

La observación simultánea de las cascadas atmosféricas con varios telescopios separados entre 50 y 100 metros (como el sistema de cinco telescopios de HEGRA) está demostrando ser una técnica excelente para la mejora de la resolución angular y de la reducción del fondo de RRCC. Entre los proyectos de sistemas estereoscópicos de este tipo actualmente en fase de diseño destacan HESS y VERITAS, que consistirán en matrices de 10 a 15 telescopios de 10 metros de diámetro con cámaras de alta resolución y un umbral estimado de unos 100 GeV. Otro interesante proyecto es MAGIC [72], que con un único telescopio con un espejo de 17 metros de diámetro podría alcanzar un umbral de tan solo 20 GeV, solapando por tanto con las observaciones de los satélites.

Detectores de muestreo del frente de luz Cherenkov

Algunos detectores de luz Cherenkov funcionan simplemente mediante el muestreo del frente de fotones Cherenkov de las cascadas atmosféricas. Estos detectores consisten en matrices de contadores que determinan los tiempos de llegada y densidad del frente Cherenkov en diferentes puntos del suelo, y reconstruyen a partir de ellos la dirección de la cascada. Al contrario que los telescopios, esta clase de detectores no puede determinar el desarrollo longitudinal de la cascada, pues cada contador simplemente integra todos los fotones Cherenkov que recibe, independientemente de la altura a la que se hayan emitido. Esto dificulta enormemente la distinción entre cascadas producidas por fotones y la originadas por rayos cósmicos.

El registro de un suceso por una de estas matrices se decide cuando se detecta un número mínimo de contadores con señal en un cierto intervalo de tiempo. Por esta razón, el umbral energético de un detector de muestreo depende fundamentalmente del umbral de detección de luz Cherenkov de cada contador. Al igual que sucede con los telescopios (fórmula 2.1), el umbral de cada contador varía entre otras cosas con su área de colección y su aceptancia. Los detectores de muestreo de pequeña aceptancia tienen umbrales similares a los de los telescopios Cherenkov. El detector Themistocle, en Thémis (Francia), con 18 espejos colectores de 80 cm de diámetro, consigue un umbral de 2 TeV, habiendo detectado la Nebulosa del Cangrejo en un total de 400 horas de observación [113]. En los últimos años se han empezado a utilizar plantas solares como detectores Cherenkov de muestreo. Estas instalaciones consisten en campos de heliostatos (espejos de gran área) que enfocan la luz del sol en un intercambiador de calor situado en lo alto de una torre. Instalando un sistema de fotomultiplicadores en ésta, se pueden emplear los heliostatos como colectores de luz Cherenkov. La gran superficie de los espejos y su pequeña aceptancia angular permiten en principio la reducción del umbral energético a valores del orden de las decenas de GeV. Este tipo de observatorios, entre los que se encuentran STACEE, GRAAL y CELESTE, está aún en fase experimental, si bien el primero de ellos afirma haber observado ya la Nebulosa del Cangrejo a unos 190 GeV [82].

Un segundo tipo de detector Cherenkov de muestreo es el conocido como "WACA" (Wide Angle Cherenkov Array) o matriz de detectores Cherenkov de gran aceptancia angular, al que pertenece AIROBICC. En el capítulo 3 describiremos en detalle el funcionamiento de AIROBICC. Básicamente, un WACA es una matriz de contadores de fotones Cherenkov de gran aceptancia ($\Omega \simeq 1$ sr). La gran aceptancia angular implica (2.1) que este tipo de detector integra la luz de fondo de una gran parte del cielo nocturno, por lo que la intensidad de la señal mínima detectable es considerablemente mayor que para los detectores Cherenkov de sólo unos pocos grados de apertura. Esto eleva el umbral de los WACAs a valores por encima de 15 TeV. La ventaja es la posibilidad de observar una gran fracción de cielo en todo momento, en contraste con las observaciones de los telescopios Cherenkov y las plantas solares, restringidas a una única fuente.

Matrices de detectores de partículas

Este tipo de detectores se basan en el muestreo del frente de partículas cargadas y de fotones gamma de baja energía que constituyen la cascada atmosférica. Los contadores de partículas, dispuestos por lo general en matrices regulares, son normalmente detectores de centelleo. El umbral energético para cascadas iniciadas por fotones depende mucho de la altura a la que esté situado el detector y del área efectiva de muestreo. La matriz Tibet, situada en Yangbajing (China) a 4300 metros de altitud, tiene un umbral de sólo 3 TeV, pero los valores típicos para matrices de centelleadores varían entre 40 y 100 TeV. La matriz CASA-MIA, en Dugway (Utah), ha sido una de las mayores construidas, con 1089 detectores en un área de 230000 metros cuadrados. Tenía un umbral de 110 TeV y estuvo operativa entre 1991 y 1996.

Las presuntas detecciones de fuentes discretas (fundamentalmente binarias de rayos X) obtenidas con matrices de centelleadores en los años setenta y ochenta no se han confirmado en la última década con el desarrollo de detectores más sensibles. Al tratarse de resultados sólo marginalmente significativos, hoy en día se atribuyen a simples fluctuaciones del fondo. Recientemente el grupo de Tibet [10] ha presentado la detección de la nebulosa del Cangrejo a 3 TeV con una significancia estadística de 5 σ, en lo que se trata probablemente de la primera observación real con esta clase de detector.

Entre los detectores de partículas en desarrollo hay que destacar MILAGRO, en construcción cerca de Los Álamos (Nuevo Méjico, EEUU). MILAGRO emplea la técnica "Cherenkov en el agua": la detección con fotomultiplicadores de la luz Cherenkov producida por las partículas cargadas de las cascadas en una piscina de 5000 m^2 de área. Con este procedimiento, que proporciona un muestreo del 100% de las cascadas contenidas en el detector, se consigue un umbral de 1 TeV. Actualmente está en funcionamiento un prototipo de menor tamaño (Milagrito), con el que se ha observado un exceso, aunque marginalmente significativo (3σ), procedente del AGN Mkn 501 [123].

Detectores de fluorescencia

Las partículas cargadas de una cascada atmosférica excitan las moléculas de Nitrógeno, que emiten luz de fluorescencia en los 50 ns posteriores. Para cascadas de energías extremas $> 10^{18} eV$), esta luz puede ser detectada a grandes distancias. Actualmente sólo un detector de este tipo está en funcionamiento: el *Fly's eye* ("ojo de mosca"). Este detector proporciona información sobre el desarrollo longitudinal de la cascada, de gran interés para la determinación de la naturaleza del primario. Su elevado umbral energético hace que la importancia de esta clase de detector en el campo de la astronomía gamma haya sido mínima, aunque ha realizado aportaciones de gran interés a nuestro conocimiento de la composición y espectro de la radiación cósmica cargada.

2.3 Producción de radiación gamma

2.3.1 Procesos básicos

La radiación gamma puede producirse por varios mecanismos, que resumimos en la figura 2.4. La aniquilación de electrones y positrones (a) y la emisión por núcleos radiactivos (b) dan lugar a rayos gamma de baja energía, del orden del MeV. Como vimos en el capítulo anterior, la radiación de frenado o *bremsstrahlung* (c) de electrones ultrarrelativistas es responsable de la producción de fotones gamma en las cascadas atmosféricas (§1.1.1). En el medio interestelar, la *bremsstrahlung* de los electrones de los rayos cósmicos es el origen de la mayor parte de la radiación gamma galáctica difusa de hasta 100 MeV. La radiación térmica de un gas ionizado caliente (h) procede en último término de la radiación de *bremsstrahlung* de los electrones al ser deflectados en el campo eléctrico de los núcleos, que en medios ópticamente densos se termaliza, por lo que la radiación emitida es la de un cuerpo negro, con su máximo en E_{max} (MeV) $= 4.7 \times 10^{-10}\ T$ (K) (ley de Wien). Se precisan temperaturas del orden de 10^{10} K para que tenga lugar emisión apreciable por encima de 1 MeV. La necesidad de tan elevadas temperaturas, raras en el Universo, hacen que este no sea un mecanismo relevante en nuestro rango de energías.

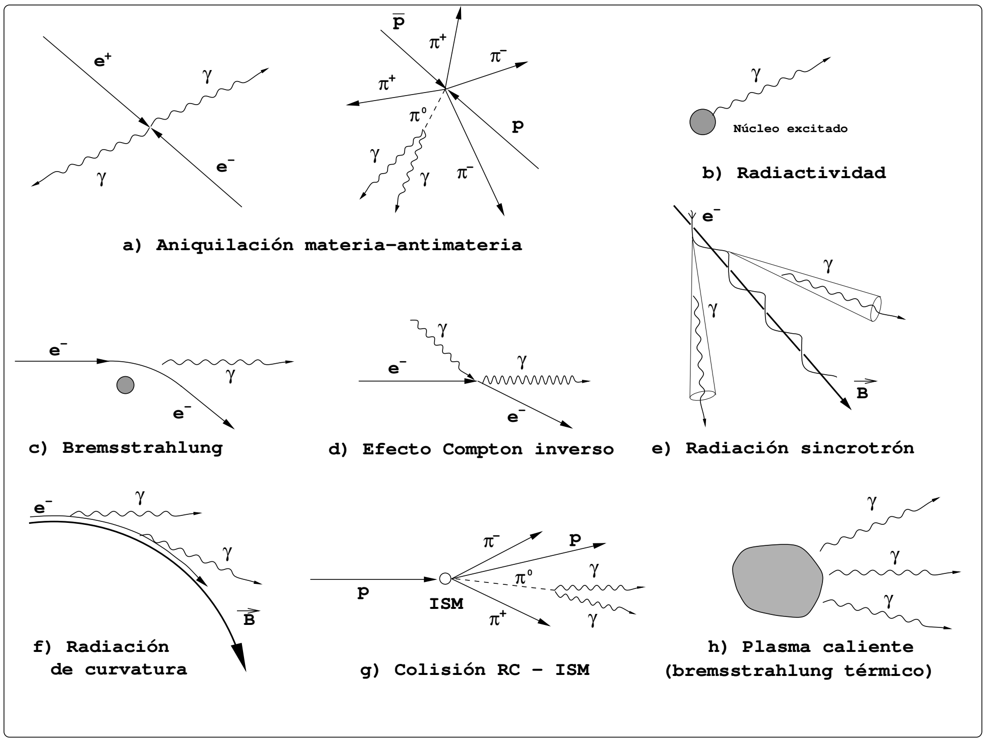

Figura 2.4: *Mecanismos de producción de radiación gamma.*

La radiación sincrotrón (e) y la radiación de curvatura (f) son dos casos particulares de emisión de radiación por electrones ultrarrelativistas moviéndose en el seno de un campo magnético. La radiación sincrotrón se emite principalmente en un ángulo $\theta \simeq m_e c^2/E$ respecto a la dirección de movimiento del electrón, que sigue una trayectoria helicoidal alrededor de las líneas de campo. El máximo de la emisión tiene lugar a la energía

$$E_{\gamma,max}\ (\text{eV}) = 5 \times 10^{-9} H_\perp [E_e/(m_e c^2)]^2 \tag{2.2}$$

donde $H_\perp$ es la componente de la intensidad del campo magnético perpendicular a la dirección de movimiento del electrón, expresada en *gauss*, y E_e su energía. La mayor parte de la radiación sincrotrón observada en el Universo se encuentra en la banda de radio (por ejemplo, la emisión difusa de la Galaxia), y difícilmente puede este mecanismo llegar a producir fotones gamma (por requerir valores enormes de E_e y H), pero veremos que en el llamado modelo SSC, los fotones sincrotrón producidos por electrones ultrarrelativistas pueden adquirir energías mucho mayores por interacción Compton inversa (§2.3.1).

La radiación de curvatura se produce en campos magnéticos muy intensos (10^{11} - 10^{13} G) y curvados. En primera aproximación se puede suponer que los electrones se mueven en trayectorias paralelas a las líneas del campo, emitiendo radiación por tratarse de cargas aceleradas. La diferencia con la radiación sincrotrón es que en este caso el radio de giro que hay que considerar es ρ_c, el radio de curvatura de las líneas de campo (y no el radio de Larmor). La energía característica de los fotones emitidos es

$$E \ \ (\mathrm{eV}) \simeq (3/2)\ \hbar c \gamma^3/\rho_c = 2.96 \times 10^{-5} \gamma^3/\rho_c(\mathrm{cm}) \tag{2.3}$$

donde γ es el factor de Lorentz del electrón. Este proceso es importante para los electrones y positrones de alta energía en la magnetosfera de los púlsares, produciendo emisión en el rango de los GeV.

Aparte de posibles procesos exóticos (por ejemplo, aniquilación o desintegración de partículas supermasivas desconocidas), los procesos dominantes a las energías de interés en el presente trabajo (> 1 TeV) son el efecto Compton inverso (d) y la desintegración de piones neutros procedentes de interacciones fuertes, por ejemplo las colisiones de los núcleos de los rayos cósmicos de alta energía con el medio interestelar (g).

Efecto Compton inverso

Se conoce como efecto Compton inverso (IC) a la interacción Compton en la que el fotón, en lugar de perder energía, la gana a costa del electrón. Si la energía inicial del fotón en el sistema de laboratorio es ε, en el sistema de referencia del electrón, el fotón tendrá una energía $\gamma\varepsilon$, siendo E_e la energía del electron y $\gamma = E_e/(m_e c^2)$ su factor de Lorentz. La energía del fotón en dicho sistema, tras la interacción, será necesariamente $\lesssim \gamma\varepsilon$. Transformada de nuevo al sistema de laboratorio, la energía del fotón dispersado será [101]:

$$\begin{array}{llll} E_\gamma \sim \varepsilon\gamma^2 & \text{para} & \gamma\varepsilon \ll m_e c^2 & \text{(Régimen de Thomson)} \\ E_\gamma \sim E_e & \text{para} & \gamma\varepsilon \gg m_e c^2 & \text{(Régimen de Klein-Nishina)} \end{array} \tag{2.4}$$

Este proceso es importante cuando la densidad de fotones es alta. La interacción con fotones del fondo universal de microondas de 2.7 K ($\langle\varepsilon\rangle \simeq 6 \cdot 10^{-4}$ eV) tiene lugar en el régimen de Thomson para $E_e \ll 5 \cdot 10^{14}$ eV, lo que se cumple al menos para el espectro de electrones observado en la radiación cósmica ($E_e < 10^{11}$ eV). La sección eficaz del proceso en régimen de Thomson es

$$\sigma_c = \sigma_T \left(1 - \frac{2\gamma\varepsilon}{m_e c^2}\right) \quad , \ \gamma\varepsilon \ll m_e c^2 \tag{2.5}$$

donde $\sigma_T = \frac{8}{3}\pi r_e^2$ se conoce como *sección eficaz Thomson* y tiene un valor numérico de 0.665 *barn* ($r_e = e^2/m_e c^2$ es el radio clásico del electrón). La relación exacta entre la energía media de los electrones y la de los fotones emitidos es $\langle E_\gamma \rangle = \frac{4}{3}\gamma^2 \langle \varepsilon \rangle$. Puede verse que dado un espectro diferencial de electrones $\propto E_e^{-\Gamma}$, el espectro resultante de fotones es también una ley de potencias, $\propto E_\gamma^{-(\Gamma+1)/2}$, más plano que el de electrones para $\Gamma > 1$.

En el régimen de Klein-Nishina, tenemos

$$\sigma_c = \frac{3}{8}\sigma_T \left(\frac{m_e c^2}{\gamma\varepsilon}\right) \left[\ln\left(\frac{2\gamma\varepsilon}{m_e c^2}\right) + \frac{1}{2}\right] \ll \sigma_T \quad , \ \gamma\varepsilon \gg m_e c^2 \tag{2.6}$$

En este límite, los fotones se llevan prácticamente toda la energía E_e del electrón y el espectro de la radiación resultante es igual al de los electrones. En buena parte de las fuentes gamma detectadas a muy alta energía ($E_\gamma > 100$ GeV), en las que las energías de los electrones alcanzan al menos 10^{15} eV, la interacción Compton debe tener lugar en régimen de Klein-Nishina.

Creación y desintegración de piones neutros

Los piones neutros se desintegran (con probabilidad del 98.8%) según el proceso $\pi^0 \to \gamma\gamma$, siendo su vida media de $(8.4 \pm 0.6) \cdot 10^{-17}$ s [1]. La energía de los fotones emitidos por un π^0 en reposo es igual a $m_{\pi^0} c^2/2 = 67.5$ MeV. Si el π^0 se mueve con velocidad $v = \beta c$, la energía de los fotones en el sistema de laboratorio es

$$E_\gamma = \frac{1}{2} m_{\pi^0} c^2 \ \frac{1 + \beta \cos\theta_\gamma}{\sqrt{1 - \beta^2}} \tag{2.7}$$

siendo θ_γ el ángulo entre el momento de cada fotón y la dirección del π^0. Para que en una colisión de un protón de energía cinética T con un protón en reposo pueda tener lugar la producción de un pión neutro debe verificarse [101] $T > 2m_{\pi^0} c^2 (1 + m_{\pi_0}/4m_p) \simeq 280$ MeV (la energía es algo menor para una colisión con un núcleo más pesado). En una de estas interacciones pueden producirse varios piones, pero puede verse que normalmente uno solo de ellos se lleva una gran parte de la energía del protón incidente, por lo que el espectro resultante de fotones gamma es similar al espectro de los protones. La interacción de la radiación cósmica cargada con el medio interestelar es responsable de la mayor parte de la radiación gamma galáctica difusa por encima de 100 MeV. La producción y desintegración de piones también puede dar lugar a emisión de radiación gamma en fuentes discretas, como los remanentes de supernova *shell-type* (también llamados *kelifones*) [118] en los que se supone se aceleran los rayos cósmicos, o, según ciertos modelos, en los *jets* de los AGNs.

Hemos visto que los mecanismos de producción de fotones gamma de muy alta energía requieren la aceleración de partículas cargadas hasta energías iguales o mayores que la de la propia radiación. A continuación expondremos algunos de los mecanismos conocidos de aceleración que se supone juegan un papel importante en el origen de la radiación gamma observada en el Universo.

2.3.2 Aceleración de Fermi

En 1949 [36], Fermi postuló que las nubes de plasma magnetizado en movimiento en el medio interestelar podrían actuar como "espejos magnéticos" para los rayos cósmicos cargados. Fermi demostró que, en una sucesión de "colisiones" de una partícula cargada con nubes moviédose en direcciones aleatorias, la partícula ganaría progresivamente energía a costa de la energía cinética de las nubes (fig. 2.5, izquierda). Este mecanismo se conoce como *aceleración de Fermi de segundo orden.* Este es un mecanismo muy lento, que, compitiendo con diversos mecanismos de pérdida de energía, no puede explicar el flujo observado de rayos cósmicos.

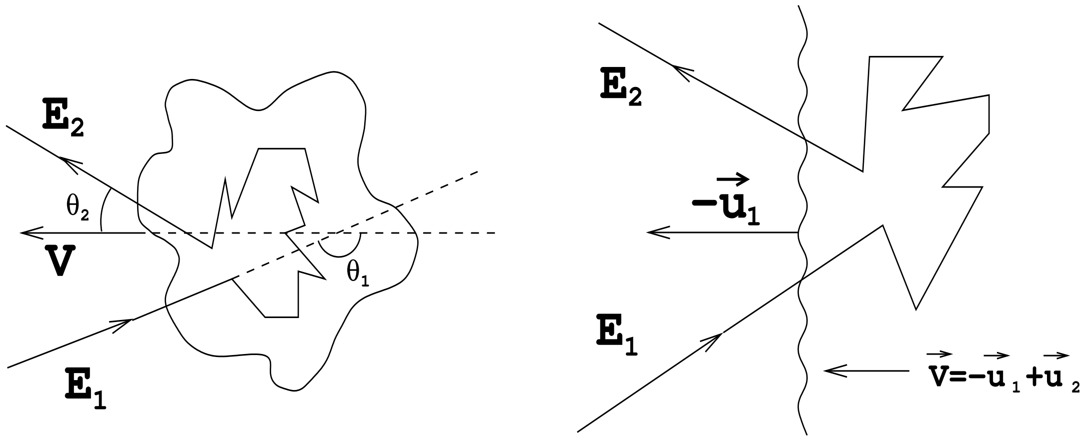

Figura 2.5: *Aceleración de Fermi de segundo orden (izquierda) y de primer orden (derecha), de [39].*

La misma idea puede aplicarse a una situación en la que exista una onda de choque moviéndose en una direción privilegiada. En el sistema de referencia de la onda de choque, el plasma a ambos lados de la onda de choque se mueve hacia ésta. Una partícula atrapada entre estas dos regiones ganará energía cada vez que cruce la onda de choque, pues siempre es reflejada por gas que se aproxima hacia ella. Este proceso se conoce como *aceleración de Fermi de primer orden* (fig. 2.5, derecha) o DSA (*Diffusive Shock-front Acceleration*). Las partículas cuyo radio de giro exceda el tamaño de la región de aceleración escaparán de ésta. La energía máxima que una partícula puede adquirir por este mecanismo viene determinada por la duración de la onda de choque. Puede verse [39] que el espectro energético de las partículas así aceleradas sigue una ley de potencias, como el observado en los rayos cósmicos.

Las ondas de choque son fenómenos comunes en el Universo. El ejemplo mejor conocido es el de las explosiones de supernovas, pero también deben formarse en los procesos de acreción de materia por un objeto compacto, como en las binarias de rayos X o en los núcleos de galaxias activas.

2.3.3 Aceleración electromagnética

Otro posibilidad es la aceleración directa de las partículas cargadas por un campo eléctrico. La rotación con periodo P de estrellas de neutrones magnetizadas puede dar lugar a intensos campos eléctricos capaces de acelerar partículas de carga Z hasta $\simeq 3 \cdot Z/P^2$ TeV [40], con P en segundos. También los discos de acreción son entornos propicios a la generación de campos eléctricos: el plasma del interior del disco rota más rápido que la del exterior de éste, dando lugar a un "generador unipolar". Según algunos autores [18], en un disco de acreción alrededor de una estrella de neutrones, este mecanismo podría acelerar partículas hasta energías de 10^{17} eV.

2.4 Fuentes cósmicas de radiación γ

2.4.1 Púlsares y pleriones

Algunos púlsares emiten radiación gamma pulsada [47], con periodo igual al de rotación del púlsar. Esta radiación pulsada tiene su origen en el interior de la magnetosfera (fig. 2.6), un plasma de electrones y positrones que rodea a la estrella, contenido en el interior del llamado *cilindro de luz* (definido por $|\vec{\Omega} \times \vec{r}| = c$). Dado que las cargas pueden moverse libremente, se redistribuirán en la magnetosfera hasta que la fuerza de Lorentz neta sobre ellas sea nula [40]:

$$\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}/c = 0 \tag{2.8}$$

Esto implica que $\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$, lo que impide la aceleración de las cargas (por ser nula la componente de $\vec{E}$ paralela a $\vec{B}$). La densidad de carga resultante es:

$$\rho = \frac{-\vec{\Omega} \cdot \vec{B}}{2\pi c} \cdot \frac{1}{1 - |\vec{\Omega} \times \vec{r}/c|^2} \tag{2.9}$$

Las partículas ancladas de esta forma a las líneas de campo magnético que se cierran en el interior del cilindro de luz forman la *magnetosfera co-rotatoria* del púlsar. Más allá del cilindro de luz, obviamente, las cargas no pueden girar solidariamente con el púlsar (para ello tendrían que desplazarse a $v > c$), y esto hace que no sea posible alcanzar en todos los puntos la condición de equilibrio $\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$. La aceleración de partículas sólo puede tener lugar en las regiones donde $\vec{E} \cdot \vec{B} \neq 0$.

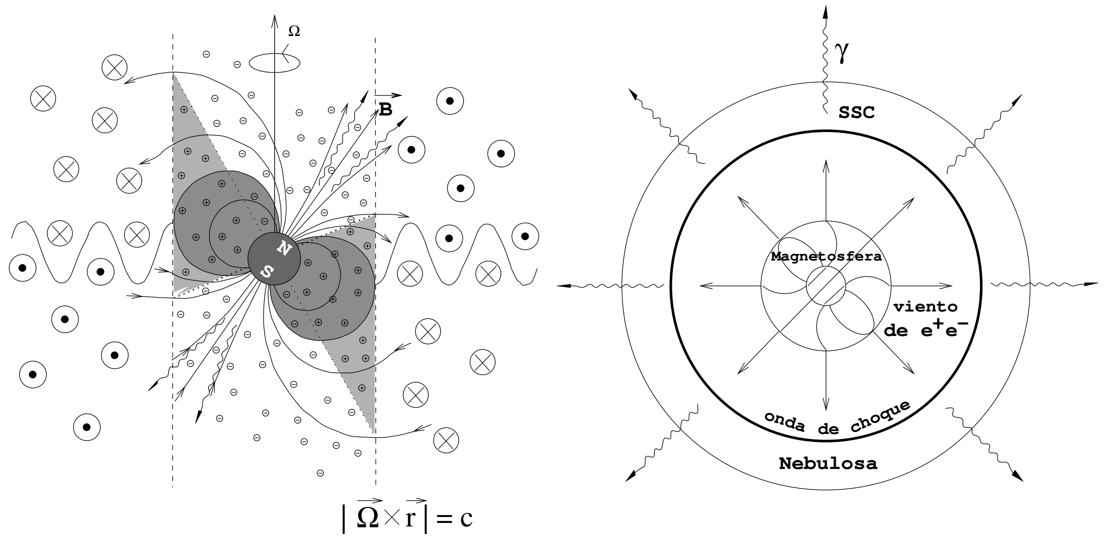

Figura 2.6: *Modelos de emisión de radiación en un púlsar. A la izquierda, radiación pulsada originada en la magnetosfera. Las rectas verticales discontinuas indican el cilindro de luz, más allá del cual el campo magnético es esencialmente toroidal. Las líneas de puntos representan la superficie de carga nula ($\vec{\Omega} \cdot \vec{B} = 0$). A la derecha, modelo de la emisión no pulsada. El eje de rotación del púlsar es ahora perpendicular al papel. El cilindro de luz es el círculo interior y contiene la magnetosfera del púlsar. La línea más gruesa es la onda de choque, y el exterior de ésta, la nebulosa, en la que se emite radiación sincrotrón en diversas longitudes de onda y radiación de muy alta energía, por el mecanismo SSC.*

No está claro aún si estas zonas de aceleración (*gaps* o "huecos" desprovistos de plasma) se forman cerca de los polos magnéticos (modelos *polar cap*) o en zonas algo más alejadas del púlsar y más próximas al ecuador llamadas *outer gaps*. En los modelos de emisión polar, los electrones son acelerados por campos eléctricos inducidos por la rotación cerca de los polos magnéticos, en la región de la que parten las líneas de campo abiertas[2]. La producción de fotones γ, por radiación de curvatura y/o por efecto Compton inverso, da lugar a cascadas electromagnéticas de las que procede la radiación pulsada observada. La emisión se concentra en el

[2]Las líneas de campo vienen dadas por $r/\text{sen}^2\theta = cte$. Para $\theta = 90°$ la última línea cerrada cumple $r = (c/\Omega)$, por lo que su ecuación será $r/\text{sen}^2\theta = c/\Omega$. La *polar cap* sobre el púlsar es por tanto la región definida por $\theta < \theta_p \simeq (\Omega R/c)^{1/2}$, donde R es el radio del púlsar y hemos tomado sen $\theta_p \simeq \theta_p$. La *polar cap* es tanto mayor cuanto menor sea el periodo del púlsar. Tomando $R \simeq 10^4$ m, tenemos por ejemplo $\theta_p = 2.6°$ para $P = 0.1$ s ó $\theta_p = 4.6°$ para el púlsar del Cangrejo ($P = 33$ ms).

borde externo del cono descrito por las últimas líneas de campo abiertas (por ser las más curvadas), por lo que, según la orientación, llega al observador en uno o dos pulsos estrechos en cada periodo. El espectro de los fotones en estos modelos tiene un corte debido a la producción de pares en el campo magnético del púlsar. El valor exacto de la energía de corte depende del periodo, radio e intensidad del campo magnético del púlsar, así como de la distancia de su superficie a la cual se origine la radiación. Para los púlsares conocidos se obtienen energías de corte de entre 4 MeV y 75 GeV.

Los modelos *outer gap* [20] suponen que las partículas se aceleran en huecos que se forman entre la última línea de campo abierta y la superficie de carga nula ($\vec{\Omega} \cdot \vec{B} = 0$), en la parte más externa de la magnetosfera (las zonas ligeramente sombreadas en la figura 2.6). Los electrones o positrones emiten radiación de curvatura que produce pares e^+e^- por interacción con rayos X blandos (térmicos) procedentes de la superficie de la estrella, dando lugar a cascadas electromagnéticas. Los fotones gamma observados procederían de estas cascadas, vía radiación de curvatura, sincrotrón y efecto Compton inverso.

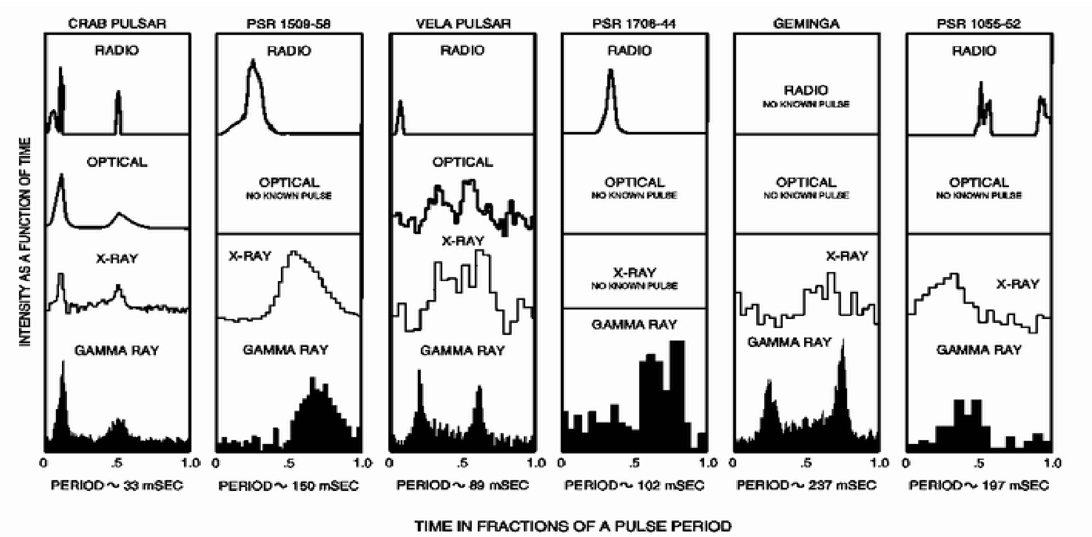

Figura 2.7: *Curvas de luz en diferentes longitudes de onda de seis de los púlsares detectados por EGRET.*

EGRET ha detectado hasta ahora emisión gamma pulsada de siete púlsares [57]: el del Cangrejo, Geminga (éste no visible en radio), Vela, 1706-44, 1509-58, 1951+32 y 1055-52. Sus curvas de luz en función de la fase se muestran en la figura 2.7. Los modelos de *outer gap* predicen emisión pulsada de hasta 10 TeV en algunos púlsares, no detectada todavía para ninguno de ellos. Las observaciones en curso con telescopios Cherenkov en este rango de energías deben ayudar en un futuro próximo a resolver la controversia en favor de uno u otro tipo de modelos.

Emisión no pulsada

Las nebulosas conocidas como "pleriones" se forman cuando el viento de partículas de un púlsar se encuentra confinado por la "cáscara", de expansión más lenta, del remanente de supernova que lo rodea. La energía de rotación del púlsar, transportada por el viento, se disipa en una onda de choque que acelera las partículas (§2.3.2) a energías relativistas, con un espectro que sigue una ley de potencias. Éstas partículas emiten, en la zona exterior a la onda de choque, radiación sincrotrón (fácilmente reconocible por su polarización y espectro) no pulsada en radio, óptico y rayos X, dando lugar a una nebulosa brillante. Gould predijo en 1965 que la interacción de los electrones con fotones de baja energía por efecto Compton inverso debería producir también emisión a energías del orden de 1 TeV. Los fotones blandos que intervienen en este mecanismo pueden tener diferentes orígenes: radiación sincrotrón de la nebulosa, fondo universal de microondas, radiación infrarroja local (emitida por polvo), radiación infrarroja galáctica de fondo y luz estelar de la galaxia. En los pleriones más jóvenes, con los campos magnéticos más intensos, domina la contribución de fotones sincrotrón de la nebulosa, según el modelo SSC (*Synchrotron Self-Compton*) [30, 31]. La Nebulosa del Cangrejo es el ejemplo mejor conocido. En los pleriones más viejos, dominan los fotones de fondo, de densidades mal conocidas (salvo los del fondo de microondas) y cuya abundancia relativa dependerá de la posición respecto al plano galáctico, lo que dificulta la estimación de los flujos de radiación IC de estos objetos.

Hasta ahora se ha detectado, mediante telescopios Cherenkov, emisión no pulsada de $E > 1$ TeV procedente de tres pleriones: la Nebulosa del Cangrejo en el hemisferio norte y las de Vela y 1706-44 en el hemisferio sur.

La Nebulosa del Cangrejo

La Nebulosa del Cangrejo, descubierta en 1844 por Lord Rosse, es el remanente de la explosión de supernova observada en el año 1054 por astrónomos chinos y japoneses en la constelación de Tauro. Pese a que fue visible incluso de día, no existe registro alguno de este suceso por parte de observadores europeos. La relación entre la nebulosa y la supernova fue definitivamente establecida en 1942 por Mayall y Oort [78]. La luz procedente de las estructuras filamentosas que le dan el aspecto de Cangrejo al que debe su nombre, está dominada por líneas de emisión, por las que se ha detectado la presencia de elementos pesados que indican que se trata de materia eyectada en la explosión. Por el contrario, la parte amorfa de la nebulosa, que constituye la mayor parte de su emisión global, muestra un espectro continuo, de origen no térmico, que abarca desde ondas de radio hasta radiación gamma. La Nebulosa del Cangrejo es el prototipo de remanente de supernova del tipo *plerión*. Se encuentra a unos 6500 años luz de la Tierra, su tamaño aproximado es de 3.5 pc de diámetro (que corresponde a un tamaño aparente de unos $6'$) y se expande a una velocidad de ~ 1000 km/s.

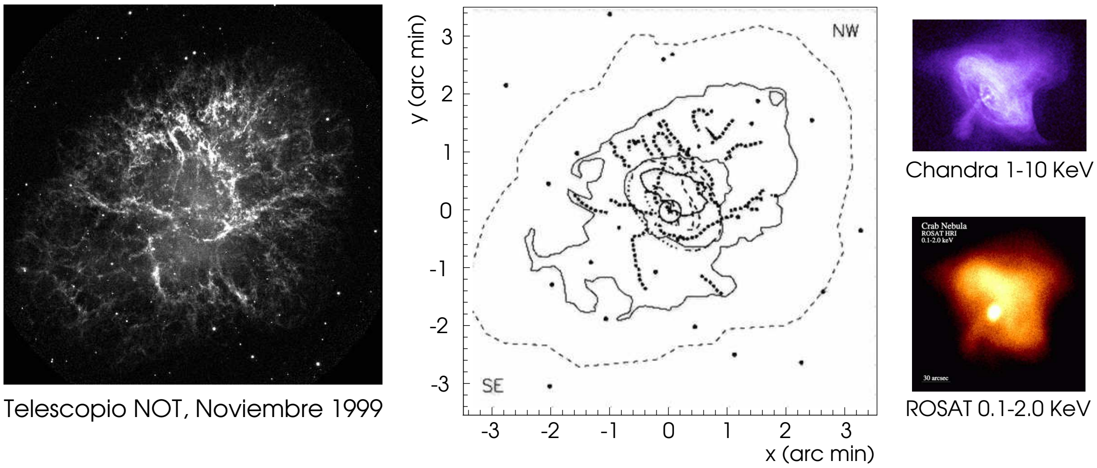

Figura 2.8: *Nebulosa del Cangrejo. A la izquierda, imagen en el óptico. A la derecha, imágenes de su zona central en rayos X. La figura del centro es un esquema, tomado de la referencia [53], de las diferentes zonas de emisión. El viento del púlsar termina abruptamente en una onda de choque (el pequeño círculo central) donde las partículas (fundamentalmente $e^{\pm}$) son aceleradas. La líneas gruesas de puntos indican los filamentos de emisión térmica. La línea discontinua exterior es el límite aproximado de la emisión radio. Las tres líneas continuas son, de fuera hacia adentro, el contorno de emisión radio (20 cm) al 35% de la intensidad en el centro, y los contornos de emisión X al 40 y 70% del máximo.*

La Nebulosa del Cangrejo es la candela estándar de la astronomía de altas energías, y la única fuente TeV del hemisferio norte cuyo flujo es constante. El espectro completo de su emisión continua, que vemos en la figura 2.9, muestra dos partes bien diferenciadas. Este hecho refleja la existencia en la nebulosa de dos mecanismos de emisión distintos. Desde las ondas de radio hasta los fotones gamma de 10^8 eV, la emisión es debida a radiación sincrotrón de electrones con energías comprendidas entre 10 GeV y varios PeV, mientras que la mayor parte de la radiación más energética ($E_\gamma \gtrsim 10^8$ eV) procede de la interacción Compton inversa de los mismos electrones, fundamentalmente con los propios fotones de la radiación sincrotrón (SSC), pero también con fotones infrarrojos de la emisión térmica del polvo de la nebulosa y con la radiación de fondo de microondas.

El modelo magnetohidrodinámico de la Nebulosa debido a Kennel y Coroniti [63] permite el cálculo de las contribuciones de estos dos procesos, proporcionando un espectro más o menos compatible con las observaciones hasta 1 GeV (fig. 2.9), pese a que supone por simplicidad que la nebulosa tiene simetría esférica. Hay al menos dos poblaciones distintas de electrones en la nebulosa: una espacialmente muy extendida, de electrones de hasta 200 GeV, (*electrones radio*, de origen incierto), responsables de la emisión radio e infrarroja, y otra de electrones desde 1 TeV hasta varios PeV (llamados *electrones del viento*), concentrados en una región

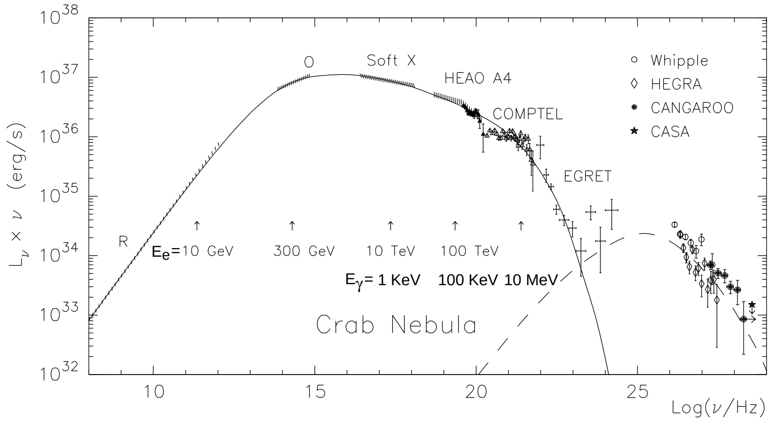

Figura 2.9: *Espectro de la radiación no térmica de la Nebulosa del Cangrejo, de [3]. Las curvas continua y discontinua representan respectivamente las componentes sincrotrón y Compton inversa de la radiación, calculadas con el modelo de Kennel y Coroniti [63]. Las energías E_e son las de los electrones responsables de la emisión sincrotrón en cada región del espectro.*

toroidal (claramente visible en rayos X, fig. 2.8, derecha), que son acelerados en la onda de choque donde termina el viento del púlsar, aproximadamente a 0.1 pc de éste, y que dan lugar al resto de la radiación sincrotrón.

De Jager et al. [31] han demostrado que el espectro de la radiación sincrotrón de los *electrones del viento* debe mostrar un corte exponencial a una energía aproximada

$$h\nu_{max} \simeq \left(\frac{3}{4\pi}\right)^2 \frac{hc}{r_e} = 25 \text{ MeV} \tag{2.10}$$

siendo r_e el radio clásico del electrón. Este corte refleja una energía máxima en el espectro de los *electrones del viento*, impuesta por las pérdidas de energía (vía sincrotrón) de éstos en la región de aceleración. Como vemos en la figura 2.9, las observaciones de EGRET y COMPTEL revelan efectivamente un corte en torno a esta energía, que separa la parte del espectro dominada por radiación sincrotrón de la dominada por el mecanismo IC.

El modelo de Kennel y Coroniti no explica algunas características del espectro, como el endurecimiento entre 1 y 10 MeV que revelan las medidas de COMPTEL. Se ha sugerido que esto podría deberse [3, 31] a la existencia de una tercera población de electrones en la nebulosa, de energía aún mayor que la de los *electrones del viento*. Esta hipotética tercera población de electrones dominaría la emisión sincrotrón por encima de 25 MeV, pero apenas contribuiría a la emisión IC para $E_\gamma < 10^{14}$ eV. En la figura 2.10(a), se muestra un posible ajuste al espectro por encima de 10 KeV considerando esta componente extra.

Se ha sugerido también [3] que a energías por encima del GeV podría haber una contribución significativa de radiación de *bremsstrahlung* de los electrones en la nebulosa (fig. 2.10 b), lo que explicaría el elevado flujo medido por EGRET en el rango $1 - 10$ GeV.

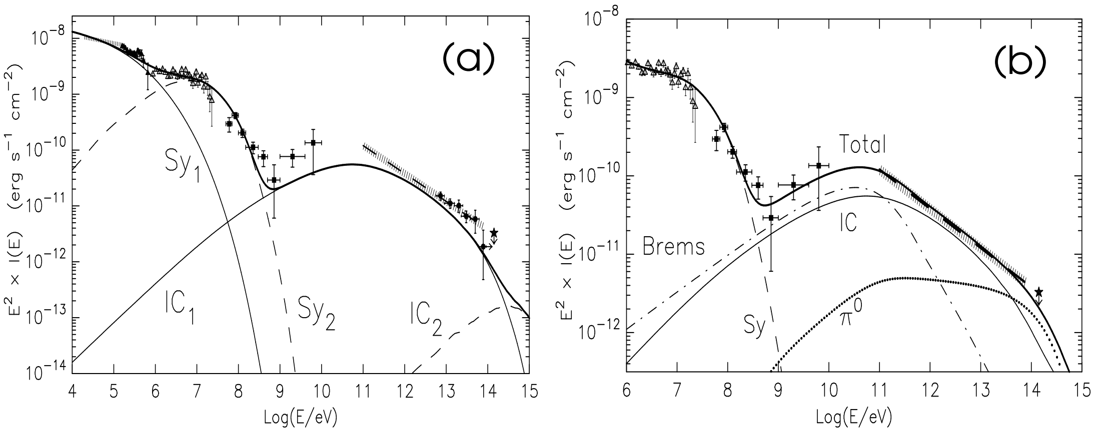

Figura 2.10: *Contribución de diferentes mecanismos a la radiación no térmica de alta energía de la Nebulosa del Cangrejo, según [3]. En (a), posible ajuste del espectro considerando la existencia de dos poblaciones de electrones de alta energía: los electrones del viento (1) y una componente adicional (2). En (b), además de la radiación sincrotrón (Sy) y la debida a efecto Compton inverso (IC), se consideran también las posibles contribuciones de bremsstrahlung y desintegración de* π^0*s para ajustar el modelo a las observaciones.*

Emisión de muy alta energía (≥ 1 TeV). Dado el flujo de radiación X de origen sincrotrón, el flujo de radiación IC de muy alta energía (ambas procedentes de electrones de energías similares y por tanto de la misma región de la nebulosa) depende mucho del campo magnético medio [53]:

$$I(\geq 1 \text{ TeV}) \simeq 8 \cdot 10^{-12} \cdot \left(\frac{\bar{B}}{0.3 \text{ mG}}\right)^{-2.1} \text{fotones cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \tag{2.11}$$

(I medido en la Tierra). Por esta razón, las medidas en el rango del TeV permiten determinar el campo magnético medio en la zona de producción de la radiación X y TeV ($r \sim 0.5$ pc, fig. 2.8, derecha). Las observaciones realizadas hasta la fecha [8, 10, 53, 110, 113], limitadas más por los errores sistemáticos que por los estadísticos, sitúan el valor de $\bar{B}$ entre 0.2 y 0.3 mG.

Como vemos en la fig. 2.10 (a), Las medidas a más alta energía (hasta 70 TeV), obtenidas por CANGAROO [110], muestran un espectro más plano que el esperado del mecanismo IC por encima de 10 TeV. Esto puede indicar la presencia de una componente *nucleónica* (fig. 2.10 b), debida a la desintegración de piones neutros (creados en la colisión de nucleones acelerados con el gas de la nebulosa), pero las elevadas incertidumbres en los flujos medidos impiden por el momento confirmar esta hipótesis [3].

2.4.2 Otros remanentes de supernova

Alrededor del 90% de los remanentes de supernova conocidos pertenecen a la clase conocida como *shell-type*, tambien llamados *kelifones*. Estos remanentes no albergan un púlsar en su interior y tienen aspecto como de cáscara hueca, al que deben su nombre. La cáscara es el resultado de la interacción del material eyectado por la supernova con el medio interestelar, una onda de choque en la que se cree se aceleran, por el mecanismo de Fermi de primer orden, las partículas que constituyen los rayos cósmicos hasta energías de ~ 1 PeV. Las evidencias en favor de esta teoría son por el momento circunstanciales (§2.1.1). De ser correcta, la colisión de los núcleos acelerados con el medio interestelar debería dar lugar a piones neutros y por tanto a radiación gamma de muy alta energía.

La detección más significativa de un *kelifón* en el rango de muy alta energía es la de SN 1006 por el telescopio CANGAROO [111]. El mismo grupo ha presentado también indicios de emisión de RJX1713.7-3946 [81]. Por su parte, el sistema de telescopios de HEGRA [98] ha detectado, si bien con una significancia estadística por debajo de 5 σ, el remanente Cas-A.

El flujo medido para SN 1006 resulta ser mucho mayor del esperado del proceso $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, por lo que se piensa [118] que quizás en este remanente la emisión es fundamentalmente debida a efecto Compton inverso de electrones (acelerados en la onda de choque) sobre fotones del fondo universal de microondas y de luz estelar. La detección de radiacion X sincrotrón por el satélite ASCA (*Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics*), confirma la aceleración en el remanente de electrones hasta 100 TeV, lo que apoya el origen IC de la radiación gamma observada. Este parece ser el caso también de Cas-A y RJX1713.7-3946. Por contra, la radiación X de otro remanente, el de la supernova de Tycho, parece estar dominada por líneas de emisión, lo que indica que la componente no térmica es pequeña. La observación en el rango del TeV del SNR Tycho (para el que sólo se han obtenido por el momento límites superiores, compatibles con las predicciones teóricas) supondría por tanto la primera prueba directa de la teoría estándar del origen de los rayos cósmicos.

2.4.3 Binarias de rayos X

Las binarias de rayos X son sistemas en los que una estrella de neutrones y una estrella de la secuencia principal giran una en torno a la otra en una órbita muy cerrada. Alrededor de la estrella de neutrones, materia procedente de la estrella compañera (de su viento, o de la propia estrella si ésta llena su lóbulo de Roche) forma un disco de acreción. La materia cae en espiral hacia la estrella de neutrones (transfiriendo su momento angular hacia fuera por medio de fuerzas viscosas), hasta que llega un punto en el que la fuerza magnética domina sobre la gravitatoria y la materia cae hacia los polos a lo largo de las líneas de campo magnético. El consiguiente calentamiento de los polos de la estrella de neutrones produce emisión X térmica que se ve pulsada si los ejes magnético y de rotación no están alineados.

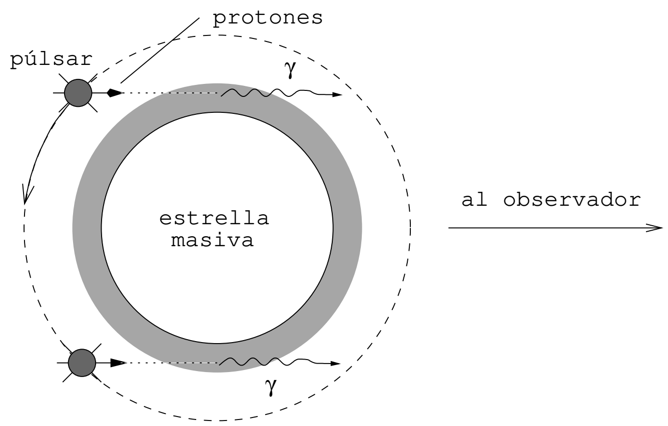

Figura 2.11: *Posible modelo de emisión de radiación gamma pulsada por una binaria [13], propuesto originalmente para Cygnus X-3. Los protones procedentes del púlsar interaccionan con la atmósfera de la estrella compañera dando lugar a piones neutros que se desintegran en fotones gamma.*

En los años 80 se anunciaron diversas detecciones de radiación de muy alta energía (hasta 10^{18} eV) procedente de fuentes de este tipo (Cygnus X-3, Hércules X-1 y otras). La emisión detectada era en unos casos continua y en otros pulsada (con el periodo de rotación del sistema), pero siempre esporádica, y no ha sido confirmada por las observaciones de los detectores posteriores, más sensibles. En los últimos años, sólo el grupo de Durham afirma haber observado emisión (no pulsada) de uno de estos objetos, Centaurus X-3 [17], que es la única binaria detectada por EGRET[3] [117]. El resultado del grupo de Durham es sólo marginalmente significativo y no ha sido confirmado por otros grupos. Un posible mecanismo de producción de radiación gamma pulsada (a través de π^0s) se muestra en la figura 2.11.

Los objetos compactos de algunos de los sistemas binarios galácticos conocidos son con toda probabilidad agujeros negros (Cygnus X-1, por ejemplo). El telescopio OSSE del CGRO ha observado radiación de hasta $\sim 0.5 MeV$ de varias de estas fuentes [45], presumiblemente producida por *comptonización térmica* (efecto Compton inverso de los electrones de un plasma caliente) en el borde interno del disco de acreción. Por último, en algunos sistemas binarios se observan *jets* similares a los de los cuásares que trataremos en §2.4.4. Especialmente interesantes son los llamados microcuásares, de los cuales GRS 1915+105 es el más conocido, que presentan *jets* ultrarrelativistas (con movimientos aparentes superlumínicos de sus lóbulos radio)

[3]Otra fuente de EGRET es compatible con la posición de Cygnus X-3 [80], pero la emisión observada no es pulsada, por lo que la identificación es discutible.

en los cuales podría tener lugar la aceleración de partículas a muy alta energía y la consiguiente emisión de radiación gamma no térmica, todavía no observada. Los microcuásares son como versiones en miniatura de los cuásares, y, paradójicamente, pese a tratarse de fuentes galácticas su descubrimiento es posterior al de aquellos. La razón es que el disco de acreción en torno al agujero negro supermasivo de un cuásar es relativamente frío, y emite abundantemente en el óptico y ultravioleta, mientras que la radiación del disco de acreción más caliente de un microcuásar (fig. 2.12) consiste fundamentalmente en rayos X, por lo que su descubrimiento tuvo que esperar al desarrollo de la astronomía X.

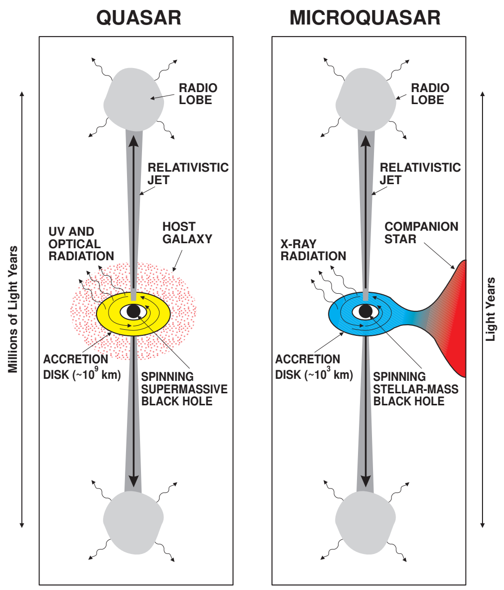

Figura 2.12: *Analogía entre cuásares y microcuásares.*

2.4.4 Núcleos galácticos activos

El estudio sistemático de galaxias con lineas de emisión en el núcleo comenzó con los trabajos de Seyfert en la década de 1940. Desde entonces se han sucedido las identificaciones de distintos tipos de galaxias cuya radiación total está dominada por la procedente de su núcleo, que reciben el nombre genérico de Galaxias Activas o AGNs (*Active Galactic Nuclei*). La diversidad de rasgos que presentan estos objetos ha sido uno de los principales rompecabezas de la Astrofísica reciente. En la figura 2.13 se muestra una posible taxonomía de los AGNs [116] basada en las propiedades de su emisión radio y óptica. La principal división es entre *radio-loud* y *radio-quiet* AGNs, según la intensidad relativa de su emisión radio. Entre un 15 y un 20% de los AGNs pertenecen al primer grupo, el de aquellos con un cociente de flujo en radio (5 GHz) a flujo óptico (banda B) superior a 10.

Siguiendo a Urry y Padovani [116], las características de su espectro en el óptico y el ultravioleta permiten dividir los AGNs en los tres grandes tipos mostrados en 2.13:

- Tipo 1: tienen un espectro continuo intenso y líneas de emisión anchas. Entre los *radio-quiet* están las galaxias Seyfert 1 , relativamente poco luminosas y en las que la galaxia que rodea al núcleo puede ser observada, y los cuásares sin emisión radio (QSO), más lejanos y en los que difícilmente puede verse más que el núcleo. Los AGNs del tipo 1 con emisión en radio se llaman Radiogalaxias de líneas anchas (BLRG) si su luminosidad es baja, y Radiocuásares si es alta.

Estos últimos se dividen a su vez en SSRQ (espectro *blando*) y FSRQ (*espectro duro*), estando la línea divisoria en $\alpha_r = 0.5$ (índice espectral medido a varios GHz).

- Tipo 2: muestran un espectro continuo débil, y sólo líneas de emisión estrechas. Las *radio-quiet* se dividen en galaxias Seyfert 2 y galaxias de rayos X con líneas estrechas, ambas de baja luminosidad. Sus análogos de alta luminosidad podrían ser los AGNs detectados en el infrarrojo por *IRAS*. Los AGNs *radio-loud* del tipo 2 se llaman simplemente Radiogalaxias de líneas estrechas, dividiéndose (según la morfología de sus *jets*) en radiogalaxias Fanaroff-Riley tipos I y II.

- Tipo 0: esta categoría agrupa a los AGNs con características espectrales inusuales, que, como veremos, posiblemente son debidas a su orientación respecto a la Tierra. Los AGNs *radio-loud* de este tipo se llaman *blazars*. Aunque representan menos del 1% del total de los núcleos galácticos activos, Los *blazars* son los más interesantes desde el punto de vista de la astrofísica de altas energías, pues a este grupo pertenecen todos los AGNs detectados por EGRET. Entre los blázars se encuentran los objetos BL Lac, que muestran espectros continuos sin líneas de absorción o emisión apreciables, variaciones muy rápidas del flujo, polarización muy acusada y variable, y movimientos superlumínicos de sus lóbulos radio. A la clase de los BL Lac pertenecen Mkn 421 y Mkn 501, los dos objetos extragaláticos detectados con certeza en el rango de muy alta

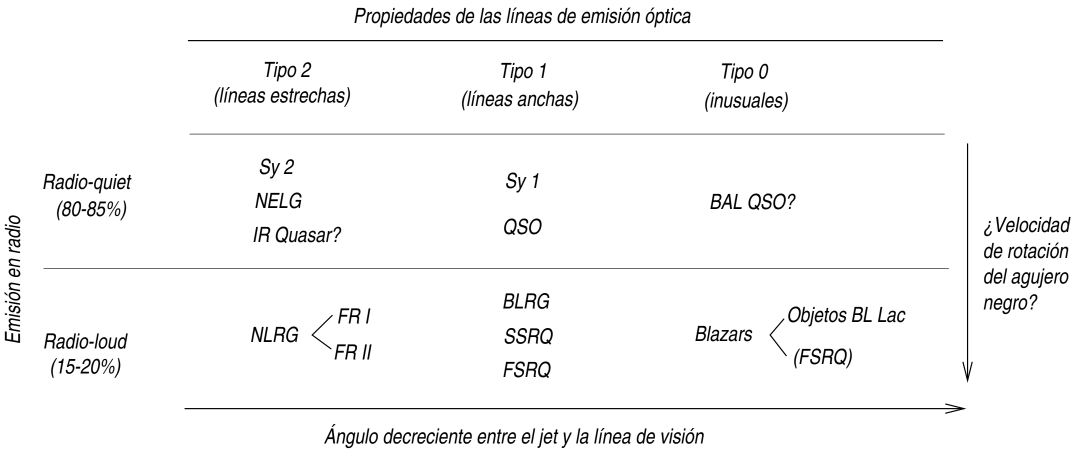

Figura 2.13: *Clasificación de los núcleos galácticos activos, según Urry y Padovani [116]. Sy 1, Sy 2: galaxias Seyfert de tipos I y II. QSO : Quasi Stellar Objects. BAL: Broad Absorption Lines. NELG: Narrow Emission Line X-ray Galaxies. NLRG: Narrow Line Radio Galaxies. FR I, FR II : galaxias Fanaroff-Riley de tipos I y II. BLRG: Broad Line Radio Galaxies. SSRQ: Steep Spectrum Radio Quasars. FSRQ: Flat Spectrum Radio Quasars. BL Lac: objetos BL Lacertae.*

energía (> 1 TeV), y el 25% de los de EGRET. El resto de los *blazars* son radiocuásares de espectro duro (*Flat Spectrum Radio Quasars*) que comparten algunas de las características extremas de variabilidad de los BL Lacs, y que reciben diferentes nombres como OVV (*Optically Violently Variable*), HPQ (*Highly Polarized Quasars*) y CDQ (*Core Dominated Quasars*).

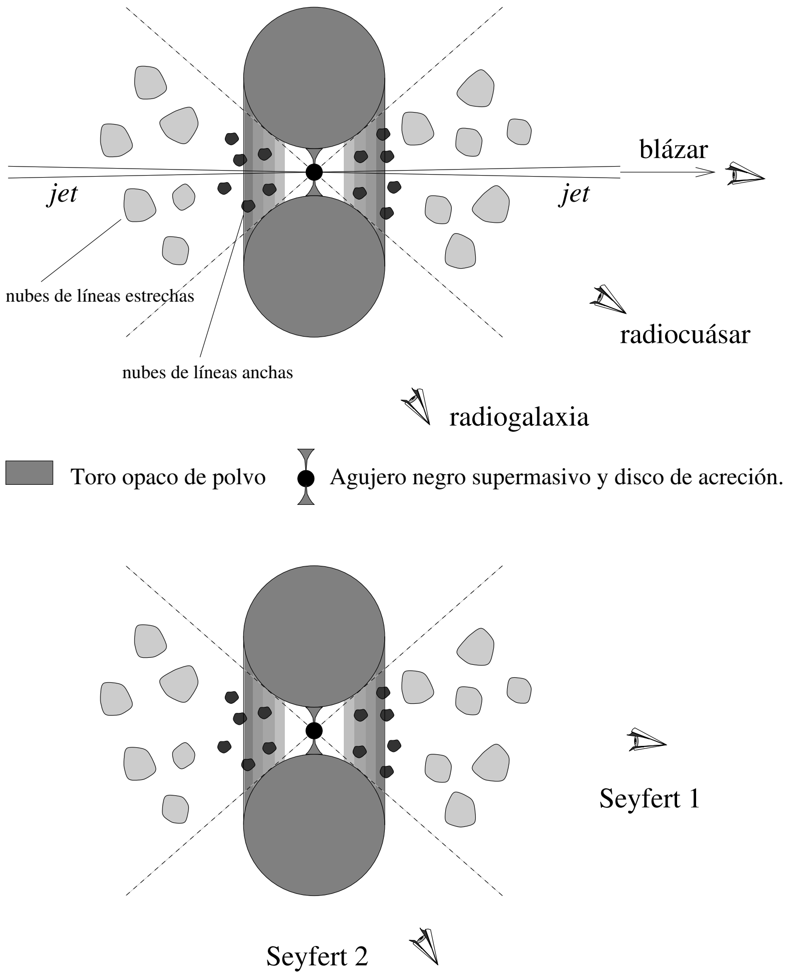

Figura 2.14: *Modelo unificado de los AGNs.*

En las últimas dos décadas ha surgido un modelo unificado de los AGNs que es aceptado actualmente por la mayor parte de los especialistas. Este modelo propone que el motor último de la emisión de los AGNs es la acreción de materia en un agujero negro supermasivo ($10^7 - 10^{10}$ masas solares) situado en el centro de la galaxia que los acoge [116]. Este es un mecanismo muy eficiente, capaz de explicar las grandes cantidades de energía liberadas en regiones muy pequeñas (el radio de Schwarzschild de un agujero negro de 10^{10} $M_\odot$ es de 0.001 pc).

La figura 2.14 ilustra el modelo. Un disco delgado de materia en acreción rota en torno al agujero negro; este disco está a su vez rodeado por un toro de polvo situado en el mismo plano. En el interior del toro orbitan a gran velocidad ($\gtrsim 10^4$ km/s) nubes de material que producen líneas de emisión anchas (por el ensanchamiento *Doppler*), que sólo son observables desde ciertos ángulos debido a la opacidad del toro. Las líneas estrechas proceden de nubes de movimiento más lento, más alejadas del centro. Los AGNs que emiten mucho en radio (*radio-loud*) presentan además *jets* bien colimados, perpendiculares al plano del disco de acreción, que pueden extenderse cientos de kiloparsecs. La presencia de *jets* (y por ello la emisión radio) puede verse favorecida por una mayor velocidad de rotación del agujero negro[4], como se sugiere en el esquema de la figura 2.13.

La radiación procedente de galaxias activas cubre todo el espectro electromagnético. En el modelo unificado, distintas zonas del núcleo son responsables de la emisión continua en cada longitud de onda. La radiación térmica (desde el infrarrojo hasta rayos X) procede del disco y el toro de polvo. La emisión no térmica (radio, parte de la radiación X y gamma) proviene, dentro de este esquema, de los *jets*. El ángulo de observación del AGN desde la Tierra y la presencia o ausencia de *jets* determinan pues las características observadas de las distintas clases de AGNs. La dependencia con el ángulo de visión se debe a dos efectos: el simple oscurecimiento de la zona central por el toro a ángulos de visión grandes respecto al eje (que hace desaparecer las líneas de emisión anchas), y el llamado *Doppler boosting*, o aumento de la luminosidad aparente de la fuente en la dirección del *jet*. El factor Doppler de una fuente de radiación en movimiento se define como:

$$\delta \equiv [\gamma(1 - \beta \cos\theta)]^{-1} \tag{2.12}$$

donde β es la velocidad de la fuente, γ el correspondiente factor de Lorentz y θ el ángulo entre la velocidad y la línea de visión. Como podemos ver en la figura 2.15(a), el factor Doppler depende mucho de θ, dependencia que se hace más acusada para valores altos de γ. La relación entre la luminosidad emitida L_{em} de una fuente de índice espectral integral α y la luminosidad observada L_{obs} viene dada por [87]:

$$L_{obs} = \delta^p \cdot L_{em} \tag{2.13}$$

siendo $p = 3 + \alpha$ para una fuente isótropa y esférica en movimiento y $p = 2 + \alpha$ para un *jet* continuo, aunque también son posibles otros valores. Para $\theta \simeq 0$ y valores típicos de $\gamma \simeq 5$ y $\alpha \simeq 1$, la amplificación es del orden de 1000. La frecuencia de la emisión, obviamente, también se observa desplazada hacia el azul: $\nu_{obs} = \delta\nu_{em}$.

Otro efecto que puede observarse en fuentes con *jets* relativistas es el de los llamados movimientos "superlumínicos". Cuando una región emisora se desplaza,

[4]También se ha sugerido [107] una correlación entre la emisión radio y la morfología de la galaxia: los AGNs *radio-loud* suelen estar asociados a galaxias elípticas, y los *radio-quiet* a galaxias espirales.

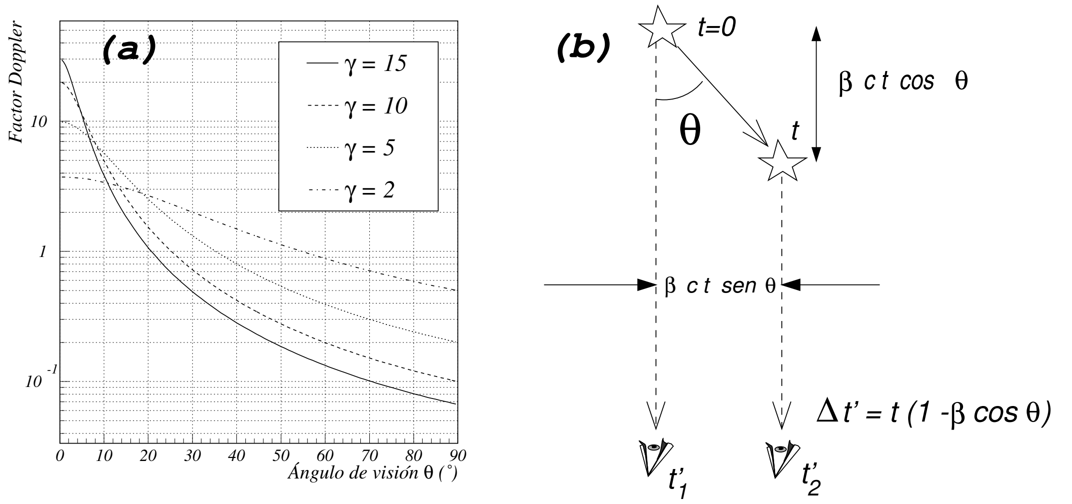

Figura 2.15: *(a): Factor Doppler en función del ángulo de visión para diferentes factores de Lorenz. (b): explicación de los movimientos superlumínicos observados en diversas fuentes con jets relativistas.*

a velocidades próximas a la de la luz, en una dirección que forma un a ángulo pequeño con la línea de visión, la velocidad transversal aparente medida por el observador puede ser mayor que c. En la figura 2.15(b) podemos ver la explicación de esta aparente paradoja. El observador ve desplazarse la fuente, entre los tiempos t'_1 y t'_2, una distancia βct sen θ. La velocidad transversal medida será por tanto:

$$v_\perp = \frac{\beta\ c \text{ sen } \theta}{1 - \beta \cos\theta} \tag{2.14}$$

Para $\beta > 1/\sqrt{2}$, puede verse que $v_\perp > c$ para algún valor de θ. El máximo valor de $v_\perp$, que es $v_{\perp,max} = c\sqrt{\gamma^2 - 1}$ se alcanza para $\cos\theta = \beta$ (o, lo que es lo mismo, sen $\theta = \gamma^{-1}$). La observación de movimientos superlumínicos implica inmediatamente un valor mínimo para el factor de Lorentz del emisor: $\gamma_{min} = \sqrt{\beta_\perp^2 + 1}$.

Blazars

Los *blazars* son los AGNs con *jets* apuntando aproximadamente hacia el observador. Podría ser que, de ellos, los BL Lacs sean aquellos en los que el ángulo entre el *jet* y la línea de visión es menor[5].

Las características observacionales definitorias de los *blazars* (pág. 38), entre las que se encuentra la observación de movimientos superlumínicos, se explican

[5]También se han sugerido otras posibles relaciones entre los BL Lacs y el resto de los *blazars*, como que sean diferentes estadios evolutivos de un mismo tipo de objeto, o que los BL Lacs sean aquellos *blazars* cuya emisión la veamos amplificada por un fenómeno de *microlensing* gravitatorio [116]

razonablemente bien con este modelo. Por otra parte, la emisión de radiación gamma de los *blazars* observada por EGRET y por diversos telescopios Cherenkov no sería posible en ausencia de un *jet relativista* apuntando aproximadamente hacia el observador. El argumento es el siguiente: la rápida variabilidad de los *blazars* (por ejemplo, las duplicaciones del flujo a $E > 1$ TeV observadas en Mkn 421 [66] y Mkn 501 [4, 6] en periodos de días o incluso horas) parece implicar regiones de emisión extremadamente reducidas. La emisión isótropa por una fuente de este tipo (muy pequeña y luminosa) en reposo debe descartarse, puesto que los fotones emitidos serían absorbidos en la propia fuente mediante colisiones con fotones X para dar pares e^+e^-. El parámetro relevante es la profundidad óptica de producción de pares de la fuente, $\tau_{\gamma\gamma}$ (definida por $\Phi = \Phi_0 \ e^{-\tau_{\gamma\gamma}}$), que debe ser mucho menor que 1 para que la radiación pueda escapar. El valor de $\tau_{\gamma\gamma}$ está relacionado con el llamado parámetro de compacidad (*compactness*) $l = (L/r)\ (\sigma_T/m_e c^3)$, que relaciona la luminosidad (L) y las dimensiones (r) de la fuente (σ_T es la sección eficaz Thomson). La condición $\tau_{\gamma\gamma} \ll 1$ es equivalente a $l \ll 40$, mientras que las estimaciones de l para los blazars son del orden de $10^3 - 10^4$.

La aparente incompatibilidad de los valores de l con las características de la radiación observada se resuelve si se considera que la emisión tiene lugar en un *jet* dirigido hacia el observador. Bajo esta suposición, el tamaño de la fuente puede ser considerablemente mayor, ya que la rápida variabilidad se puede explicar por la contracción de Lorentz del tiempo, y la luminosidad intrínseca de la fuente puede ser mucho menor que la observada (fórmula 2.13).

Mecanismos de emisión en los blazars

Si bien la necesidad de un *jet* relativista, con la orientación adecuada para la producción de radiación de alta energía, está firmemente establecida por los argumentos expuestos, los mecanismos detallados responsables de esta emisión dentro de los *jets* no se conocen con certeza.

Los espectros de los *blazars* muestran una estructura característica de dos picos cuya posición e intensidad relativa es variable. El primer pico se atribuye generalmente a emisión sincrotrón por electrones acelerados en ondas de choque en el *jet*, y el segundo, a interacción Compton inversa de éstos. Los fotones dispersados pueden ser los propios fotones sincrotrón, según el mecanismo SSC (el ya mencionado *Synchrotron Self-Compton* [75]), o fotones externos al *jet* en el mecanismo EC (*External Compton* [33]), como los fotones infrarrojos procedentes del núcleo galáctico. Para explicar la emisión de muy alta energía hay también modelos basados en protones (PIC, *Proton Initiated Cascade* [73]). En estos últimos, se aceleran protones en ondas de choque en el jet hasta energías de 10^{10} GeV. Los protones interaccionan con fotones de baja energía mediante el proceso $p\gamma \to \pi N$, dominado por la resonancia $\Delta(1232)$, dando lugar a piones neutros y cargados que inician cascadas electromagnéticas. De éstas procedería la radiación gamma observada (vía emisión sincrotrón de electrones de hasta $> 10^{16}$ eV). En todos los modelos, las pérdidas de energía (por radiación sincrotrón y efecto Compton inverso) limitan la energía de los fotones a valores máximos del orden de 10 TeV (algo mayores en los modelos PIC que en los basados en electrones, por perder éstos últimos energía más fácilmente).

Los datos experimentales, en particular los cambios bruscos de actividad de estas fuentes (con frecuentes *flares*), parecen favorecer la emisión por electrones, pues por ser éstos más ligeros que los protones, son acelerados y *enfriados* más rápidamente.

A partir de las observaciones multifrecuencia de un gran número de *blazars* [38], se ha comprobado que las frecuencias de los dos picos del espectro están correlacionadas (su cociente es constante). También se observa que, a mayor luminosidad total, más dominante es el pico de alta energía, y menor la frecuencia a la que aparecen ambos picos (fig. 2.16 a). Según los modelos de electrones, a mayor densidad de fotones *blandos* externos al *jet*, menor es la energía máxima que pueden alcanzar los electrones en éste (pues aumentan las pérdidas de energía por interacción Compton: el llamado *enfriamiento Compton*), lo que explica el desplazamiento de los picos. Por la misma razón, la emisión del segundo pico es relativamente más intensa (aunque de menor frecuencia) en los *blazars* más luminosos, por haber más *blancos* (fotones) disponibles para interacciones Compton. Todo esto es consistente con las características de los dos *blazars* que han sido firmemente detectados alrededor de 1 TeV (los BL Lacs Mkn 421,

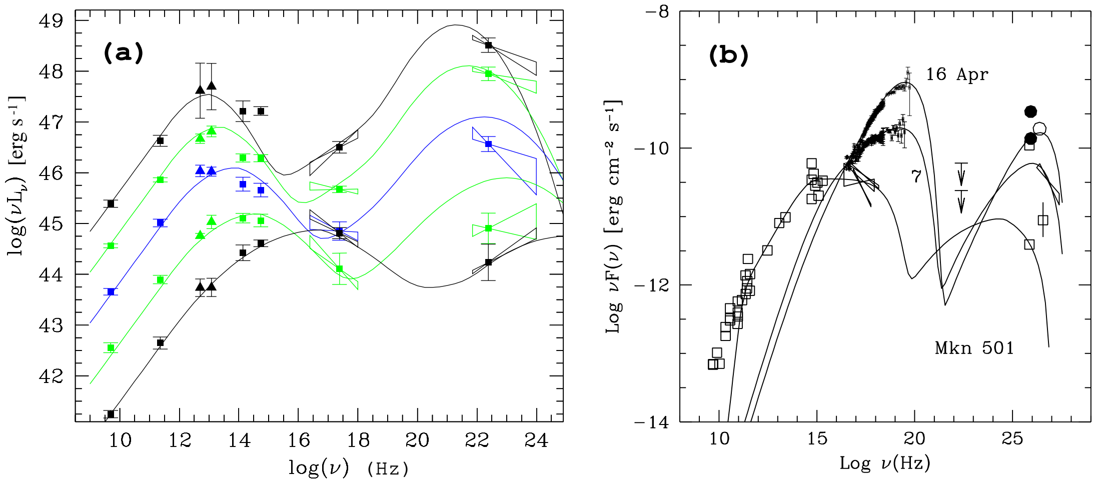

Figura 2.16: *(a): Espectros medios (en luminosidad absoluta) de una muestra de 126 blazars, divididos en cinco grupos según su luminosidad en radio, y ajustados a un modelo empírico, de [38]. (b): Espectro (luminosidad aparente) de Mkn 501, uno de los blazars que emiten en TeV, en su estado normal (línea azul), y durante el flare de 1997, de [90]. En este caso se han ajustado los espectros a un modelo SSC.*

Mkn 501): ambos muestran el pico sincrotrón en la región de los rayos X (que corresponde a un pico Compton en el TeV), y son poco luminosos.

En la figura 2.16 (b) vemos el espectro de Mkn 501 en estado de *flare* y en su estado *normal*. Los datos de más alta energía en esta figura proceden de los telescopios de HEGRA y del telescopio Whipple. Los límites superiores a $\simeq$ 100 MeV son datos de EGRET, que normalmente no detecta Mkn 501 (aunque sí Mkn 421) por encontrarse el segundo pico a energías demasiado altas (debe señalarse que EGRET ha publicado recientemente [62] una detección de Mkn 501 en observaciones de Marzo de 1996, pero con una significancia de tan solo 3.5 σ). El hecho de que los *flares* de Mkn 421 y Mkn 501 se produzcan simultáneamente en X y TeV también parece favorecer los modelos de emisión TeV por efecto Compton inverso de electrones [90]. Con los datos actuales, el modelo más plausible para estos dos objetos es el SSC, con *jets* de factores de Lorentz $\gamma_{jet} \simeq 10 - 20$ o mayores, campos magnéticos (en el sistema de referencia del *jet*) de entre 0.03 y 0.1 gauss, y tamaños de la región de emisión de menos de un día luz [52]. Es destacable que la forma del espectro en el rango del TeV, según las observaciones de *Whipple* [66] y el sistema de telescopios de HEGRA [5], no varía apreciablemente durante los *flares*, mientras que el espectro en rayos X de alta energía se endurece notablemente (fig. 2.16 b). Este comportamiento también se explica razonablemente bien en el marco de los modelos SSC, por la disminución de la sección efectiva Klein-Nishina con la energia (fórmula 2.6).

2.4.5 Explosiones de rayos gamma

Desde su descubrimiento hace más de treinta años, el fenómeno de las explosiones de rayos gamma (GRBs o *Gamma Ray Bursts*) ha constituido un misterio. Se trata de cortas ráfagas de fotones gamma, sin relación con fuentes conocidas, detectadas por diferentes satélites de altas energías. Desde 1991 el detector BATSE, a bordo del CGRO, ha registrado del orden de un GRB diario en la banda de 30 KeV a 300 KeV, con flujos de entre 10^{-7} y 10^{-5} erg/cm^2 y duraciones que van de 10 milisegundos a 10^3 segundos [83].

La isotropía de la distribución de GRBs fue una importante pista sobre su origen cosmológico. Las observaciones del satélite Beppo-SAX [24] de contrapartidas en rayos X de algunos GRBs supuso una importante mejora en la determinación de las posiciones de estos GRBs, que ha permitido su localización en óptico y radio y la medida del desplazamiento al rojo de algunos de ellos. Además de la confirmación de su origen cosmológico, el disponer de las distancias a algunos GRBs ha hecho posible calcular la energía total radiada en estos episodios.

En la actualidad el modelo más popular de los GRBs es el de la *bola de fuego* (*fireball*) [102]: la disipación de la energía cinética de una onda explosiva relativista (con factores de Lorentz de entre 10^2 y 10^3). Este modelo tiene éxito explicando el comportamiento del brillo residual, a longitudes de onda más largas, observado en los remanentes de GRBs. Debido a las cortas escalas temporales medidas, se suele considerar que los rayos gamma blandos, como los detectados por BATSE, son emitidos por efecto Compton inverso de electrones relativistas sobre su radiación sincrotrón.

Se conoce también la emisión de fotones de más alta energía (hasta el rango de los GeV) por las medidas de EGRET, que ha detectado emisión en la banda de 30 MeV a 20 GeV para muchos GRBs de BATSE [55]. Estas observaciones indican que el fenómeno de los GRBs puede extenderse hasta energías aún más altas. El mecanismo de emisión a energías mayores de 1 GeV puede ser debido tanto a electrones como a protones. Se ha sugerido en diferentes artículos que los GRBs podrían ser capaces de acelerar protones hasta energías muy altas , incluso del orden de 10^{20} eV. La interacción de estos protones con zonas de alta densidad de materia daría lugar a la producción de fotones por la desintegración de π^0s procedentes de interacciones nucleares, (ver por ejemplo [25] y las referencias allí citadas). El mecanismo propuesto implicaría la emisión una componente de alta energía retrasada y de mayor duración (hasta varios días), todavía no observada.

Hay muchos factores inciertos en estos modelos, y el caracter cosmológico, citado anteriormente, dificultaría enormemente la deteccción de los eventuales fotones producidos. Sin embargo en nuestra opinión, estos modelos y sobre todo las incertidumbres actuales sobre el origen de los GRBs justifican la búsqueda de sucesos procedentes de posiciones donde se haya producido un episodio de este tipo. El enfoque de este trabajo no es una busqueda detallada de emisión en coincidencia temporal con los GRBs, que está siendo realizada con AIROBICC por otros autores [84, 85], sino el estudio de las posiciones en las que se han observado GRBs considerándolas como posibles fuentes de señales de larga duración. Se utilizarán para ello GRBs que hayan sido objeto de una localización precisa por un satélite o combinación de medidas de varios satélites.

Capítulo 3

El experimento HEGRA.

El experimento **HEGRA** (*High Energy Gamma Ray Astronomy*) [12] es un conjunto de detectores de diversos tipos para el estudio de la radiación cósmica de muy alta energía (superior a $5 \cdot 10^{11}$ eV = 500 GeV). HEGRA opera mediante la detección de las cascadas de partículas secundarias producidas en la interacción de la RC con la atmósfera terrestre (§1.1). HEGRA se encuentra situado en el Observatorio del Roque de los Muchachos (ORM), en la isla de La Palma (17.891° W, 28.762° N), a 2200 metros sobre el nivel del mar. Los detectores se distribuyen sobre una superfice cuadrada de unos 200 metros de lado con un desnivel máximo de 30 metros (fig. 3.1).

Figura 3.1: *Vista general del experimento HEGRA en el ORM.*

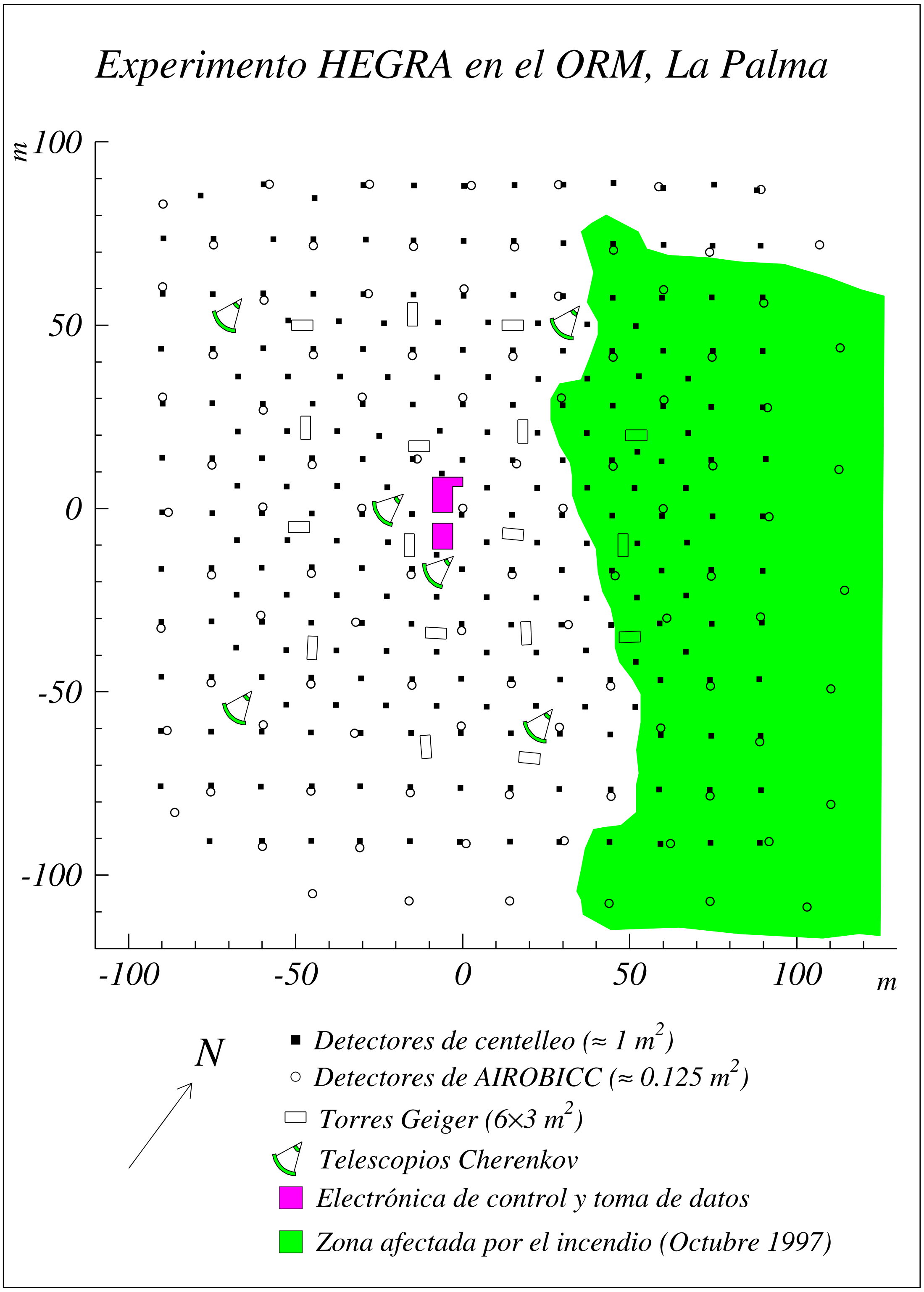

Figura 3.2: *Esquema del experimento HEGRA.*

El experimento HEGRA es una colaboración entre el **GAE** (Grupo de Altas Energías) de la UCM, las universidades de Hamburgo, Kiel y Wuppertal (Alemania), el Instituto de Física de Yerevan (Armenia), el instituto Max Planck de Física de Munich y el instituto Max Planck de Física nuclear de Heidelberg. Los primeros detectores (37 contadores de centelleo), instalados por el grupo de la Universidad de Kiel, entraron en funcionamiento en Julio de 1988. En su versión más completa (Octubre de 1997), HEGRA constó de los siguientes componentes (fig. 3.2):

- 243 detectores de centelleo, dispuestos en una matriz de espaciado 11 metros en la zona central y 15 metros en la zona exterior. Sensibles a electrones, positrones y fotones gamma secundarios.
- 17 torres de seis capas superpuestas de tubos Geiger ($e^{\pm}$, γ_s , $\mu^{\pm}$).
- 97 detectores de luz Cherenkov de gran aceptancia ("AIROBICC") en una matriz de espaciado 30 m (21 m en la zona central). Detectan la luz Cherenkov atmosférica producida por las partículas cargadas.
- 6 telescopios Cherenkov: un prototipo (CT1) operando en solitario y cinco más (CT2 - CT6) formando parte de un sistema estereoscópico. Obtienen una imagen en luz Cherenkov del desarrollo longitudinal de la cascada.

Lamentablemente, esta configuración óptima de HEGRA no estuvo operativa durante mucho tiempo: el quince de Octubre de 1997, al día siguiente de entrar en funcionamiento la versión final de AIROBICC con 97 detectores, un incendio arrasó aproximadamente la tercera parte del área experimental, destruyendo completamente o inutilizando 35 de éstos así como 75 detectores de centelleo[1]. La matriz de AIROBICC fue reconstruida totalmente en Abril de 1998.

Los detectores de HEGRA muestrean las diversas componentes de las cascadas atmosféricas: electrones, positrones, fotones gamma, muones y la luz Cherenkov emitida por las partículas cargadas. El análisis de los tiempos de llegada y de la intensidad de las señales en cada detector nos permite deducir la dirección de incidencia de la partícula primaria y su energía aproximada. La determinación de la naturaleza del primario es mucho más incierta: únicamente en el rango de energías accesible a los telescopios Cherenkov (de 500 GeV hasta unas decenas de TeV) es posible una discriminación eficiente entre cascadas originadas por fotones y las iniciadas por protones y otros núcleos. El trabajo presentado en esta memoria se ha llevado a cabo fundamentalmente con AIROBICC y la matriz de centelleadores, aunque el sistema de telescopios ha sido también de gran importancia para la acotación del posible error sistemático de apuntado de AIROBICC (§4.4).

[1]Debe aclararse que la coincidencia del incendio con la entrada en funcionamiento de AIROBICC 97 fue accidental. El incendio se originó por causas ajenas al experimento y fuera del área ocupada por éste.

3.1 La matriz de centelleadores

En su versión de Octubre de 1997, la matriz de detectores de centelleo estaba compuesta por un total de 243 contadores: los 167 de la llamada matriz "normal" (los 37 detectores originales de la matriz de Kiel y 130 añadidos por el MPI de Munich y la Universidad Complutense de Madrid), y otros 76 de la llamada submatriz "densa", instalada por la universidad de Hamburgo. La primera es una matriz 13×13 (incompleta en dos de sus esquinas) con una distancia entre detectores de 15 metros. La submatriz densa tiene una configuración 10×8 (sin detectores en las esquinas) y la distancia entre detectores es también de 15 metros. La submatriz densa se intercala con la normal en la zona central de ésta, por lo que en dicha zona a distancia entre centelleadores contiguos es de sólo 11 metros (fig. 3.2). A la matriz normal de centelleadores nos referiremos también como "matriz 0" y a la densa como "matriz 1". El diseño básico de los detectores de centelleo se muestra en la figura 3.3: en el interior de una caseta completamente cerrada, el plástico centelleador, de alrededor de 1 m^2 de superficie y entre 3 y 5 centímetros de espesor, está situado sobre dos fotomultiplicadores de 5 y 3 pulgadas de diámetro. Éstos recogen la luz de centelleo producida en el plástico por electrones y positrones, con la ayuda de un colector en forma de tronco de pirámide invertido[2]. El colector es de madera pintada de blanco. El mayor de los fotomultiplicadores (el de alta ganancia) se emplea para la determinación del tiempo de llegada de las partículas al detector, así como para medir la intensidad de señales pequeñas (de hasta unas 4 partículas atravesando el centelleador, siendo el valor concreto de saturación diferente para cada contador). El fotomultiplicador pequeño permite la medida de la intensidad de señales de hasta unas cien partículas por caseta, valor a partir

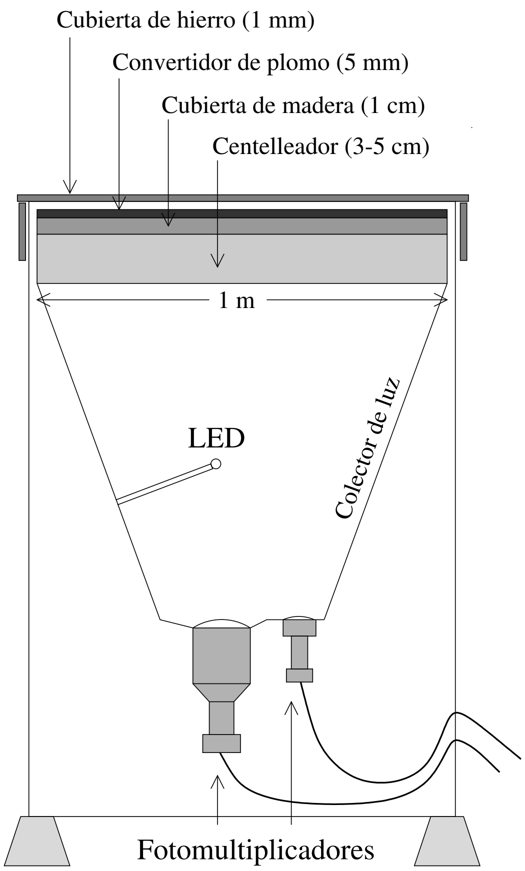

Figura 3.3: *Sección esquemática de un detector de centelleo de HEGRA.*

[2]En el caso de los detectores de Kiel el colector es simplemente un paralelepípedo con los fotomultiplicadores en el fondo y el centelleador en la parte superior.

del cual la medida deja de ser fiable por la saturación (§4.2.3). Los detectores de la submatriz densa tienen únicamente un fotomultiplicador de 5″. En ellos las señales de alta y baja ganancia se obtienen respectivamente del ánodo y del último dinodo; por esta razón su rango de medida se limita a señales de hasta diez partículas. Los detalles acerca de los modelos de fotomultiplicador y los materiales centelleadores empleados pueden encontrarse en las referencias [79] y [126].

Sobre el plástico centelleador de todos los detectores de centelleo se ha colocado una lámina de 5 mm de plomo. Ésta actúa como convertidor de los fotones gamma secundarios de la cascada en pares electrón/positrón, que a continuación son detectados en el centelleador. Por otro lado, esta lámina de plomo absorbe los $e^{\pm}$ de baja energía de la cascada. Los fotones gamma secundarios son más abundantes que los $e^{\pm}$ en la cascada, y sus tiempos de llegada muestran una menor dispersión respecto al frente de ésta, por lo que el efecto de la lámina es una mejora de la resolución angular de la matriz de centelleo y una ligera disminución de su energía umbral [28].

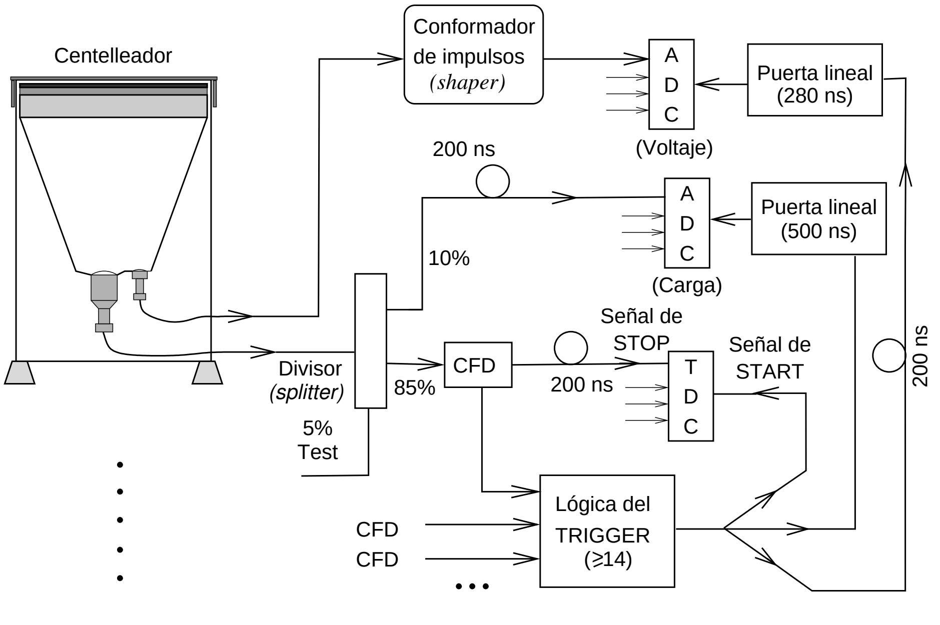

Figura 3.4: *Esquema de la electrónica de la matriz de centelleadores.*

Las señales recogidas por los fotomultiplicadores son enviadas a los contenedores de la electrónica central (fig. 3.2) mediante cables coaxiales (del tipo RG58 C/U) de 150 metros de longitud. Todos los detectores de centelleo están equipados con un diodo emisor de luz (LED), situado sobre el fotomultiplicador de alta ganancia, que se emplea para la medida del tiempo de tránsito de las señales (§4.1.4) a lo largo de dichos cables. En la figura 3.4 se muestra un esquema de la electrónica de la matriz de centelleadores. La señal del fotomultiplicador de alta ganancia se divide, ya en el contenedor central, mediante un módulo divisor (*splitter*). El 85% de la señal se dirige a un discriminador de fracción constante (CFD), cuyo umbral se ha fijado aproximadamente en un tercio de la intensidad que correspondería a 1 *MIP* o "partícula de ionización mínima" (§4.1.2). Cada vez que se supera el umbral, el CFD envía una señal lógica a una unidad de coincidencias, conectada a los CFDs de todos los detectores de la matriz. Esta unidad dispara el proceso de registro de un suceso cuando se verifica la condición de *trigger*: detección de señal en al menos 14 contadores de centelleo en un intervalo de 150 ns [3]. Esta condición corresponde, según la simulación Montecarlo, a una energía umbral del primario de 25 TeV para fotones y 35 TeV para protones de incidencia vertical. Cuando tiene lugar un *trigger* se envía a los módulos TDC (*Time to Digital Converter*) una señal (*START*) que indica el instante cero de la medida de tiempos para el suceso en cuestión (el mismo para todos los detectores). La señal de parada (*STOP*) procede del CFD de cada detector, y se retarda 200 ns para dar tiempo a la unidad de coincidencias a decidir si se cumple o no la condición de *trigger*. Los TDCs digitalizan (con una resolución de unos 0.15 ns) el intervalo entre *START* y *STOP* para cada detector.

En cuanto a la medida de amplitudes, el 10% de la señal del fotomultiplicador de alta ganancia, procedente del *splitter*, se retarda 200 ns y a continuación un módulo ADC (*Analogic to Digital Converter*) de carga integra (y digitaliza) dicho impulso en un intervalo de 500 ns a partir del instante del *trigger*. La señal del fotomultiplicador de baja ganancia de las casetas de la matriz 0 se conduce a un conformador de impulsos (*shaper*) que alarga éstos hasta unos cuantos microsegundos, y por último un ADC de voltaje determina y digitaliza su valor de pico[4]. En los detectores de la submatriz densa, la señal de baja ganancia es simplemente retardada y después digitalizada por un ADC de carga, igual que la de alta ganancia. En la sección §4.1 nos ocuparemos de la calibración de las señales proporcionadas por los ADCs y TDCs.

3.2 El detector AIROBICC

El detector AIROBICC (*AIR-shower OBservation by angle Integrating Cherenkov Counters*) [59] es una matriz de detectores de luz Cherenkov atmosférica de gran aceptancia ($\simeq 1$ estereorradián), que en su primera versión (Enero de 1992) constaba de 49 contadores en una matriz 7×7 de espaciado 30 metros. La versión

[3] La matriz de centelleadores ha funcionado en ocasiones con una condición de *trigger* menos estricta, de tan sólo 4 detectores en coincidencia [65], pero no en los periodos de funcionamiento conjunto con AIROBICC, que serán los únicos analizados en este trabajo.

[4] El ADC de voltaje (o *peak-sensing ADC*) mide la altura de los impulsos, su valor máximo en un intervalo de tiempo determinado (280 ns en nuestro caso, cuyo comienzo se retarda respecto al instante del *trigger* para dar tiempo al conformador de impulsos a transformar la señal), mientras que el ADC de carga los integra. El conformador de impulsos, al alargar las señales de baja ganancia de unas decenas de ns hasta algunos microsegundos, facilita el trabajo del VADC.

final, de 97 detectores (ver fig. 3.2), fue completada en Octubre de 1997 y reconstruida, tras el incendio inmediatamente posterior, en Abril de 1998. Llamaremos AIROBICC 49 y AIROBICC 97 a estas dos configuraciones del detector. Entre Mayo de 1996 y Octubre de 1997 funcionó una versión intermedia de AIROBICC con 77 detectores (figura 3.5).

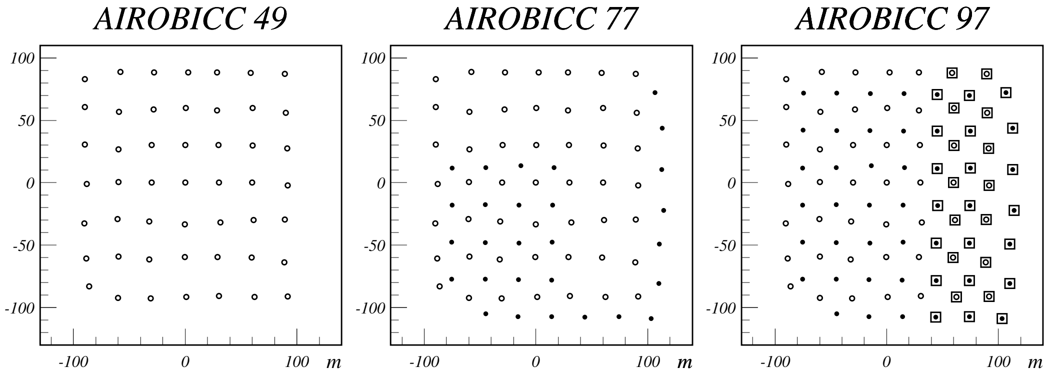

Figura 3.5: *Diferentes configuraciones de AIROBICC.* ○ *: detectores originales de AIROBICC 49;* □ *: detectores inutilizados por el incendio de Octubre de 1997 y posteriormente reconstruidos.*

Cada detector de AIROBICC (fig. 3.6) es básicamente un fotomultiplicador *Thorn-EMI D665 KB5* de 20 centímetros de diámetro colocado en el foco de un *cono de Winston* [120] (un colector de luz con forma de paraboloide de revolución, construido en nuestro caso de manera aproximada mediante tres piezas de forma troncocónica) que se encuentra cerrado en su parte superior por una ventana de plexiglás. Un filtro azul[5] *Schott BG1* colocado entre dos de las secciones del *cono de Winston* deja pasar únicamente la luz de longitud de onda menor de 470 nm, con el objeto de reducir la contribución al ruido de la luz de fondo del cielo nocturno (ver p.11). El *cono de Winston* aumenta el área colectora del detector hasta unos 0.125 m^2 (en 3.6 b puede verse la variación de la eficiencia con el ángulo cenital de incidencia de la luz). Todo el conjunto se aloja en el interior de una caseta metálica cuya parte superior se abre mediante un mecanismo controlado desde la estación central.Antes de abandonar la caseta, los impulsos registrados por el fotomultiplicador son amplificados en un factor 25 por un preamplificador situado junto a éste, para compensar su atenuación en los cables coaxiales (tipo RG213) que los transportan hasta la electrónica central. Sobre el fotomultiplicador se ha instalado, al igual que en los detectores de centelleo, un LED para determinar el tiempo que tardan las señales en recorrer el cable.

[5]Durante la reconstrucción de AIROBICC después del incendio, se retiraron los filtros de todos los detectores

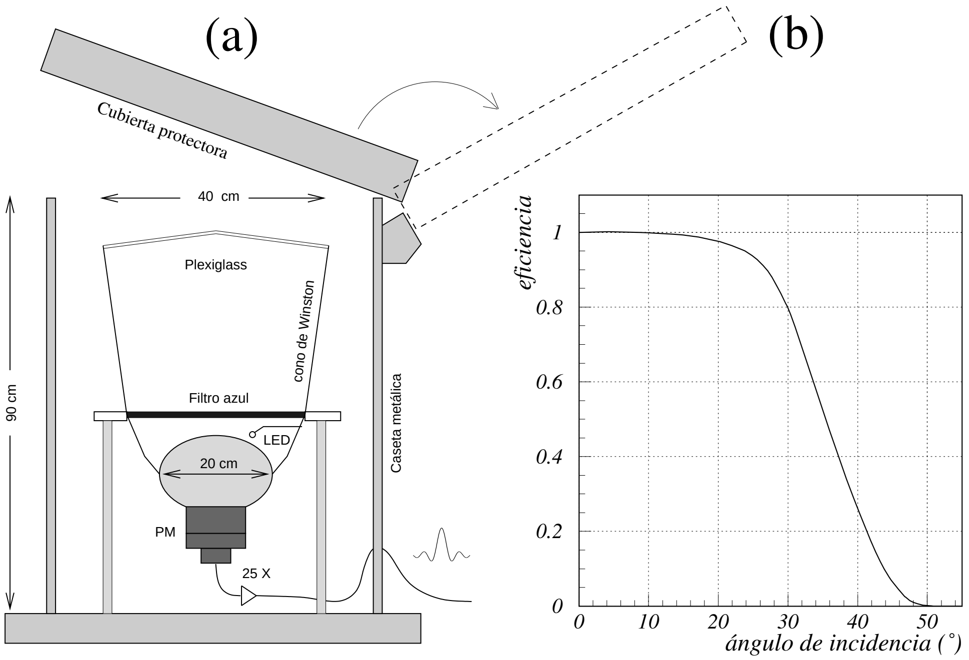

Figura 3.6: *Sección de un detector de AIROBICC (a), de [77]. Eficiencia del detector en función del ángulo de incidencia de la luz respecto a la vertical (b), según [59].*

3.2.1 Principio de funcionamiento

Los fotones Cherenkov (§1.2.1) emitidos por las partículas secundarias cargadas de las cascadas atmosféricas (fundamentalmente $e^{\pm}$) forman un frente prácticamente plano, perpendicular a la dirección de incidencia del primario. AIROBICC muestrea dicho frente, determinando el tiempo de llegada y la intensidad de la luz Cherenkov en cada detector de la matriz. El frente de fotones Cherenkov tiene una mejor definición temporal que el de $\mathrm{e}^{\pm}$ y γ_s, por lo que la resolución angular de las matrices de contadores Cherenkov es mucho mejor que la de las de centelleadores (§4.3). La desventaja frente a éstas, que AIROBICC comparte con la mayoría de los detectores de luz Cherenkov atmosférica, es la restricción del tiempo de observación a las noches claras y sin luna.

Al contrario que los telescopios Cherenkov (§3.4.1), cuya aceptancia se limita a unos pocos grados en torno a una fuente, AIROBICC puede observar un gran número de fuentes simultáneamente (en la figura 3.6 b vemos que a 35° del cenit su eficiencia es aún de 0.5). La desventaja obvia frente a los telescopios es que además de la luz Cherenkov de las cascadas, cada detector de AIROBICC integra también la luz de fondo de una gran parte del cielo nocturno (*NSB, Night Sky Background*). Por esta razón, el umbral energético de AIROBICC, aún siendo menor que el de las matrices de centelleo (en particular para fotones primarios), será considerablemente mayor que el de los telescopios Cherenkov: cada detector sólo puede identificar pulsos de luz Cherenkov cuya intensidad sea varias veces mayor que la desviación estándar (σ_{NSB}) de las fluctuaciones de la luz de fondo del cielo nocturno en un tiempo de integración similar a la longitud de los pulsos Cherenkov (alrededor de 10 ns a la entrada del discriminador [77]). Se ha fijado el umbral de cada detector individual aproximadamente en $4 \cdot \sigma_{NSB}$. Puede verse que, en un detector Cherenkov de gran aceptancia, la intensidad de esta señal mínima detectable es inversamente proporcional a la raíz cuadrada del área efectiva de los contadores, y directamente proporcional a la raíz cuadrada del ángulo sólido subtendido por éstos, como se discute en la referencia [77].

3.2.2 Electrónica de AIROBICC

En la figura 3.7 se muestra esquemáticamente el funcionamiento de AIROBICC. La señal de cada caseta se divide en dos a su llegada al contenedor central. Una parte (el 60% del impulso original) se amplifica (×15) para constituir la "rama de alta ganancia" del detector, y a continuación se divide de nuevo. La mitad de esta señal alimenta un CFD cuyo umbral se ha fijado en el equivalente a $4 \cdot \sigma_{NSB}$. La otra mitad se utilizará para la medida de la amplitud de la señal, como veremos más adelante. El ritmo de disparo individual de los detectores es de unos 5 KHz, aunque puede variar mucho a lo largo de una noche y alcanzar los 15 KHz (por ejemplo, cuando la vía láctea se encuentra cerca del cenit). La salida del CFD se dirige a la unidad de coincidencias donde se evalúa la condición de *trigger*, que es de 6 ó más detectores con señal en un intervalo de 200 ns. Cuando se verifica

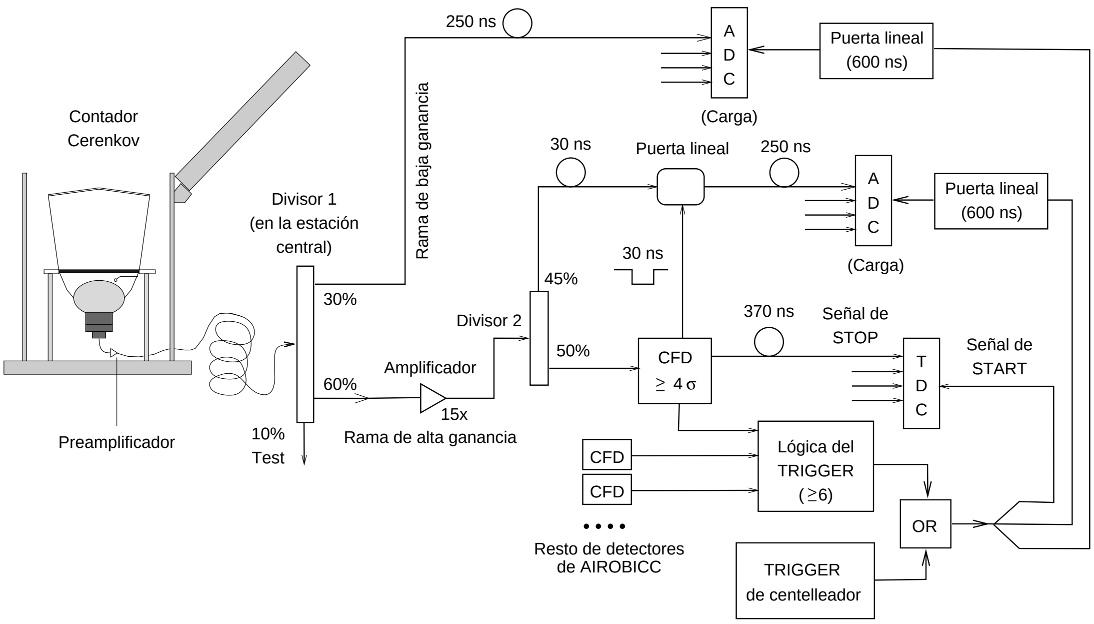

Figura 3.7: *Esquema de la electrónica de la matriz AIROBICC.*

esta condición, la unidad de coincidencias envía la señal de *START* a los TDCs. Las señales de *STOP* proceden igualmente de los CFDs y son retrasadas 370 ns mediante módulos retardadores digitales.

En realidad, AIROBICC funciona siempre conjuntamente con la matriz de centelleadores, y el proceso de registrar un suceso se dispara cuando se cumple la condición de *trigger* de *cualquiera* de los dos detectores[6]. El ritmo de detección de cascadas con esta condición de *trigger* es de unos 23 Hz en noches despejadas para AIROBICC 49 (con un tiempo muerto de la toma de datos de alrededor del 20%). Para AIROBICC 97 se cambió la condición de *trigger* a 8/97 detectores (el 3/06/98), dado que con 6/97 el número de *triggers* accidentales crecía rápidamente en condiciones de alto *NSB* (vía láctea en el cenit, o poco antes de la salida de la Luna). Con AIROBICC 97 el ritmo de detección pasó a ser de hasta 30 Hz, (con un tiempo muerto de sólo 10% gracias a mejoras en el sistema de adquisición de datos [105]). El umbral de *trigger* de AIROBICC 49 para fotones primarios de incidencia vertical es de alrededor de 15 TeV [59] y unos 13 TeV para AIROBICC 97. Discutiremos el umbral de AIROBICC en mayor detalle en §5.5.2.

Medida de la intensidad de las señales. La medida de la amplitud de las señales de AIROBICC se realiza mediante ADCs de carga, dos por detector: uno para la rama de baja ganancia (es decir, el 30% no amplificado de la señal original, procedente del primer módulo divisor), que integra la señal, convenientemente retardada, en un intervalo de 600 ns, y otro para la rama de alta ganancia. Para minimizar la cantidad de ruido integrado por el ADC de alta ganancia, la señal se integra durante únicamente 30 ns (la duración típica de los impulsos Cherenkov es de unos 10 ns), lo que se consigue mediante una puerta lineal situada antes del ADC que es disparada, independientemente para cada caseta, por el correspondiente CFD (ver esquema). Este dispositivo no es necesario en la rama de baja ganancia, pues sólo la emplearemos para la medida de amplitudes grandes (alrededor de $2 \cdot 10^5$ fotones/m^2), mucho mayores que las fluctuaciones del *NSB* en los 600 ns de integración.

3.3 Sistema de adquisición de datos.

En las distintas configuraciones de AIROBICC y la matriz de centelleadores operativas entre 1994 y 1999 (el periodo en el que se realizaron las observaciones presentadas en este trabajo), la electrónica encargada de la lógica de *trigger* sigue el estándar *NIM*, mientras que los ADCs y TDCs son módulos *FASTBUS*,[7] leídos

[6]En las primeras versiones de AIROBICC el *trigger* podía ser también inducido por cualquiera de los dos primeros telescopios Cherenkov de HEGRA, pero esta configuración resultó ser problemática y los telescopios fueron excluidos en la versión final.

[7]Hasta Julio de 1993 se utilizaron módulos *CAMAC*.

Fecha		Comentarios
1988	Julio	Comienzo de la toma de datos con 37 detectores de centelleo (matriz de Kiel) y electrónica *CAMAC*.
1989	Agosto Diciembre	Ampliación de la matriz de centelleadores a 96 detectores. Instalación de las láminas de plomo sobre los centelleadores.
1990	Noviembre	Ampliación de la matriz de centelleadores a 150 detectores.
1991	Enero	Ampliación de la matriz de centelleadores a 167 detectores (matriz de Kiel-Munich-Madrid completa).
1992	Enero Mayo	Entrada en funcionamiento de AIROBICC 49. Entrada en funcionamiento de los 52 primeros detectores de centelleo de la submatriz densa (Hamburgo).
1993	Junio	Cambio del sistema de adquisición de datos de AIROBICC y de la matriz de centelleo a electrónica *FASTBUS*.
1994	Marzo Julio Agosto	Inclusión de CT1 en el *trigger* de las matrices. Sustituido por defectuoso el módulo responsable de la calibración de los TDCs. Primer incendio en el ORM (escasos daños en AIROBICC).
1995	9/01 - 5/05 20/02 - 5/04 Junio Julio Agosto	64 detectores de centelleo sin módulo VADC por avería. Veto de CT1 (§5.3.1). Cambio del tipo de módulo TDC de AIROBICC (Kinetics → Le Croy). Ampliación de la submatriz densa de 52 a 76 centelleadores (total 243). Cambio de los preamplificadores de AIROBICC. Nueva fuente de alta tensión para los fotomultiplicadores de AIROBICC.
1996	Mayo Agosto	Ampliación de AIROBICC a 77 detectores (con cableado incorrecto de los TDCs de los nuevos detectores). Corrección del error de cableado de AIROBICC 77. Comienzo del problema de *cross-talk* entre los canales de tiempo de distintos detectores de AIROBICC, motivado por la reducción del retardo del *STOP* de los TDCs de 370 a 300 ns.
1997	Mayo Junio 3/09 - 24/11 Octubre Noviembre	Cambio del sistema de toma de datos: CPU *F800* sustituida por *DEC AXP-233*. Corrección del *cross-talk* entre canales de AIROBICC. Veto de CT1 y CT2 (§5.3.1). Segundo incendio. Destruidos la tercera parte de los detectores. Retirados los filtros azules de los detectores de AIROBICC.
1998	Abril Junio Noviembre	Finalizada la reconstrucción de AIROBICC con 97 detectores. Cambio del *trigger* de AIROBICC: 6/97 → 8/97. Reconstrucción de una columna de la matriz de centelleadores (total: 177 detectores de centelleo). Instalación de un sistema de calibración de AIROBICC mediante un generador de impulsos láser.
1999	23/01 - 6/03	Funcionamiento defectuoso del canal de QADC de los centelleadores, debido a un problema en la fuente de alimentación de los módulos retardadores de las señales.

Tabla 3.1: *Algunos hechos importantes en la historia de AIROBICC y la matriz de centelleadores.*

por una CPU (originalmente un módulo *FASTBUS Kinetics F800* y actualmente una *DEC alpha station AXP-233*) que los almacena temporalmente en disco. Las lecturas de los TDCs y ADCs de todas las casetas —tanto de AIROBICC como de centelleador— disparadas por cada cascada, se guardan conjuntamente en formato binario (8 *bytes* por caseta) junto con una cabecera para cada suceso. En la cabecera se registra el IAT (Tiempo Atómico Internacional) en el que fue registrado el suceso (obtenido de un reloj atómico de Rubidio con una precisión de 0.2 μs), el número de contadores con señal de cada una de las matrices e información sobre cuál de ellas es responsable del *trigger*.

Los sucesos se agrupan en ficheros (*runs*) de 50000, llamados *Prod_*$n_1.n_2$ (llamamos a n_1 y n_2, respectivamente, *número* e *índice* del *run*). Cada veinte minutos (§4.1) se interrumpe brevemente el curso de la toma de datos (vetando el mecanismo normal de *trigger*) para realizar calibraciones de los TDCs, medidas de los pedestales de los ADCs y del tiempo de tránsito de las señales por los cables (disparando simultáneamente los *LEDs* de todas las casetas). Los resultados de dichas calibraciones se guardan en ficheros binarios, llamados *Calib_*$n_1.n_2$ que tienen la misma estructura que los ficheros *Prod*. Los datos son por último grabados en cinta magnética de 8 mm para su análisis posterior (ver capítulo 4).

3.4 Otros detectores de HEGRA

3.4.1 Telescopios Cherenkov

HEGRA dispone en la actualidad de seis telescopios Cherenkov (fig. 3.2) basados en la técnica de *imaging* [51]. Un telescopio Cherenkov es básicamente un plato parabólico de espejos que enfoca la luz Cherenkov de la cascada sobre una cámara de fotomultiplicadores colocada en su plano focal. De esta forma obtiene imágenes del desarrollo longitudinal de las cascadas atmosféricas que inciden aproximadamente en la dirección de su eje (con una aceptancia de unos 4°). El análisis de la forma y orientación de dichas imágenes permite una eficaz supresión del fondo de primarios hadrónicos. Este hecho, unido a su excelente resolución angular ($\simeq$ 0.1°) y bajo umbral energético (0.5 − 1 TeV), hace de los telescopios Cherenkov los instrumentos que han proporcionado hasta el momento [89, 14, 2, 4, 8, 119, 99, 100] los mejores resultados en el campo de la astronomía

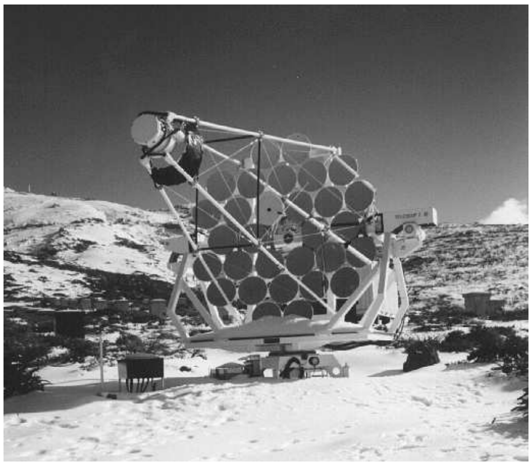

Figura 3.8: *El telescopio CT2.*

gamma desde tierra.

El primer telescopio de HEGRA, CT1, de montura ecuatorial, tiene un total de 10 m^2 de espejos y una cámara de 127 *pixels*. Su umbral es de unos 700 GeV y funciona independientemente del resto de los telescopios. Los otros cinco, CT2 - CT6 (el llamado "sistema de telescopios Cherenkov de HEGRA"), operan en modo estereoscópico, observando simultáneamente una única fuente y con un *trigger* común. Cada uno tiene un total de 8.5 m^2 de espejos en una montura altacimutal y una cámara de 271 *pixels* (ver fig. 3.8). El umbral energético del sistema de telescopios es de alrededor de 500 GeV. El estudio de las cascadas reconstruidas tanto por el sistema de telescopios como por AIROBICC (los rangos de energía accesibles a ambos detectores se solapan entre 15 y 30 TeV) ha sido de gran importancia en el presente trabajo para la acotación del error sistemático de apuntado de AIROBICC.

3.4.2 Torres Geiger

La matriz de torres Geiger de HEGRA (fig. 3.2) consta de 17 estaciones en una matriz rectangular 5×4 de espaciado 30 metros. Cada estación tiene 6 capas de 160 tubos Geiger de 6 metros de longitud, con un área efectiva de 2.7×6 m^2. Las capas están separadas por 10 cm de cemento ligero, y sobre las dos primeras se han dispuesto además planchas de plomo de 4.5 longitudes de radiación de espesor para absorber los electrones y fotones gamma secundarios de la cascada. Las dos primeras capas proporcionan información sobre la densidad de $e^{\pm}$ y γ_s de baja energía, y con las inferiores pueden registrarse las trayectorias de los muones, los $e^{\pm}$ y γ_s de alta energía y, en menor medida, de hadrones que atraviesan el blindaje de plomo. Las torres Geiger no han sido utilizadas en nuestro análisis. Más detalles sobre el funcionamiento de las torres Geiger y los estudios llevados a cabo con ellas pueden encontrarse en las referencias [122] y [124].

3.5 Simulación Montecarlo

Para estudiar el funcionamiento de AIROBICC y la matriz de centelleadores de HEGRA, y su respuesta a las cascadas originadas por los diferentes tipos de primarios, se ha realizado una simulación Montecarlo (MC). Para la simulación del desarrollo en la atmósfera de las cascadas se ha empleado la versión 4.068 del programa CORSIKA [15] (*COsmic Ray SImulation for KAskade*), desarrollado originalmente para el experimento KASKADE. Esta versión incorpora la simulación de la producción de luz Cherenkov [76] por las partículas cargadas, debida a F. Arqueros y S. Martínez, del Grupo de Altas Energías de la UCM. Para la generación de las cascadas empleadas en este trabajo, J. Cortina y F. Arqueros implementaron además algunas correcciones adicionales al código [23] (ver §5.2.1) que han sido también incluidas en las versiones posteriores de CORSIKA.

Los primarios simulados incluyen fotones, protones y núcleos de Helio, Oxígeno y Hierro. CORSIKA emplea EGS4 para la simulación de la parte electromagnética de la cascada, mientras que para la simulación de las interacciones hadrónicas puede escogerse entre varias opciones: en nuestro caso, se ha utilizado a $E_{CM} < 10$ GeV el modelo GHEISHA, y para energías mayores HDPM[8] (en cascadas iniciadas por γ_s) o bien VENUS (para protones, He, O y Fe primarios)[9]. Los detalles de la simulación se discuten en las referencias [77, 23]. En todos los cálculos se ha aplicado a los sucesos unos pesos [77] para tener en cuenta su abundancia relativa en la radiación cósmica, así como su espectro de energías[10][125]. Los núcleos de Oxígeno representarán al conjunto de los núcleos de masa intermedia (C, N, O : Z = 6 - 8), y los de Hierro a los núcleos pesados (Ne - Fe : Z = 10 - 26). Los sucesos se han generado con ángulos cenitales de incidencia de 10, 20, 25 y 30° (y ángulo acimutal escogido aleatoriamente entre 0 y 360°).

3.5.1 Simulación de los detectores

Debido al elevado tiempo de computación necesario para la simulación de una cascada, cada una de las generadas por CORSIKA se ha hecho incidir un total de 20 veces sobre el detector, variando la posición del centro de la cascada aleatoriamente en un cuadrado de lado 300 metros centrado en éste. De esta forma, aumentamos la estadística de sucesos de Montecarlo en un factor veinte, a costa de que en la muestra final los sucesos no sean completamente independientes, pues cada uno comparte con otros diecinueve las mismas fluctuaciones debidas al desarrollo de la cascada antes del detector. Hemos comprobado que, fijado el tipo de primario, su energía y su dirección de incidencia, las fluctuaciones de los parámetros reconstruidos de la cascada son debidas casi completamente al muestreo finito del detector, por lo que podremos tratar todos los sucesos simulados como si fueran estadísticamente independientes.

Los programas de simulación de las matrices de contadores de HEGRA han sido desarrollados por F. Arqueros y S. Martínez, del GAE. La simulación de los detectores de centelleo se ha llevado a cabo con el código EGS4, con el corte de energías en 1 MeV. Los detalles de la simulación de AROBICC se encuentran en [76]. En ella se ha tenido en cuenta la contribución de la luz de fondo del cielo nocturno a la corriente de ánodo de los fotomultiplicadores de AIROBICC, la eficiencia cuántica de éstos, la absorción de la luz Cherenkov en la atmósfera, el efecto del filtro azul y la reflexión de la luz en el cono de Winston. Se ha dividido el rango espectral relevante ($\lambda = 300 - 450$ nm) en tres subintervalos

[8] *Hadron Dual Parton Model*

[9] En realidad, en una parte de los protones simulados (los pertenecientes a la "biblioteca *Cortina*") se empleó HDPM en las interacciones hadrónicas a $E_{CM} > 10$ GeV.

[10] El flujo de rayos cósmicos decrece muy rápidamente con la energía, por lo que no podemos generar nuestros sucesos directamente con el espectro real (por ejemplo, habría que generar por término medio unos 3200 protones con E > 10 TeV para tener uno de 1 PeV).

que se tratan por separado para tener en cuenta la dependencia de todos estos factores con λ.

3.5.2 Estadísticas de los sucesos simulados

En este trabajo se han utilizado dos conjuntos o "bibliotecas" diferentes de sucesos de Montecarlo: la creada por Juan Cortina [23], del GAE (con sucesos a ángulos cenitales θ = 10 y 25°), y una más reciente facilitada por Sven Denninghoff [32], del MPI de Munich (θ = 10, 20 y 30°). Nos referiremos a ellas como bibliotecas "*Cortina*" y "*Denninghoff*". La única diferencia relevante entre ellas es que la simulación de AIROBICC en la segunda no incluye los filtros azules sobre los fotomultiplicadores, pues éstos fueron retirados del detector real a finales de 1997. Aplicando un factor corrector de 0.819 a los valores de densidad de luz en los detectores para los sucesos de la biblioteca *Denninghoff*, los sucesos de ambas son prácticamente indistinguibles, con excepción de los sucesos de muy baja energía (en los que la señal es del orden de las fluctuaciones del *NSB*, mayores sin los filtros). Esto hace que varíe muy ligeramente la eficiencia de *trigger* cerca del umbral del detector, pero no afecta a ninguna de las conclusiones que derivaremos de la simulación en el presente trabajo. De hecho, con independencia de simular

		$\theta = 10°$					$\theta = 25°$				
	Primario:	γ	p	He	O	Fe	γ	p	He	O	Fe
Rango de energías (TeV)	1 - 2	800	0	0	0	0	0	0	0	0	0
	2 - 4	500	800	0	0	0	400	0	0	0	0
	4 - 8	600	400	500	0	0	0	0	0	0	0
	8 - 16	1499	999	600	0	0	1363	0	0	0	0
	16 - 32	868	396	400	300	700	801	1299	300	393	0
	32 - 64	221	349	424	310	545	400	250	172	200	200
	64 - 128	159	250	350	187	340	181	300	100	140	50
	128 - 256	0	175	199	72	216	0	236	100	140	60
	256 - 512	0	118	110	100	71	0	54	65	75	52
	512 - 1000	0	142	63	58	56	0	69	25	43	23
	1000 - 2000	0	77	47	46	38	0	51	25	32	16
	2000 - 4000	0	36	13	19	24	0	18	11	17	0
	4000 - 8000	0	31	12	5	10	0	0	0	0	0
	Total	4647	3773	2718	1097	2000	3145	2277	798	1040	401

Tabla 3.2: *Estadísticas de la biblioteca Cortina de sucesos de Montecarlo, una de las utilizadas en este trabajo. El número de sucesos es el de cascadas independientes simuladas por CORSIKA; la simulación del detector se ha realizado 20 veces para cada una de ellas, variando aleatoriamente el punto de impacto de la cascada sobre el suelo. Los sucesos dentro de cada intervalo se han generado con un espectro plano de energías.*

o no el efecto de los filtros azules, es difícil conseguir un acuerdo perfecto entre datos y simulación cerca del umbral, ya que en el detector simulado las ganancias y los umbrales de disparo se suponen idénticos para todos los contadores. En el detector real los voltajes de los fotomultiplicadores se ajustan sólo de manera aproximada y cada varias semanas.

En nuestro análisis hemos utilizado los sucesos de la biblioteca *Denninghoff* para los estudios de separación γ / hadrón con AIROBICC (§5.2), por su mayor estadística en el rango de energías de interés. En los demás casos los resultados que se presentan se han obtenido con la biblioteca *Cortina*. En las tablas 3.2 y 3.3 vemos algunos datos importantes acerca de los dos conjuntos de sucesos.

		E = 5 – 250 TeV					E = 250 – 1000 TeV				
		γ	p	He	O	Fe	γ	p	He	O	Fe
θ	10°	8676	10994	8495	6996	8996	200	200	200	200	200
	20°	8496	8996	8496	8496	8996	200	200	200	200	200
	30°	8496	8496	8496	8496	8496	200	200	200	200	200

Tabla 3.3: *Biblioteca Denninghoff de sucesos simulados. Número de cascadas independientes generadas con CORSIKA entre 5 y 250 TeV, y entre 250 TeV y 1 PeV, con un espectro diferencial* $\propto E^{-1.5}$ *dentro de cada intervalo de energía.*

Capítulo 4

Reconstrucción de los datos

La información disponible para la obtención de las características relevantes de una cascada observada por la matriz de centelleadores y AIROBICC se reduce al tiempo de llegada y la amplitud de la señal registrada en cada uno de los detectores. Esta información se graba en ficheros binarios, llamados *Prod_*$n_1.n_2$ [1], en unidades de cuentas de TDC y de ADC respectivamente, y por ello el primer paso en la cadena de análisis es forzosamente traducir dichos valores a unidades con sentido físico (nanosegundos y número de partículas o de fotones Cherenkov según el tipo de detector). La toma de datos se detiene de forma automática al comenzar cada nuevo fichero *Prod_* (y de nuevo cada veinte minutos a partir de ese momento) durante unos segundos para la realización de calibraciones que nos permitan obtener los parámetros necesarios para esta conversión, ya que éstos pueden variar a lo largo del periodo de observación (incluso a lo largo de una misma noche). La respuesta de cada caseta a estos sucesos especiales de calibración es almacenada en los ficheros llamados *Calib_*$n_1.n_2$ que se graban junto a los ficheros de datos.

4.1 Calibración de los detectores

En la figura 4.1 se enumeran los procedimientos de calibración que se realizan como primer paso en el análisis de los datos. Como se indica en la figura, en la calibración de los detectores emplearemos tanto los datos de los sucesos de calibración contenidos en los ficheros *Calib_* como las cascadas reales registradas en los ficheros *Prod_*.

[1] Cada uno de los ficheros de datos se identifica por un índice n_1 y un subíndice n_2. Cuando un fichero *Prod_* acumula 50000 cascadas, se cierra y se abre uno nuevo incrementando el índice n_2 en una unidad. El índice n_1 sólo se incrementa cuando por alguna razón se interrumpe manualmente el funcionamiento automático de la toma de datos (normalmente al final de cada noche de observación). Llamamos *run* al conjunto de todos los datos identificados por un mismo índice n_1.

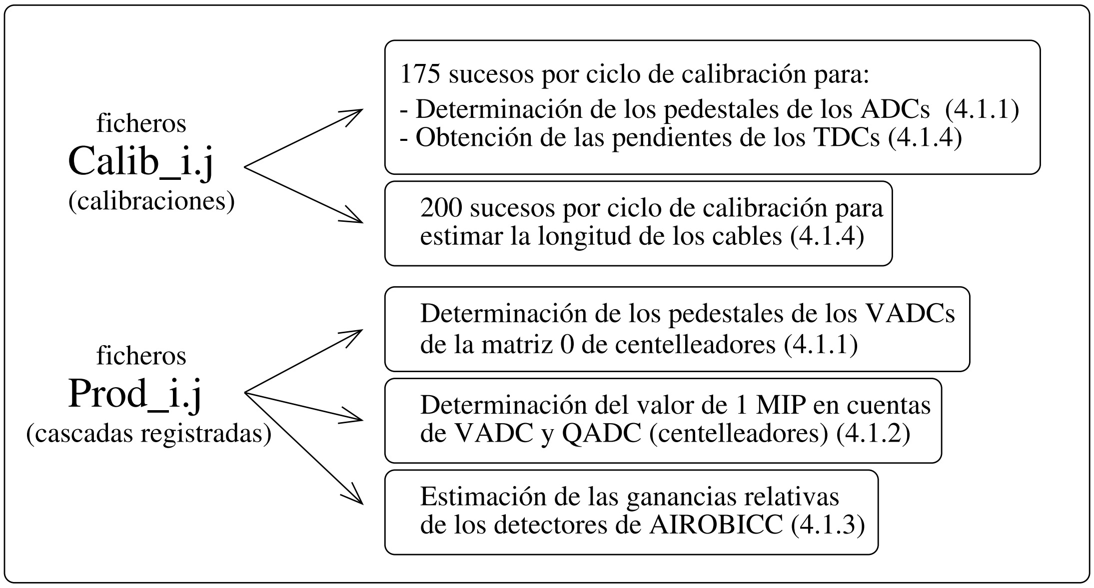

Figura 4.1: *Esquema de los procedimientos de calibración necesarios para el análisis de los datos de las matrices de detectores de HEGRA. Entre paréntesis se indican las secciones en las que se describen en detalle dichos procedimientos.*

4.1.1 Determinación de los pedestales

Podemos definir el pedestal como el "ruido medio" que registran los ADCs de una caseta en ausencia de una cascada atmosférica. El pedestal es una señal prácticamente constante que se sumará a cualquier otra digitalizada por el ADC. En el caso de los detectores de centelleo, este ruido es fundamentalmente ruido electrónico producido en las diferentes etapas entre el fotomultiplicador y el ADC (por ejemplo, al ser arrancados electrones del fotocátodo o de los dinodos por simple agitación térmica), mientras que en los contadores de AIROBICC habrá además una contribución importante de la luz de fondo del cielo nocturno. Es necesario conocer el valor (en cuentas de ADC) del pedestal de cada detector para sustraerlo de la lectura de su ADC correspondiente cuando se registra una cascada atmosférica. Durante cada ciclo de calibración (ver sección 3.4) se generan 375 sucesos que son grabados en el formato habitual en los ficheros *Calib*_$n_1.n_2$. De dichos sucesos, 175 se utilizan para el estudio de la respuesta en tiempos de cada uno de los detectores (calibración de los TDCs) y para el cálculo de sus pedestales. En todos estos sucesos el programa de toma de datos abre para todos los detectores las "puertas lineales" que determinan el periodo activo de los ADCs, durante el cual la señal analógica recogida por el ADC es digitalizada.

El pedestal de un canal de ADC dado puede ser calculado sin más que hacer la media del número de cuentas de ADC registradas por éste en los 175 sucesos. Dado que el valor del pedestal no varía apreciablemente en periodos cortos, es preferible agrupar los sucesos de todos los ciclos de calibración contenidos en cada

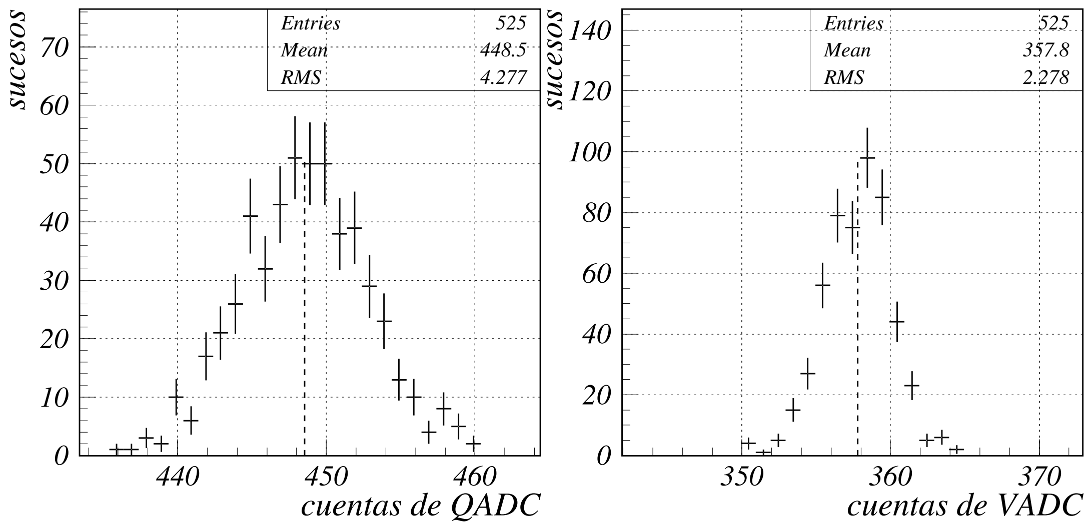

Figura 4.2: *Cálculo de los pedestales de QADC (alta ganancia) y VADC (baja ganancia) para una caseta de la submatriz densa de centelleadores. Los 525 sucesos utilizados proceden de tres ciclos de calibración consecutivos.*

fichero *Calib* para aumentar la estadística al hacer la media (ver fig. 4.2).

Este sencillo procedimiento puede ser aplicado para la determinación del pedestal de los dos ADCs de todas las casetas de AIROBICC y de las de la submatriz densa de centelleadores. Sin embargo, para muchas casetas de la "matriz 0" (Kiel - Munich - Madrid) la ganancia del canal de VADC es tan baja que para buena

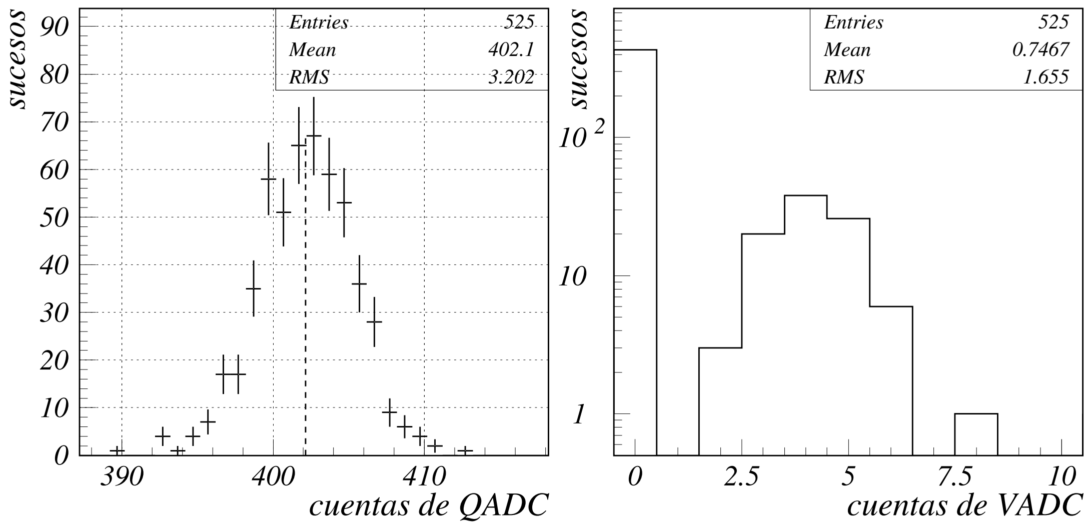

Figura 4.3: *Cálculo de pedestales de los ADCs de una caseta de la matriz 0.*

parte de los sucesos la lectura es de cero cuentas (lo que indica que el pedestal es muy próximo a cero). La ventaja de una ganancia tan baja es que estos detectores pueden registrar un gran número de partículas sin saturarse, y de esta forma extienden el rango de energías accesible por la matriz de centelleadores hasta varios PeV. En la figura 4.3 vemos la distribución de las lecturas de VADC de una caseta típica de la matriz 0 en los sucesos de calibración. No podemos, en estos casos, utilizar para obtener el pedestal el método descrito, pues la media estaría sesgada hacia valores mayores (obviamente nunca podríamos obtener un valor negativo en el ADC). En estas casetas lo que hacemos es utilizar los sucesos contenidos en los ficheros *Prod* (las cascadas atmosféricas registradas) para hacer un ajuste parabólico de tres parámetros a la curva [cuentas de QADC − pedestal] frente a [cuentas de VADC]. El pedestal del QADC se calcula por el método descrito anteriormente. Ajustamos una parábola en lugar de una recta para poder hacer el ajuste en un rango amplio teniendo en cuenta la saturación del QADC. El pedestal del VADC será el punto del eje x donde éste es intersectado por la extrapolación de la parábola ajustada ($y = 0$ es el valor correspondiente al pedestal del QADC). Calculado el pedestal del VADC de esta forma, conseguimos que el origen de medida de la amplitud de las señales sea el mismo para ambos ADCs.

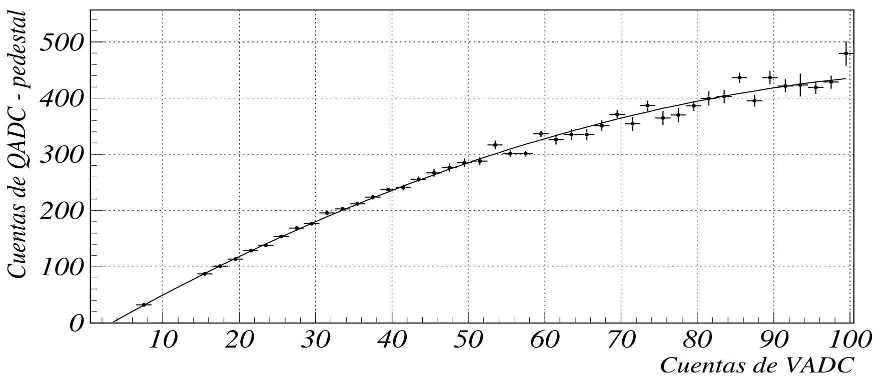

Figura 4.4: *Método indirecto de cálculo del pedestal de VADC para una caseta de la matriz 0. En este caso el pedestal del VADC es aproximadamente 3 cuentas.*

4.1.2 Determinación del MIP

Una vez sustraido el pedestal de la lectura de los ADCs de cada uno de los detectores de centelleo, es necesaria la conversión del número resultante de cuentas de ADC a una unidad de “intensidad de señal” que sea la misma para todos los contadores de la matriz y que tenga algún significado físico. Aun cuando la electrónica de todos los detectores de centelleo es similar, las pequeñas diferencias de ganancia entre unos y otros hacen preciso este segundo paso (un mismo número de cuentas de ADC puede corresponder a densidades de partículas muy diferentes en dos casetas distintas).

Partículas de mínima ionización

Cuando una partícula cargada pesada (muón, pión, protón...) atraviesa un medio material, la pérdida de energía que experimenta por unidad de longitud recorrida, dE/dx, depende de su velocidad. En particular, dicha perdida decrece con la velocidad aproximadamente como $1/\beta^2$ hasta alcanzar un mínimo alrededor de $v \simeq 0.96c$. Para energías superiores a aquella donde se alcanza el mínimo, dE/dx crece muy lentamente con la energía, haciéndose prácticamente constante. Las partículas con energía superior a este valor se conocen como "partículas de ionización mínima" o MIPs (ver [68]). Dicho valor mínimo de dE/dx es prácticamente el mismo para todas las partículas pesadas de una misma carga, independientemente de su masa. Es frecuente, por ello, el contabilizar la energía depositada en un detector de centelleo en unidades de la intensidad media de las señales que producen en éste los muones cósmicos (ver [77]), y ésta es de hecho la unidad de intensidad utilizada en la simulación de Montecarlo de la matriz de centelleadores. El umbral individual de disparo de cada caseta (tanto en la simulación como en el detector real) se se fijó en 0.3 veces esta cantidad.

Interacción de los $e^{\pm}$ en el centelleador

En los datos reales no tenemos forma de distinguir las señales producidas en las casetas por muones (que en todo caso son una mínima parte del total de las registradas), así que no podemos utilizarlas para su calibración. Lo que fundamentalmente detectamos con los contadores de centelleo son los fotones gamma secundarios de la componente electromagnética de las cascadas. Sobre cada uno de los contadores de centelleo hay una cubierta protectora de madera de 1 cm, una capa de 0.48 cm de plomo ($\simeq$ 0.9 longitudes de radiación) y finalmente una cubierta de hierro de 0.1 cm. El propósito de la capa de plomo es eliminar los electrones y positrones de baja energía ($\lesssim$ 10 MeV) y convertir los fotones gamma (mucho más abundantes y cuyos tiempos de llegada presentan una menor dispersión que los de las partículas cargadas) en pares electrón-positrón detectables por el centelleador. El centelleador, de aproximadamente un metro cuadrado de superficie y 4 cm de espesor está hecho de una base de plástico (polystyrol) con Butyl-PBD como elemento activo siendo su tiempo de respuesta de aproximadamente 2 ns (ver [79]).

Una vez en el centelleador, los electrones y positrones pueden perder energía fundamentalmente de dos maneras: por colisiones con los electrones de las moléculas del material, que se excitan y emiten una cantidad de luz (captada en parte por el fotomultiplicador) proporcional a la energía depositada, y por *bremsstrahlung*. Es precisamente debido a este último proceso por lo que no hemos mencionado a los $e^{\pm}$s al hablar de partículas de ionización mínima: por su pequeña masa, la pérdida de energía de los electrones relativistas está dominada por la radiación *bremsstrahlung*. Veremos ahora por qué, a pesar de todo, podemos tratarlos como si fueran *mips* en lo que respecta a su interacción en el centelleador.

La pérdida de energía por unidad de longitud dE/dx de los $e^{\pm}$s por colisiones es prácticamente constante a las energías de interés, e igual a 2 MeV/cm. Cuando la energía de un electrón al entrar en el plástico centelleador es menor que $l \times dE/dx$ (donde l es la distancia que debe recorrer para atravesar el centelleador, que varía con el ángulo de incidencia), lo que corresponde a 8 MeV para incidencia vertical, depositará en éste toda su energía (y así lo consideramos en la simulación). A estas energías, las pérdidas por bremsstrahlung son poco significativas frente a las colisionales, por lo que no las tenemos en cuenta en la simulación. Si la energía es mayor, la depositada en el centelleador será igual a $l \times dE/dx$ (en la simulación se introducen fluctuaciones de un 30% en torno a este valor (ver [77]). En este segundo caso, las pérdidas por *bremsstrahlung* pueden ser importantes (crecen linealmente con la energía), pero esta energía no es convertida de manera eficiente en luz, puesto que el recorrido libre medio de un fotón gamma de E > 10 MeV en el centelleador es $\simeq$ 50 cm y es por tanto probable que los fotones de *bremsstrahlung* escapen del detector sin interaccionar. Vemos así, que en lo que respecta a su detección por los contadores de centelleo, los electrones de alta energía se comportan como partículas de ionización mínima.

La cantidad de luz de centelleo producida por el paso de las partículas será proporcional a la energía cedida por colisiones. Supondremos en lo sucesivo que la intensidad final de la señal registrada por un detector es proporcional al número de partículas ($e^{\pm}$s y γ's) que inciden sobre su cubierta superior. Sin embargo, tendremos presente que esto es solamente una aproximación, además de por lo citado anteriormente, por otras dos razones:

- Como se explica en [77], hay una pequeña dependencia (logarítmica) de la intensidad de la señal producida por una partícula (tanto γs como $e^{\pm}s$) con su energía.

- El fotomultiplicador no recoge toda la luz de centelleo producida (parte es absorbida en las paredes blancas del colector de luz). Para tener esto en cuenta, en la simulación de Montecarlo se introduce un factor de "eficiencia de colección" que depende de la distancia r del punto de impacto de la partícula al centro del centelleador, y que viene dado por [77]:

$$f_L(r) = \frac{1}{1 + 4 \cdot r[m]^2} \tag{4.1}$$

  De esta forma, un electrón o positrón que incida en una esquina del centelleador (a unos 0.7 m de su centro), proporciona una señal de intensidad tres veces menor que la misma partícula incidiendo con el mismo ángulo y energía en el centro del mismo. Si bien esta corrección podría no ser completamente realista (lo que podría originar discrepancias en la comparación de los datos reales con los simulados), es seguro que en los detectores reales este efecto estará de alguna forma presente. Afortunadamente, según crece el número de partículas que alcanzan una contador, esta corrección tiende a ser simplemente un factor constante (puesto que la distribución sobre la superficie del centelleador será más o menos homogénea, siendo improbable una acumulación de todas las partículas lejos del centro).

Definición del MIP

En este trabajo utilizaremos el término "MIP" de forma diferente a la habitual. Para nosotros, un MIP será simplemente una unidad de medida de la intensidad de la señal registrada por un detector de centelleo. Nuestro propósito es que 1 MIP corresponda a la intensidad media resultante cuando sólo una partícula alcanza el detector. Para determinar el valor del MIP nos basaremos en los espectros de la intensidad de señal registrada por los detectores en los sucesos en los que la matriz de contadores ha verificado la condición de *trigger*, contenidos en los ficheros $Prod\_n_1.n_2$. El umbral individual de las casetas está fijado en un valor tal que son sensibles a la detección de una partícula. Es fácil ver por tanto que la mayor parte de "disparos" de cada caseta serán debidos a una única partícula, ya que en todas las cascadas la densidad de partículas secundarias decrece con la distancia al eje y el número de detectores alcanzados por la cascada crece linealmente con dicha distancia (por razones geométricas evidentes). Así pues los espectros de ADC de los detectores deberían presentar un pico en el valor correspondiente a la luz media recogida por el fotomultiplicador tras la detección de una partícula, y la posición de dicho pico definirá el valor del MIP para cada ADC.

Detectores de la submatriz densa

Una vez sustraído el correspondiente pedestal, el aspecto típico de los espectros de ADC de alta y baja ganancia para las casetas de la submatriz densa es el que se muestra en los histogramas de la figura 4.5. Hemos definido el valor de 1 MIP como el número de cuentas de ADC en el que se encuentra el máximo del histograma. En la práctica, para obtener una determinación más precisa de dicho valor, lo que hacemos es ajustar el espectro a una parábola invertida en un entorno del máximo. Es necesario restringir el rango de ajuste dado que los espectros son muy asimétricos. Un rango demasiado amplio hace que el ajuste parabólico sobreestime sistemáticamente el valor del MIP.

Para la obtención del valor del MIP en la reconstrucción rutinaria de los datos se utilizan los espectros obtenidos con todos los sucesos acumulados en

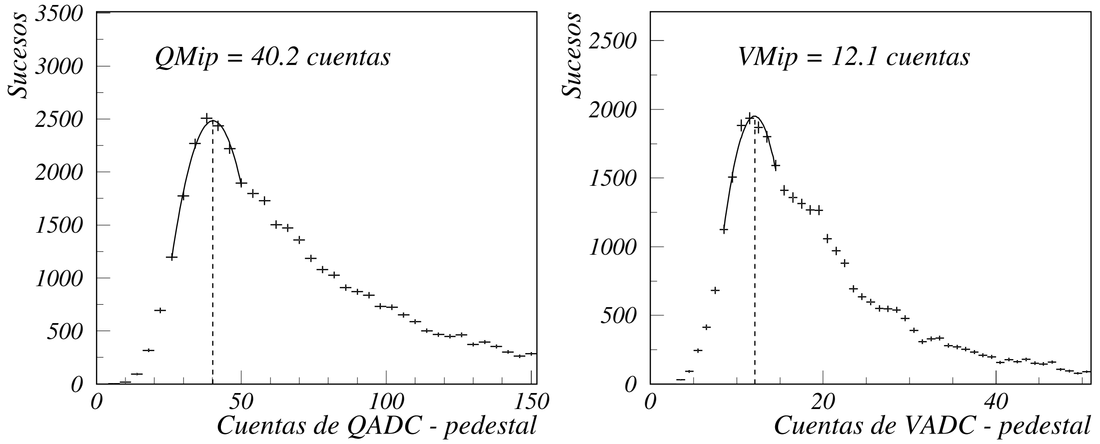

Figura 4.5: *Cálculo de los parámetros QMIP y VMIP de una caseta de la submatriz densa.*

cada *run*. Para cada caseta obtendremos por supuesto un MIP de alta ganancia (ADC de carga) al que nos referiremos normalmente como "QMIP", y un MIP de baja ganancia o "VMIP" (ADC de voltaje), y sus unidades son, en ambos casos, cuentas de ADC. Para obtener el número de *mips* a partir de la lectura del ADC (un número de cuentas entre 1 y 4096), se resta el pedestal de dicho número y el valor resultante se divide por el valor de 1 MIP.

Tras el cálculo descrito de los parámetros QMIP y VMIP debemos asegurarnos de que para cada caseta ambos valores sean consistentes, es decir, que en la zona "de solapamiento" entre la alta (QADC) y la baja ganancia (VADC) ambos canales den, suceso a suceso, la misma lectura de la densidad de partículas registrada por dicha caseta. Para ello se estudia la correlacion entre el número de *mips* obtenido a partir del canal de baja ganancia (VADC) y el número de *mips* según el canal de alta ganancia (QADC). La correlación debe de ser lineal (si lo es la respuesta de ambos canales), de pendiente aproximadamente igual a 1. Se realiza un ajuste lineal de un parámetro (la pendiente de la recta), *mips(V)* frente a *mips(Q)*, en el rango comprendido entre 1 y 4 *mips*. El límite inferior del ajuste se ha escogido de forma que los valores del canal de VADC no

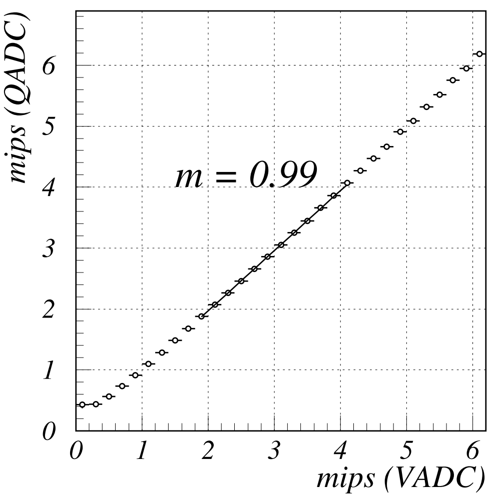

Figura 4.6: *Verificación de la consistencia de los parámetros QMIP y VMIP en una caseta de centelleador perteneciente a la submatriz densa.*

estén demasiado próximos al pedestal (y no estén por tanto perturbados apreciablemente por las fluctuaciones del ruido), y el límite superior se encuentra en la zona donde aún se dispone de suficiente estadística y el canal de QADC no ha comenzado a saturarse (lo cual sucede entre 4 y 10 *mips* según el detector). En la mayoría de las ocasiones la pendiente **m** de la recta ajustada es sólo ligeramente distinta de 1. Para garantizar la consistencia de QMIP y VMIP corregimos el valor de VMIP: $VMIP' = VMIP/m$ (después de esta corrección, la correlación lineal pasa a tener pendiente 1). La razón de corregir VMIP en vez de QMIP es que el método del pico es más fiable para la alta ganancia; al ser el valor de VMIP menor que el de QMIP, un mismo error (en cuentas de ADC) en la determinación del correspondiente pedestal afecta (en proporción) más a VMIP que a QMIP.

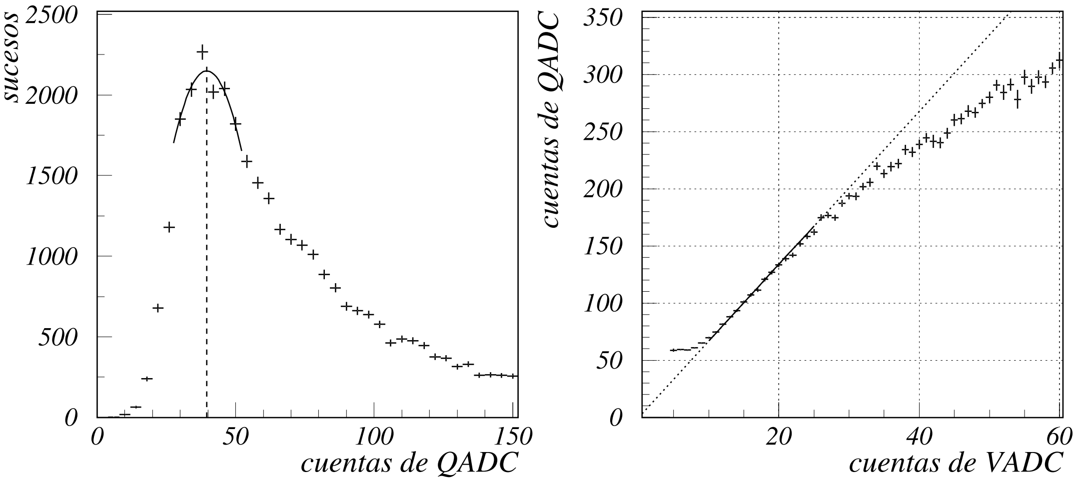

Figura 4.7: *Cálculo de QMIP y VMIP para una caseta de la matriz normal de centelleadores.*

Detectores de centelleo de la matriz "normal"

Como ya señalamos anteriormente, la ganancia del canal de VADC de las casetas de la matriz 0, es muy baja y esto hace que en ocasiones el pico del VMIP esté excesivamente próximo al valor del pedestal y oculto por las fluctuaciones de éste, por lo que el valor de VMIP para estos detectores debe deducirse a través de la correlación entre los valores del VADC y el QADC. Se hace un ajuste lineal con un único grado de libertad (la pendiente) a la correlación [cuentas de QADC − pedestal] frente a [cuentas de VADC − pedestal], escogiendo el rango para cada detector en la zona donde la correlación es lineal (obsérvese en la figura 4.7 la saturación del QADC). Siendo m la pendiente, *VMIP = QMIP / m* . QMIP se calcula de la misma forma que para las casetas de la submatriz densa. Este método de cálculo de VMIP asegura automáticamente su consistencia con QMip.

Comparación del espectro de mips con el Montecarlo

Una vez obtenidos los pedestales de los ADCs y los valores de QMIP y VMIP, la intensidad en mips de la señal detectada por una caseta puede deducirse independientemente a partir de los dos ADCs : mips(Q) y mips(V). El valor final de la intensidad de la señal en las casetas de la matriz 0 se obtiene de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} &mips = mips(V) && \text{si mips(Q)} > 4 \text{ o mips(V)} > 4 \\ &mips = mips(Q) && \text{si mips(V)} < 1 \\ &mips = \frac{mips(Q) + mips(V)}{2} && \text{en cualquier otro caso.} \end{aligned} \tag{4.2}$$

Es decir, mientras sea posible, utilizamos la información de los dos canales y calculamos la intensidad de la señal como la media de las registradas por ambos. El límite de superior de 4 mips para el uso del QADC viene impuesto por su saturación (ver fig 4.7). En algunas casetas el QADC se satura a intensidades mayores (de hasta 10 mips), pero hemos optado, por simplicidad, por usar un mismo valor "seguro" para todas ellas. Por otro lado, el bajo valor (en cuentas de ADC) de VMIP para las casetas de la matriz 0, aconsejan no usar el VADC para el cálculo de intensidades pequeñas, puesto que debido a las fluctuaciones del pedestal el error relativo en la medida de mips(V) sería muy grande. Esta es la razón de ignorar la lectura del VADC por debajo de 1 mip. En el caso de las casetas de la submatriz densa (matriz 1 de centelleadores) el límite de saturación del QADC se ha fijado en 5 mips, y el VADC se utiliza incluso en el caso de señales menores de un mip:

$$\begin{aligned} &mips = mips(V) && \text{si mips(Q)} > 5 \text{ o mips(V)} > 5 \\ &mips = \frac{mips(Q) + mips(V)}{2} && \text{en cualquier otro caso.} \end{aligned} \tag{4.3}$$

El espectro individual de intensidad de las señales de las casetas debe compararse con el obtenido de la simulación de Montecarlo como comprobación de la validez de esta última, y en último término para poder utilizar esta información en la determinación de la energía del rayo cósmico primario (como veremos más adelante). Para ello se convierten las unidades de intensidad utilizadas en la simulación (energía media depositada en un centelleador por los muones cósmicos [77]) en MIPs similares a los definidos para los datos reales, simplemente normalizando los espectros de intensidad de las casetas simuladas a la posición de su máximo. Esto garantiza que al comparar los espectros de los datos reales con los del Montecarlo los máximos coincidan en 1, pero no que la forma de los espectros sea la misma.

En la figura 4.8 se muestra el espectro de mips de las 25 casetas centrales de la matriz 0 de centelleadores, comparado con el mismo espectro para las mismas

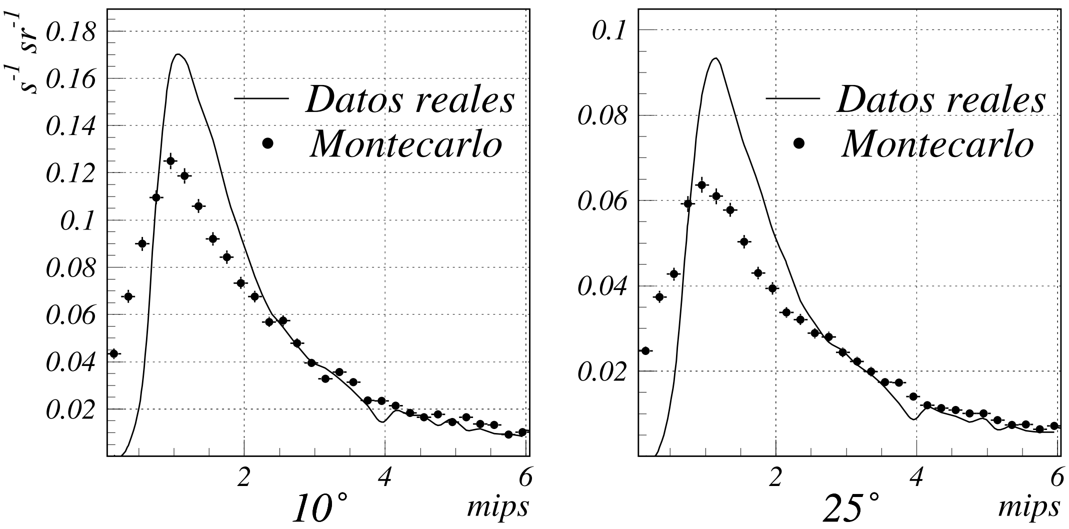

Figura 4.8: *Comparación del espectro de mips de las casetas individuales con el esperado según la simulación.*

casetas de la matriz de la simulación, para ángulos cenitales de 10 y 25°. Las unidades del eje y son sucesos por segundo y estereorradián. Las diferencias en la forma de los espectros por debajo de 2.5 mips son obvias. La simulación parece fallar en algún punto. Pueden, por ejemplo, haberse sobreestimado las fluctuaciones en la deposición de energía de los electrones en el centelleador (30%) o quizás no estén correctamente modeladas las variaciones en la cantidad de luz recogida por el fotomultiplicador (ver fórmula 4.1).

Redefinición del MIP en la simulación En la figura 4.9(a) puede verse la prolongación de los espectros correspondientes a 10° hasta 40 mips. La forma del espectro real, que a partir de unos seis mips sigue una ley de potencias, coincide aceptablemente con la del resultante de la simulación, como queda de manifiesto en 4.9(b), al utilizar una escala logarítmica en el número de mips. Podemos también observar que los espectros no se superponen, lo que significa que o bien hay un error en la normalización (por ejemplo en el cálculo del tiempo activo de los detectores) o bien el MIP definido en la simulación y el obtenido en los datos son incompatibles. La primera explicación es poco plausible, ya que integrales totales del espectro real y el simulado (sucesos por segundo y estereorradián) difieren únicamente en un 1% (tanto para 10 como para 25°), y para solapar los espectros desplazando uno de ellos según el eje y haría falta un cambio del 20%. Por otro lado, superponer los espectros mediante un desplazamiento a lo largo del eje horizontal equivale a redefinir el valor de un mip en los datos o el Montecarlo, y en las nuevas unidades el pico del correspondiente espectro dejará de estar en 1. La corrección necesaria en este segundo caso sería un incremento del 19% en

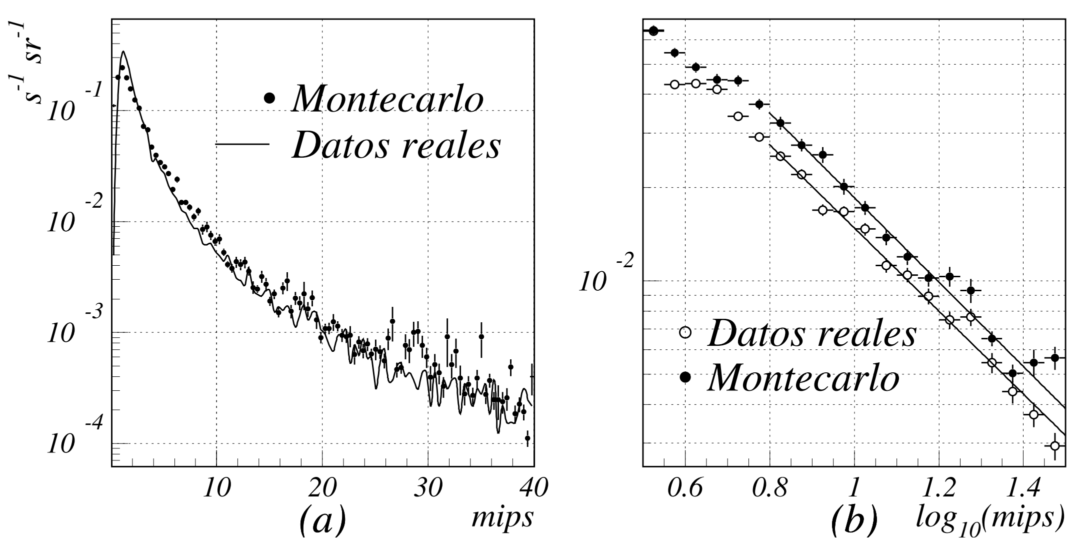

Figura 4.9: *Espectro de mips ($\theta = 10°$). Estudio de la pendiente.*

el valor del MIP en la simulación. La figura 4.10 muestra el resultado de esta corrección. La similitud de los espectros parece aumentar, incluso a bajo número de mips, a pesar del desplazamiento del máximo a 0.84.

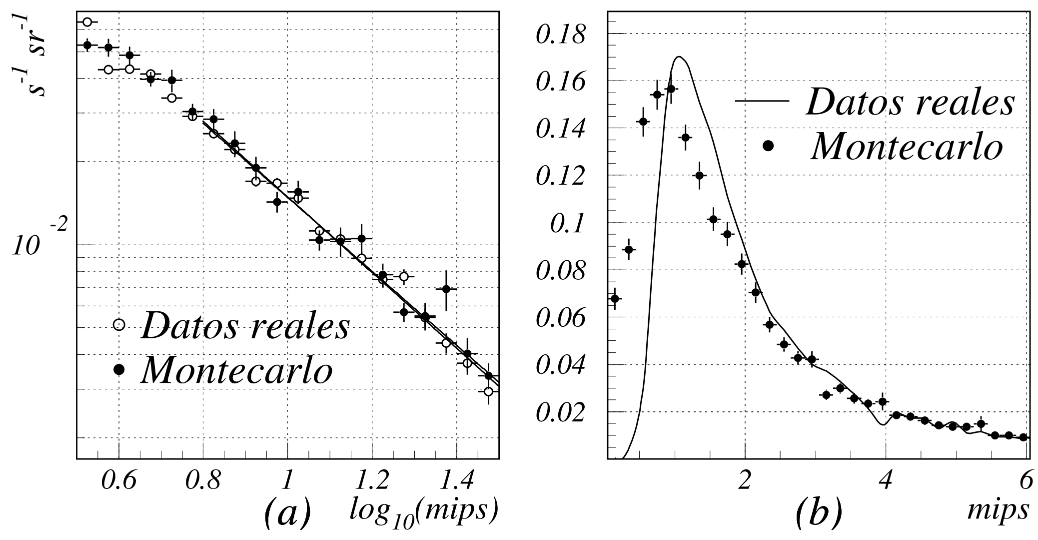

Figura 4.10: *Redefinición del MIP en la simulación Montecarlo y comparación del espectro con el de los datos reales ($\theta = 10°$).*

Veremos más adelante, al hablar de la reconstrucción de los parámetros de la cascada, que esta corrección hace también mejorar el acuerdo de datos y simulación en lo que respecta al "tamaño de la cascada" (ver fig. 4.36). En lo sucesivo aplicaremos a la simulación la nueva definición del MIP. La concordancia entre la simulación y los datos es suficiente para los efectos relevantes en el presente trabajo, y mejorarla sólo sería posible mediante un estudio muy detallado de la respuesta de los detectores para implementar un modelo más realista en la simulación.

4.1.3 Calibración en amplitud de AIROBICC

Acabamos de ver que la calibración (tanto relativa, entre detectores, como absoluta) de las señales de amplitud de los centelleadores se basa en último término en el hecho de que el umbral de todos ellos está fijado de forma que son sensibles a la detección de una única partícula secundaria. Para la calibración en amplitud de los detectores de AIROBICC no disponemos de un método semejante, dado que los fotomultiplicadores abiertos de AIROBICC integran la luz del cielo nocturno. Para evitar un alto número de *triggers* accidentales, su umbral debe fijarse en torno a varios miles de fotones por metro cuadrado, lo que corresponde a alrededor de unos mil fotones Cherenkov por caseta. Por esta razón, la luz Cherenkov producida en las cascadas que reciben estos detectores no está cuantizada de una forma tan “gruesa” como el número de partículas secundarias que ven los centelleadores. No existe un análogo al “pico de 1 MIP” para las casetas de AIROBICC.

La transmisión de la luz Cherenkov en la atmósfera depende fuertemente de las condiciones atmosféricas (lo cual resulta evidente de la correlación entre mal tiempo y bajos ritmos de detección por parte de AIROBICC). Una misma cascada atmosférica detectada en diferentes condiciones produce respuestas diferentes de los detectores de AIROBICC, especialmente en cuanto a la amplitud de las señales registradas. Por tanto, de momento nos conformaremos con lograr la calibración *relativa* de la respuesta en amplitudes de los diferentes contadores de AIROBICC y pospondremos la calibración *absoluta*, que explicaremos al hablar de la reconstrucción de los parámetros de la cascada.

Estudio de la linealidad de los detectores

En principio, es deseable que la respuesta de los ADCs sea proporcional a la cantidad de luz recogida por el fotomultiplicador. Si no es así, es necesario encontrar una parametrización adecuada de dicha respuesta. Esto es especialmente importante si se quiere estudiar la “distribución lateral” de la luz Cherenkov, es decir, la densidad de fotones en función de la distancia al eje de la cascada. Los preamplificadores originales instalados en las casetas de AIROBICC eran altamente no lineales, al igual que los amplificadores adicionales del canal de alta ganancia, haciendo que la respuesta de los dos ADCs (alta y baja ganancia) no fuera proporcional a la luz recibida por la caseta. La mejor parametrización encontrada es:

$$(4.4) \qquad Luz\ Cherenkov \propto ADC^{\frac{1}{1.65}} \qquad \text{(alta ganancia)}$$
$$Luz\ Cherenkov \propto ADC^{\frac{1}{1.4}} \qquad \text{(baja ganancia)}$$

Donde ADC es el número de cuentas del ADC por encima del pedestal. En Julio de 1995 se sustituyeron los preamplificadores de AIROBICC por otros prácticamente lineales. Con éstos, la corrección de los valores de ADC queda de la siguiente manera:

$$(4.5) \qquad Luz \propto ADC^{\frac{1}{1.1}} \qquad \text{(alta ganancia)}$$
$$Luz \propto \left(\frac{ADC}{1 + 0.07 \cdot tan^{-1}(\frac{\ln ADC - 5.7}{0.3})} \right)^{\frac{1}{\beta}} \qquad \text{(baja ganancia)}$$
$$\text{siendo } \beta = 1 \text{ si } ADC \leqslant 500 \quad \text{y} \quad \beta = 1.267 \text{ si } ADC > 500$$

La respuesta de la nueva electrónica se ha estudiado con un generador portátil de impulsos de amplitud conocida, que hemos conectado al preamplificador en lugar del fotomultiplicador en varias casetas. La parte de la corrección de la baja

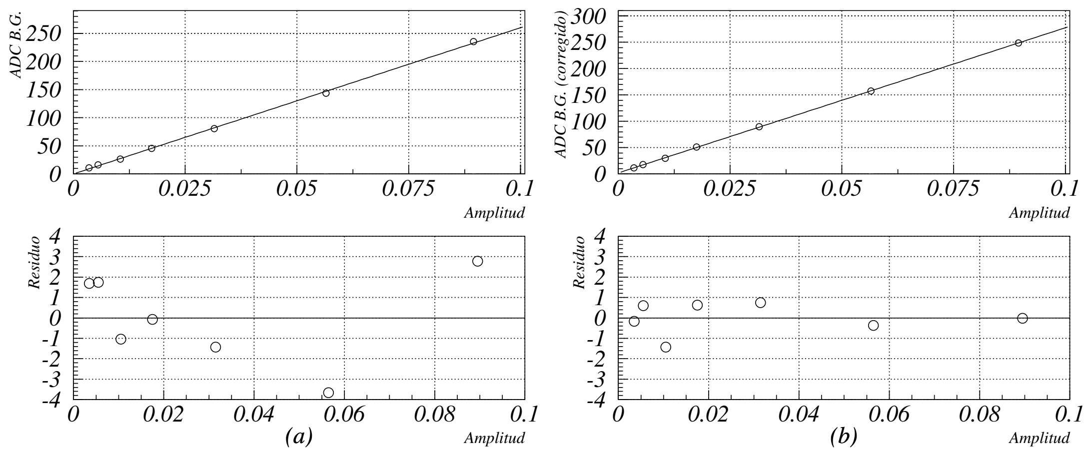

Figura 4.11: *Corrección de la no linealidad del canal de baja ganancia de los detectores de AIROBICC (datos posteriores a Julio de 1995).*

ganancia que aparece en el denominador en 4.5 (segunda expresión) es necesaria no por la no linealidad de los amplificadores, sino debido a un efecto en el módulo (*splitter*) que divide la señal procedente del fotomultiplicador en alta y baja ganancia: la fracción de señal que se envía al canal de baja ganancia varía con la amplitud de la señal. El efecto de la corrección lo podemos ver en la figura 4.11, en la que se representa la respuesta del ADC (sin corrección en **a** y con corrección en **b**) frente a la amplitud del impulso suministrado, así como su desviación del comportamiento lineal. Tras la corrección, la lectura del ADC de baja ganancia depende linealmente de la amplitud con desviaciones del orden de una cuenta (que es el límite natural de resolución del ADC).

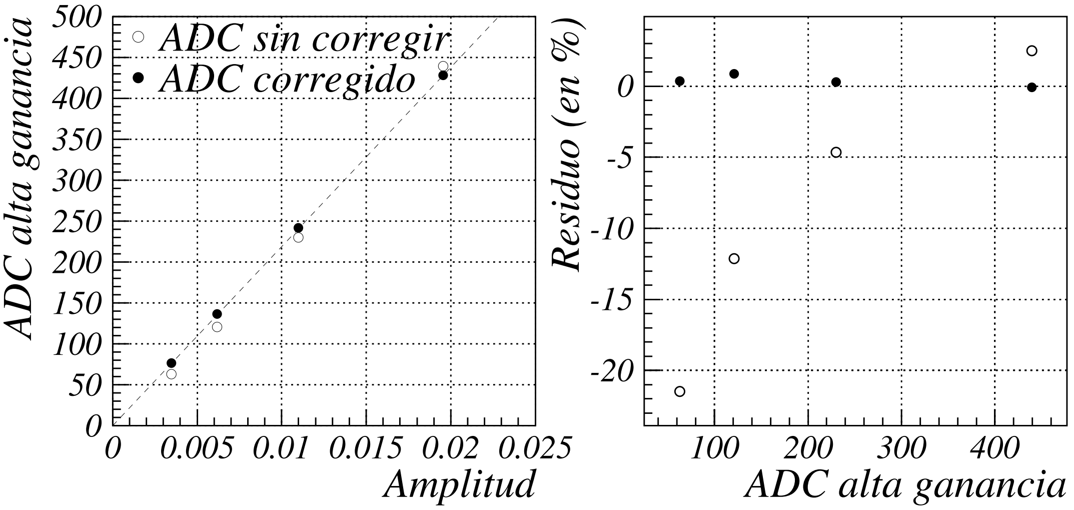

Figura 4.12: *Corrección de la no linealidad del canal de alta ganancia de los detectores de AIROBICC (datos posteriores a Julio de 1995).*

El efecto de la corrección de la alta ganancia (fórmula 4.5) para los nuevos preamplificadores se muestra en la figura 4.12, donde vemos que la corrección reduce las desviaciones del comportamiento lineal por debajo de 350 cuentas de ADC sobre el pedestal (el máximo valor de alta ganancia que utilizamos, debido a la saturación) de un máximo del 20% hasta ± 1 %.

Calibración relativa.

Para una densidad fija de fotones Cherenkov, la señal de amplitud registrada por un detector particular de AIROBICC depende esencialmente de su área efectiva, el ángulo de incidencia de la luz y la ganancia del fotomultiplicador (que depende de su voltaje). El área efectiva de todas las casetas de AIROBICC es la misma (0.125 m^2), al igual que el ángulo de incidencia de la luz (que será aproximadamente el ángulo de incidencia de la partícula primaria que originó la cascada). Las mayores diferencias entre las casetas se deben a las diferentes ganancias de sus respectivos fotomultiplicadores, cuyos voltajes van derivando lentamente y deben reajustarse periódicamente de manera que todas las casetas se disparen a un ritmo similar, de alrededor de 5 KHz.

En versiones anteriores de las rutinas de calibración y reconstrucción de los datos de AIROBICC se utilizaba el llamado “método de los anillos” para el cálculo de las ganancias relativas de los detectores (ver [58], [59]), que se basa en que, para una cascada dada, la densidad de fotones Cherenkov a una distancia fija del eje de la cascada es más o menos constante. Sin embargo, en la reconstrucción de los datos utilizados en el presente trabajo se ha utilizado un nuevo método, que llamaremos "método de los espectros" que es más sencillo puesto que no requiere conocer de antemano la posición del centro de la cascada ni su dirección de incidencia.

El método de los espectros.

De la simulación Montecarlo (en la que todas las casetas tienen exactamente la misma ganancia) extraemos la conclusión de que los espectros de amplitud de todas las casetas , de ser su calibración relativa correcta, deberían coincidir, independientemente de su situación dentro de la matriz, para densidades de luz suficientemente grandes para las cuales la "eficiencia de disparo" de la caseta sea 1. En dicho rango, los espectros siguen una ley de potencias. Para representar estos espectros utilizamos sólamente los sucesos en los que se ha verificado la condición de *trigger* de la matriz (que son los únicos registrados), por lo cual la contribución de disparos accidentales debidos a la luz de fondo del cielo nocturno será despreciable. En la figura 4.13 podemos ver los resultados de la comparación

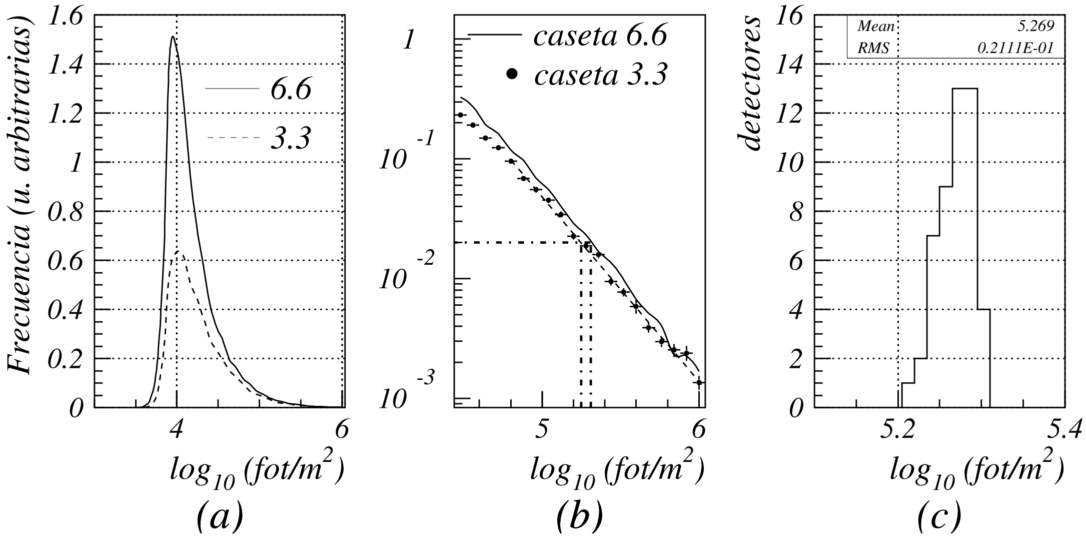

Figura 4.13: *Comparación de los espectros de la luz Cherenkov registrada por distintos detectores de AIROBICC en la simulación Montecarlo.*

de dos casetas de la simulación: la 3.3 (situada en una esquina de la matriz) y la 6.6 (justo en el centro). Las diferencias observadas en la simulación entre los espectros de las casetas en el centro de la matriz y las próximas al borde son de alrededor del 20% (en frecuencia de disparos) para amplitudes grandes, como vemos en 4.13 (b) (las unidades del eje y son arbitrarias). Para amplitudes pequeñas la discrepancia entre las casetas centrales y las periféricas es lógicamente mucho mayor (4.13 (a)), ya que las cascadas de baja energía disparan mucho más frecuentemente las primeras, por estar rodeadas en todas las direcciones por otras casetas que contribuyen a que se cumpla la condición de *trigger*, que las segundas, rodeadas de casetas únicamente por el lado que mira hacia el centro de la matriz. El correspondiente desplazamiento entre esos dos espectros concretos a lo largo del eje x (amplitud) es de sólo un 15% ($\simeq$ 0.06 en escala logarítmica decimal), como vemos en 4.13 (b). Si en un histograma representamos para los 49 detectores de AIROBICC la cantidad de luz para una frecuencia fija (figura 4.13 (c)), podemos estimar cuál es el desplazamiento *típico* en el eje x entre dos espectros cualesquiera cuando todos los detectores tienen exactamente la misma ganancia. La RMS de dicho histograma es 0.02, por lo que las diferencias típicas entre detectores serán del 5% ($10^{0.02} \simeq 1.05$). Por tanto, si al representar los espectros para los datos reales observamos que abundan las diferencias mayores entre unos y otros debemos atribuirlas fundamentalmente a las diferentes ganancias, y no a su posición en la matriz. Lo que haremos para "ecualizar" la respuesta de todas las casetas será aplicar a sus señales de amplitud "factores correctores de ganancia" que hagan que los espectros se superpongan en la zona de amplitudes grandes (tras esta operación las diferencias entre las ganancias reales de las casetas y las calculadas serán típicamente del 5%, y, como máximo, de un 15% entre los detectores centrales y los situados en los bordes de la matriz). En

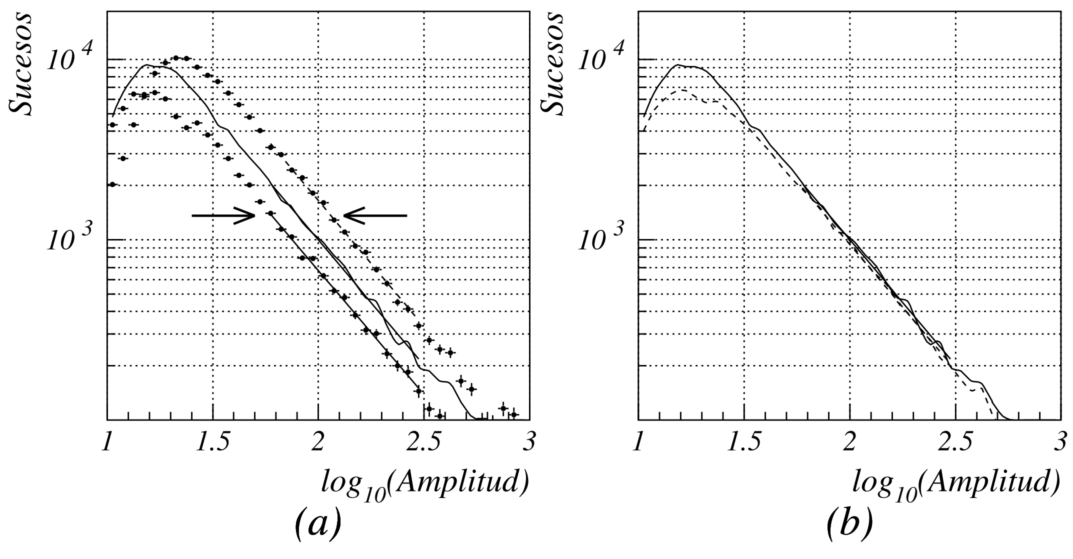

Figura 4.14: *Calibración relativa en amplitudes de los detectores de AIROBICC.*

la práctica lo que hacemos es realizar un ajuste exponencial a cada histograma de $log_{10}(amplitud)$ (donde los valores de amplitud se obtienen del ADC de alta ganancia tras la corrección por la no linealidad), comprobar que las pendientes de los espectros de los diferentes detectores son similares y utilizar por último los dos parámetros del ajuste de cada detector para hallar su factor de ganancia relativa. En la figura 4.14 (a) vemos como se aplica el método a los espectros de tres casetas del detector real con diferentes ganancias. En (b) se muestran los espectros de dos casetas tras la calibración, coincidentes en la zona donde el espectro sigue una ley de potencias, pero claramente discrepantes en la zona próxima a su umbral. Estas discrepancias existen incluso entre casetas próximas en cuanto a su posición en la matriz: a mayor ganancia, mayor eficiencia en la detección de señales débiles y por tanto mayor número de sucesos registrados a bajas amplitudes.

Calibración de la baja ganancia. Como hemos indicado, el método de los espectros se aplica solamente a las amplitudes obtenidas a partir del canal de alta ganancia de los detectores, que proporciona el suficiente número de valores por caseta en cada *run*. Los ADCs de baja ganancia de cada caseta se calibran mediante un ajuste lineal (con la pendiente como único parámetro) a la correlación entre sus valores y los del ADC de alta ganancia (ambos corregidos por su no linealidad), en el rango donde este último no está aún saturado (figura 4.15). De la pendiente del ajuste se deduce inmediatamente el factor de conversión para la baja ganancia de cada detector. Al calcular la amplitud final de la señal de un detector de AIROBICC utilizamos la alta ganancia hasta 350 cuentas sobre el pedestal, y la baja ganancia para amplitudes mayores.

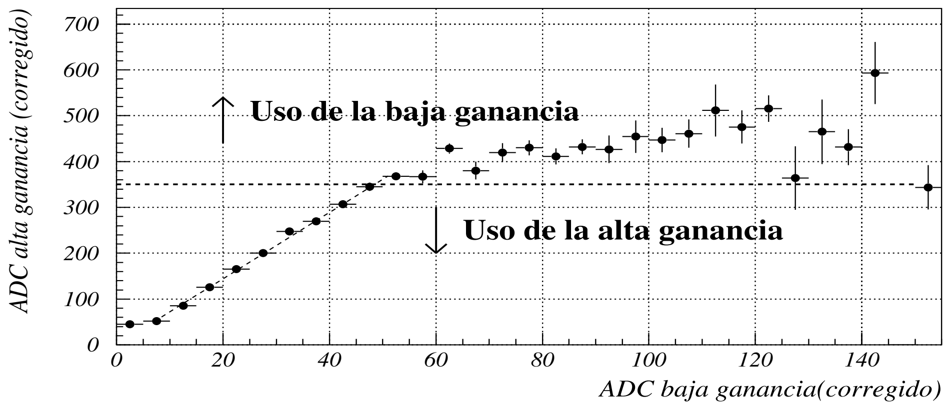

Figura 4.15: *Correlación entre los ADCs de alta y baja ganancia de un detector de AIROBICC.*

La densidad de fotones Cherenkov en cada caseta será finalmente proporcional a la amplitud determinada de la forma descrita, y el factor global de proporcionalidad (común a todas las casetas) lo determinaremos independientemente para cada *run* comparando el número de partículas registrado por la matriz de centelleadores con la densidad de luz vista por AIROBICC como veremos en §4.2.5.

Ajuste fino de los factores de ganancia. Durante la reconstrucción de los datos se realizará un "ajuste fino" de los factores de ganancia relativos de todos los detectores. Para ello observaremos la desviación media (para un gran número de cascadas con al menos veinte casetas de AIROBICC disparadas) de la señal de cada detector respecto a la densidad media de fotones Cherenkov esperada para dicho detector (dada su distancia al eje de la cascada). En la sección dedicada a la reconstrucción de los parámetros de la cascada veremos que dicha "densidad esperada" se obtiene de un ajuste exponencial (luz Cherenkov frente a distancia al eje) realizado con la información de todas las casetas de AIROBICC.

4.1.4 Calibración de las señales de tiempo

Para determinar la dirección del eje de la cascada necesitamos conocer los tiempos de llegada de las partículas o los fotones Cherenkov a cada uno los detectores disparados de las dos matrices. Los tiempos los miden los módulos TDC (*Time to Digital Converter*) respecto a un instante de referencia que es aquel en el que la lógica de *trigger* los activa. Llamaremos a este instante *START* de los TDCs, que es común a todos los detectores. Naturalmente, cada detector envia a su TDC su propia señal de *STOP*. El intervalo de tiempo transcurrido entre los instantes *START* y *STOP* será proporcional a la lectura del TDC correspondiente (un número de cuentas).

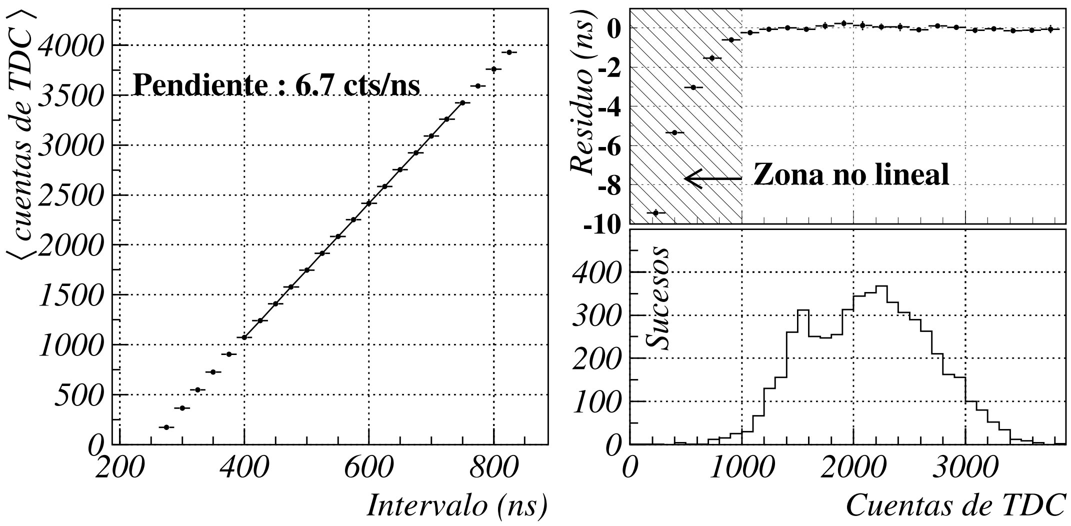

Figura 4.16: *Obtención de la conversión de cuentas de TDC a nanosegundos y comprobación de su linealidad para un detector de centelleo.*

Parámetros de los TDCs

Los TDCs tienen un rango máximo de unos 600 ns y 12 bits de resolución, por lo que su precisión intrínseca es de unos 0.15 ns/cuenta ($\simeq 600/2^{12}$). El primer paso en la calibración de las señales de tiempos es determinar la equivalencia entre cuentas de TDC y nanosegundos. En los 175 primeros sucesos de cada ciclo de calibración (los mismos utilizados para el cálculo de los pedestales de los ADCs) se envían simultáneamente a los TDCs de todos los detectores señales de *START* y *STOP* separadas por intervalos de 25, 50, 75, ...,850, 875 ns. Se realiza esta operación cinco veces con cada uno de los 35 diferentes intervalos ($35\times5 = 175$ sucesos) durante cada calibración. Cada fichero $Calib\_n_1.n_2$ contiene dos o tres ciclos de calibración, y por tanto diez o quince sucesos para cada uno de los intervalos entre 25 y 875 ns. Para calibrar el TDC de un detector

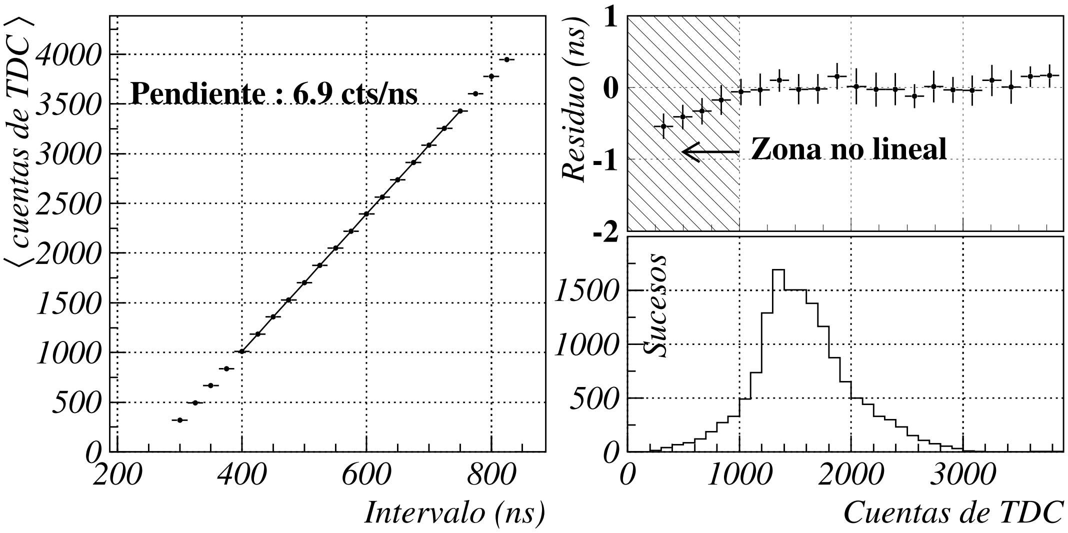

Figura 4.17: *Obtención de la conversión de cuentas de TDC a nanosegundos para un detector de AIROBICC (barras de error = RMS).*

hacemos la media del número de cuentas obtenido para cada intervalo entre *START* y *STOP* y lo representamos frente a dicho intervalo, como vemos en la figura 4.16, que corresponde a un detector de la matriz de centelleo. Los TDCs muestran comportamiento lineal por encima de aproximadamente 1000 cuentas. Hacemos un ajuste (con dos parámetros libres) a una recta entre 1000 y 3500 cuentas, y obtenemos así el valor en ns de una cuenta de TDC (será el inverso de dicha pendiente, 0.149 ns/cuenta en el caso del detector mostrado). En la misma figura podemos ver los residuos de dicho ajuste, que son del orden de la resolución del TDC por encima de 1000 cuentas. En el gráfico inferior derecho de la figura se muestra la distribución de las lecturas del TDC del mismo detector para los sucesos de un *run* de datos reales. Se aprecia que la cantidad de sucesos registrados en la zona no lineal es despreciable, por lo que es innecesario utilizar una parametrización más compleja del TDC que el ajuste lineal. La presencia de dos picos en esta distribución se debe a que hay sucesos disparados por AIROBICC ($\geqslant$ 6 casetas) y otros disparados por la matriz de centelleo ($\geqslant$ 14 casetas), y el momento en que la señal de $START$ es enviada a los TDCs depende de que se trate de uno u otro tipo de *trigger*. La figura 4.17 muestra la calibración del TDC de un detector de AIROBICC. De nuevo vemos que sólo una mínima parte de las señales de tiempos se registran en el rango no lineal del TDC. Hay que mencionar que el único parámetro que utilizaremos del ajuste lineal es la pendiente, ya que por razones que veremos más adelante la ordenada en el origen es irrelevante para la reconstrucción de los datos.

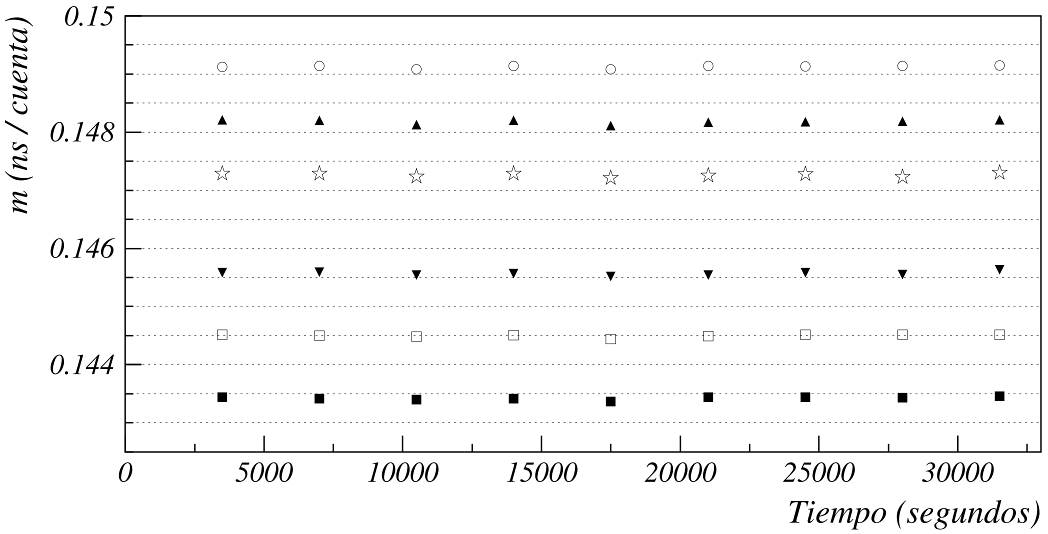

Figura 4.18: *Evolución del factor m de conversión de cuentas de TDC a nanosegundos a lo largo de una noche de toma de datos. Cada tipo de símbolo representa a un detector de AIROBICC.*

La calibración de los TDCs se lleva a cabo agrupando todos los sucesos de los dos o tres ciclos de calibración registrados en cada fichero $Calib\_n_1.n_2$. Los parámetros de los TDCs son suficientemente estables como para que no sea necesario deducirlos para cada ciclo de calibración independientemente. Podemos ver en la figura 4.18 la evolución del factor de conversión de cuentas de TDC a nanosegundos para los TDCs de seis detectores de AIROBICC a lo largo de ocho horas de toma de datos. Como vemos las mayores variaciones observadas son de aproximadamente $10^{-4} ns/cuenta$.

Longitud de los cables

Las longitudes de los cables coaxiales que transportan los impulsos desde los preamplificadores en los detectores hasta el contenedor central de la electrónica son aproximadamente iguales para todos ellos (unos 150 m), independientemente de su situación dentro de la matriz. Necesitamos conocer el tiempo que transcurre desde que la luz incide en los fotomultiplicadores (ya sean los de un detector de centelleo o uno de AIROBICC) hasta que la señal de *STOP* alcanza el correspondiente TDC. Este tiempo t_{cable}, al que nos referiremos por sencillez como *"longitud del cable"* (pese a que incluye también el tiempo de respuesta del fotomultiplicador y retardos adicionales en los distintos módulos electrónicos) debemos estimarlo con una precisión comparable a la resolución de los TDCs (0.15 ns), lo que corresponde a $\simeq$ 3 cm, ya que la velocidad de propagación de las señales en los cables es $\simeq$ 0.2 m/ns. La variación de t_{cable} a lo largo de un periodo

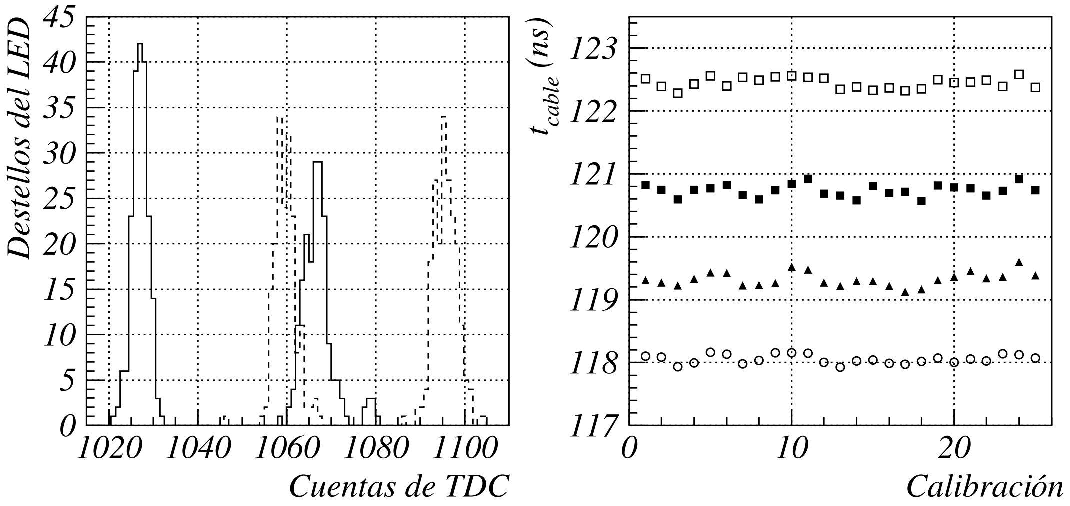

Figura 4.19: *Cálculo de la longitud de los cables (4 detectores de AIROBICC).*

de observación puede ser debida tanto al cambio de la velocidad de transmisión de las señales por el cable (que depende de la temperatura) como a un cambio del tiempo de tránsito de los fotomultiplicadores (la respuesta de éstos suele variar en función del tiempo que lleven conectados, haciéndose progresivamente más estable). Para el cálculo periódico de las *longitudes de los cables* disponemos de un LED (diodo emisor de luz) situado encima de cada fotomultiplicador. Durante cada ciclo de calibración (una vez concluidos los 175 sucesos para calibración de pedestales y TDCs) se envía a todos los LEDs una señal para que emitan un destello de luz (que detectan los fotomultiplicadores); al mismo tiempo se envía a todos los TDCs una señal de *START*, para lo cual se utiliza un cable largo (de aproximadamente 1000 ns). Recordemos que el rango útil de los TDCs es de unos 600 ns y si no retardáramos el *START*, las señales de *STOP* llegarían demasiado tarde, fuera de dicho rango, ya que las señales que disparan el LED y las que vuelven procedente de los fotomultiplicadores tienen que recorrer en total unos trescientos metros de cable.

Los LEDs se disparan doscientas veces durante cada calibración. En los ficheros *Calib_*$n_1.n_2$ se registra la información de los TDCs y ADCs de todos los detectores para estos doscientos sucesos. El intervalo transcurrido en estos sucesos entre $START$ y $STOP$ para cada caseta será igual a su *longitud de cable* más el tiempo t_{LED} invertido por la señal de activación del LED en alcanzar la caseta menos una constante global (común a todas las casetas) que es el retardo del $START$. Conocemos t_{LED} para todas las casetas con una precisión de 50 ps; estos tiempos se han medido en varias ocasiones durante los últimos años y el programa de calibración utiliza en cada caso la medida más reciente respecto a la fecha de los datos analizados. Por tanto, siendo m_k el factor de conversión de cuentas de TDC a nanosegundos para el detector k, calcularemos su *longitud de cable* de la siguiente manera:

$$t_{cable,k} \quad = \quad \langle cuentas\ de\ TDC \rangle_k \times \ m_k \ - \ t_{LED,k} \tag{4.6}$$

No es necesario considerar el retardo del $START$ porque es común a todos los detectores, y veremos que los cálculos que realizamos con las señales de tiempo de los detectores (determinación de la dirección del eje de la cascada) dependen únicamente de las *diferencias* de tiempos entre ellos.

Para hacer la media del número de cuentas de TDC en la fórmula 4.6 utilizamos en principio los 200 sucesos de cada calibración. Si la *RMS* de la distribución es superior a tres cuentas de TDC, eliminamos el valor más alejado de la media y volvemos a calcularla. Este proceso se repite hasta que la RMS de los sucesos restantes sea inferior a tres cuentas. Esto se hace para eliminar sucesos espurios, en los que el $STOP$ del TDC no ha sido activado por el LED sino, por ejemplo, por una fluctuación de la luz de fondo del cielo nocturno que haya superado el umbral del correspondiente detector de AIROBICC. Otra posibilidad es que se produzca *pick-up* (acoplamiento) entre el circuito del LED y el fotomultiplicador para parte de los doscientos sucesos; en ese caso la distribución de las lecturas del TDC tendrá dos picos (el "genuino" y uno debido al *pick-up*), y el procedimiento iterativo descrito convergerá al valor del pico dominante (que por lo general es el genuino). Este problema, que fue detectado en los primeros datos de AIROBICC, ha sido resuelto encerrando el circuito de los LEDs en cápsulas metálicas, lo que evita que radien al exterior.

Las variaciones de t_{cable} a lo largo de una noche de observación con AIROBICC son pequeñas, normalmente inferiores a 0.4 ns. En la figura 4.19 (izquierda) vemos la distribución de cuentas de TDC registradas en la primera calibración de una noche para cuatro detectores de AIROBICC. En la misma figura (derecha) vemos la evolución de los valores calculados de t_{cable} durante nueve horas de funcionamiento. La variación entre calibraciones consecutivas (separadas como mucho por veinte minutos) es del orden de una cuenta de TDC, lo que indica que no es necesario realizar la calibración de los cables con mayor frecuencia.

Finalmente, el tiempo de llegada de las partículas o fotones Cherenkov a un detector k cualquiera será:

$$t_k = TDC(k) \times m_k - t_{cable,k} \tag{4.7}$$

A partir de las fórmulas 4.6 y 4.7 podemos ver por qué el único parámetro relevante de los TDCs es m, la pendiente de la correlación entre nanosegundos y cuentas. Si para la conversión a nanosegundos utilizáramos en ambas fórmulas también el término independiente obtenido en el ajuste lineal, éste se cancelaría al efectuar la resta en 4.7.

Por otro lado, al utilizar la fórmula 4.6 estamos suponiendo que toda variación del intervalo *START* - *STOP* a lo largo de la noche se debe a cambios en el tiempo de *regreso* de la señal desde que el LED se enciende hasta que se activa el *STOP* del TDC, considerando invariante el tiempo t_{LED} de viaje de la señal que activa el LED. Esto no es estrictamente cierto, pues la velocidad de la señales a lo largo de dicho cable también varía con la temperatura, pero desgraciadamente no hay forma de medir los cables de los LEDs durante la toma de datos. En todo caso, siendo estas variaciones de t_{LED} proporcionales a la longitud de los cables, el pequeño error que estamos cometiendo es aproximadamente el mismo para todos los detectores, por lo que los tiempos *relativos* medidos por las diferentes casetas no se verán afectados.

Ajuste fino de la longitud de los cables. Explicaremos al describir la obtención de la dirección de la cascada cómo los valores de t_{cable} de todas las casetas son corregidos por un procedimiento iterativo que utiliza las desviaciones de la señal de tiempo de cada detector respecto al frente de la cascada. Esto se hace para un gran número de sucesos de alta energía (con al menos veinte casetas de AIROBICC disparadas) para los cuales el frente se reconstruye con gran precisión.

4.2 Obtención de los parámetros de la cascada

4.2.1 Estimación de la posición del *core*

Uno de los parámetros que necesitamos conocer de una cascada es la posición de su “core” o núcleo. Este es el punto sobre el suelo en el que es máxima la densidad registrada de partículas cargadas y de luz Cherenkov. La cascada se desarrolla de forma aproximadamente simétrica en torno a un eje que pasa por el *core* y cuya dirección es la del rayo cósmico primario que la originó, y esta propiedad puede utilizarse para calcular la su posición de una manera sencilla: haciendo la media de las posiciones de las casetas disparadas, ponderada con la intensidad de la señal en cada caseta.

Método del centro de gravedad

Sea una cascada registrada por una matriz regular de detectores (bien de centelleo o de luz Cherenkov). La cascada dispara un total de **n** detectores situados en las posiciones $\vec{r}_1, ..., \vec{r}_n$. Siendo $\rho(i)$ la densidad de partículas (o de fotones Cherenkov) observados por el detector **i**, es fácil ver (por razones de simetría) que la expresión

$$\vec{R}_{core} = \frac{\sum_{i=1}^{n} w(i) \cdot \vec{r}_i \cdot \rho(i)}{\sum_{i=1}^{n} w(i) \cdot \rho(i)} \tag{4.8}$$

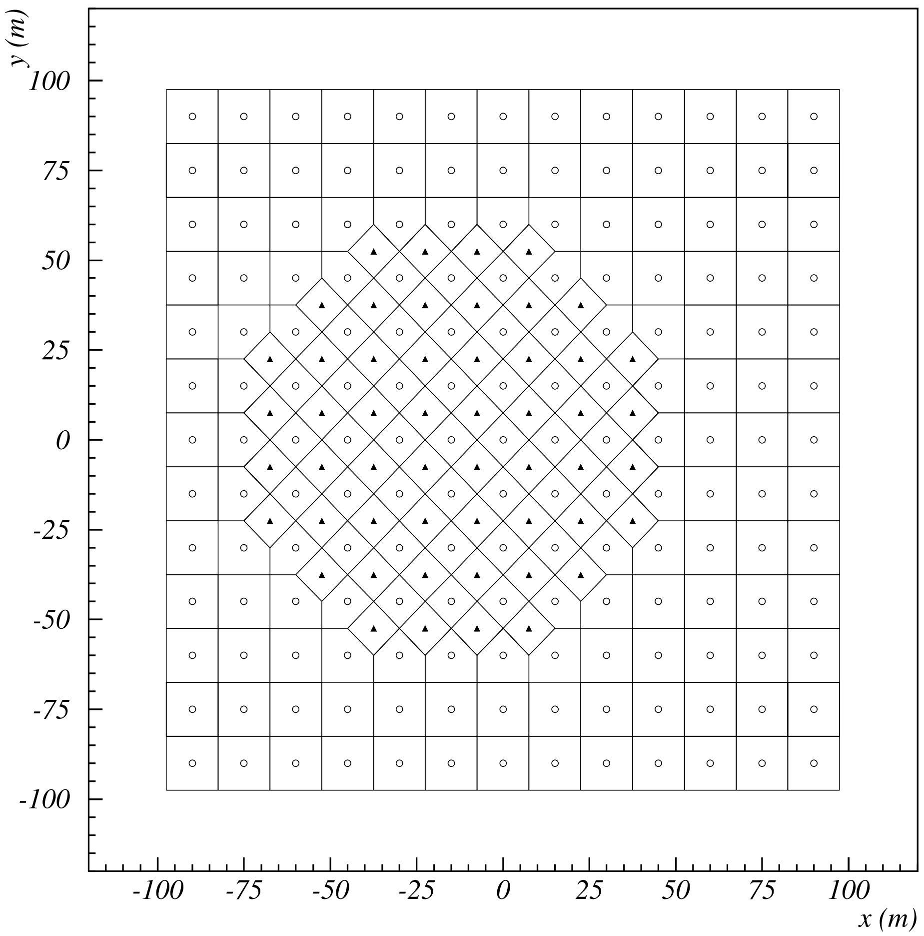

Figura 4.20: *Mapa de la matriz de centelleadores de HEGRA (en su versión idealizada utilizada en la simulación de Montecarlo). El área del polígono que rodea a cada caseta es inversamente proporcional a la densidad de detectores en cada punto, y por tanto proporcional al peso asignado a dicha caseta en el cálculo del core por el método del centro de gravedad. Los pesos relativos serán por tanto 1/2 para todas las casetas de Hamburgo (representadas por triángulos) y 1/2, 5/8, 3/4, 7/8 ó 1 para el resto de las casetas según la zona en que se encuentren.*

será un estimador de la posición de su core. Si la matriz es regular, es decir, si la densidad de contadores es uniforme en la superficie ocupada por ésta, los pesos $w(i)$ serán todos iguales a 1. Si no es así, el peso $w(i)$ que utilicemos para cada detector al hacer la media deberá ser inversamente proporcional a la densidad de detectores en su entorno, de manera que todas las zonas de la matriz contribuyan por igual (mismo peso en la media por unidad de área, a repartir entre diferente número de contadores según la zona) y no aparezcan sesgos. Dicha corrección debe ser aplicada en el caso de la matriz de centelleadores de HEGRA, cuya densidad es mayor en el centro (concretamente el doble) que cerca de los bordes (ver figura 4.20).

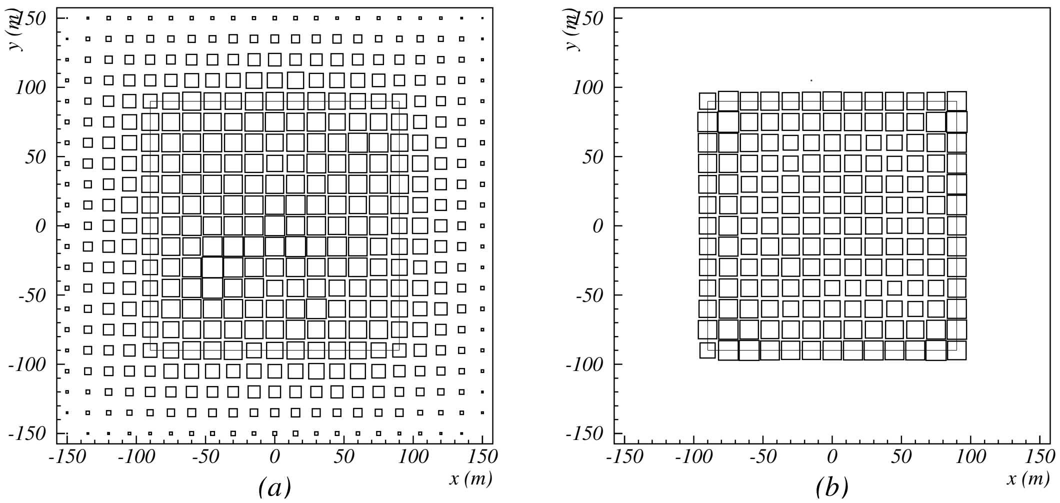

Figura 4.21: *Distribución de cores de las cascadas simuladas por el método de Montecarlo. En (a) puede verse la distribución de los cores verdaderos de aquellas cascadas que han verificado la condición de trigger del detector (la distribución original se genera con densidad uniforme en un cuadrado de trescientos metros de lado). En (b) se muestran las posiciones estimadas de los cores de dichas cascadas aplicando el método del centro de gravedad a las matrices de centelleadores de HEGRA. Como puede verse, todos los cores se reconstruyen dentro de los límites de la matriz (indicados por el cuadrado superpuesto).*

Al utilizar una media pesada para el cálculo de la posición del *core* se corre el riesgo de que una señal espuria de un detector situado lejos del *core* real induzca un error grande en la estimación. Para minimizar este problema la media pesada no se realiza utilizando todas las casetas disparadas, sino sólo aquellas situadas en un área cuadrada de 60 metros de lado centrada en el "centro aparente" de la cascada, que definimos como la posición de la caseta con mayor señal. En realidad, localizamos en primer lugar el conjunto de cuatro casetas vecinas (formando una submatriz dos por dos) con mayor señal media y a continuación determinamos cuál de dichas cuatro casetas registró la mayor señal. La razón de hacerlo así es que en ocasiones la máxima señal se observa en una caseta aislada del resto de las disparadas, lo que indica que es improbable que esté situada en las proximidades del *core* verdadero de la cascada (y sería desaconsejable realizar la media en un entorno de ella).

El método descrito funciona razonablemente bien cuando el *core* verdadero de la cascada se encuentra dentro de los límites de la matriz (estando limitada su resolución fundamentalmente por la densidad de contadores). Cuando el *core* se encuentra fuera de ella (o incluso dentro, pero cerca del borde), la submatriz de área de 60x60 m^2 puede estar parcialmente fuera de la matriz real, y la distribución de casetas disparadas en dicha región no es simétrica en torno al core, ya que algunas casetas teóricamente contenidas en dicha región simplemente no existen. En estos casos, se simulan las casetas inexistentes mediante casetas "virtuales" situadas fuera de la matriz a las que se asigna una señal igual a la media de las registradas por el resto de los detectores de la submatriz (media de la que se ha excluido la caseta central). El uso de estas casetas virtuales hace que la posición estimada del *core* esté menos sesgada, pero no evita la acumulación artificial de cores reconstruidos cerca de los bordes de la matriz (ver figura 4.21).

Precisión del método. En la figura 4.22 podemos ver el error cometido en la determinación del *core* con la matriz de centelleadores. En esta gráfica el error $\sigma_{68\%}$ es el radio del círculo centrado en el *core* verdadero (conocido por tratarse de sucesos de la simulación Montecarlo) dentro del cual se encuentra el 68% de los *cores* reconstruidos. Hemos representado $\sigma_{68\%}$ en función de un parámetro, *rmeanp* [93], que es un estimador de lo "concentradas" que están las partículas registradas por el centelleador: $rmeanp = (\sum_{i=1}^{n} |\vec{r}_i| \cdot w(i) \cdot \rho(i))/(\sum_{i=1}^{n} w(i) \cdot \rho(i))$, donde n es el número de contadores de centelleo disparados y ρ, $\vec{r}$ y w tienen el mismo significado que en la fórmula 4.8. El error $\sigma_{68\%}$ puede parametrizarse en función de *rmeanp* mediante una parábola para $rmeanp > 25\ m$, siendo más o menos constante e igual a 10 m por debajo de ese valor. Utilizaremos esta parametrización para asignar un peso al *core* estimado por el centelleador en el cálculo del *core* final.

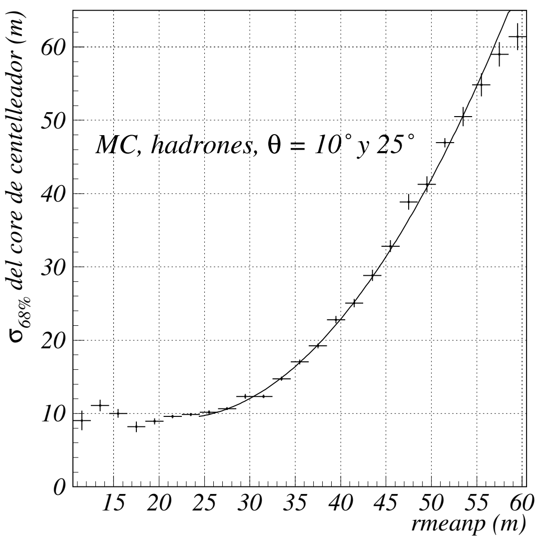

Figura 4.22: *Error en la estimación del core con la matriz de centelleadores.*

Determinación del *core* con AIROBICC

La distribución de luz Cherenkov observada por los detectores de la matriz AIROBICC puede utilizarse también para el cálculo del core. En su configuración clásica (matriz 7 $\times$ 7 con espaciado de treinta metros), podría emplearse para ello el método del centro de gravedad de forma muy similar a la descrita para el centelleador.

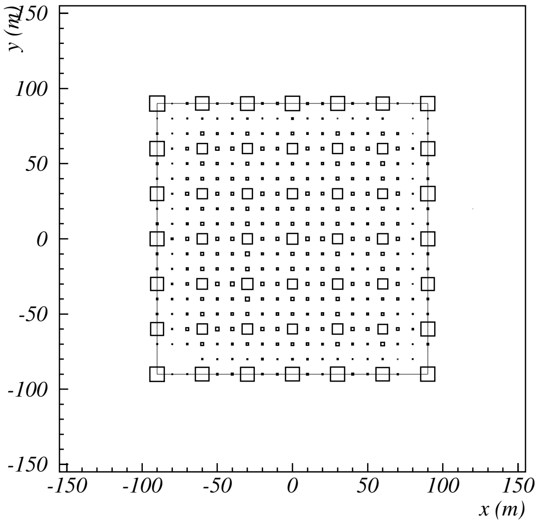

Figura 4.23: *Cores reconstruidos por el método del centro de gravedad con AIROBICC 49 (sucesos de Montecarlo).*

En este caso, la densidad de contadores es uniforme y por tanto todas las casetas contribuyen a la media con el mismo peso. Por otro lado, debido a la menor densidad de contadores, es necesario extender la región en torno a la caseta de máxima señal hasta un cuadrado de lado 120 m (que corresponde a una submatriz AIROBICC 5 $\times$ 5 en el mejor de los casos). Este era el método utilizado en versiones anteriores del programa de reconstrucción, pero tiene el inconveniente de que la densidad de detectores de AIROBICC es mucho menor (una cuarta parte) que la de contadores de centelleo. Por ello el método funciona peor para los primeros, siendo más evidente la acumulación de los *cores* reconstruidos en las posiciones de los detectores (ver fig. 4.23). Parece más razonable para encontrar el *core* con AIROBICC intentar aprovechar el hecho de que para las cascadas atmosféricas de UAE la densidad de luz Cherenkov ρ_L decrece de manera exponencial con la distancia al eje. Podemos por tanto ajustar una exponencial a dicha distribución dejando como parámetros libres (además de L_0 y k, los dos propios de la exponencial), las coordenadas del *core* x_{core} e y_{core}:

$$\rho_L(x, y, z) = L_0 \times \exp(k \times r(x, y, z)) \tag{4.9}$$

En esta expresión $r(x, y, z)$ es la distancia del detector situado en la posición (x, y, z) al eje de la cascada, que depende de las coordenadas x_{core}, y_{core} y de la dirección del eje. Para calcular r necesitamos también la coordenada z_{core}, pero podemos fijarla arbitrariamente en $z_{core} = 0$, dado que en realidad lo único que necesitamos es conocer un punto *cualquiera* del eje de la cascada, no necesariamente situado sobre el suelo. La dirección del eje para hacer este cálculo la obtenemos de forma aproximada (con una precisión del orden de grados) utilizando los tiempos de llegada de la señal a los detectores de AIROBICC y las posiciones de éstos: calculando numéricamente el "gradiente de tiempos" $(\partial t/\partial x, \partial t/\partial y)$ en distintos puntos de la matriz y suponiendo que el frente de luz Cherenkov es aproximadamente plano, entonces es fácil ver que $\cos\alpha_x \simeq c \cdot \langle \partial t/\partial x \rangle$, $\cos\alpha_y \simeq c \cdot \langle \partial t/\partial y \rangle$, $\cos\alpha_z = \sqrt{\cos^2\alpha_x + \cos^2\alpha_y}$ siendo α_x, α_y y α_z los ángulos que forma el eje de la cascada con los ejes coordenados. La dirección del eje obtenida de esta forma la utilizaremos sólo para el cálculo del *core* con AIROBICC, pues más adelante veremos que una vez conocida la posición de éste podremos determinar la dirección con mucha mayor precisión. La distribución de los *cores* reconstruidos con este procedimiento es más homogénea que la conseguida con el método del centro de gravedad, no mostrando acumulaciones notables en las posiciones de los detectores ni en los bordes de la matriz. Es incluso posible obtener posiciones del *core* situadas más allá de los límites de ésta (ver fig. 4.24).

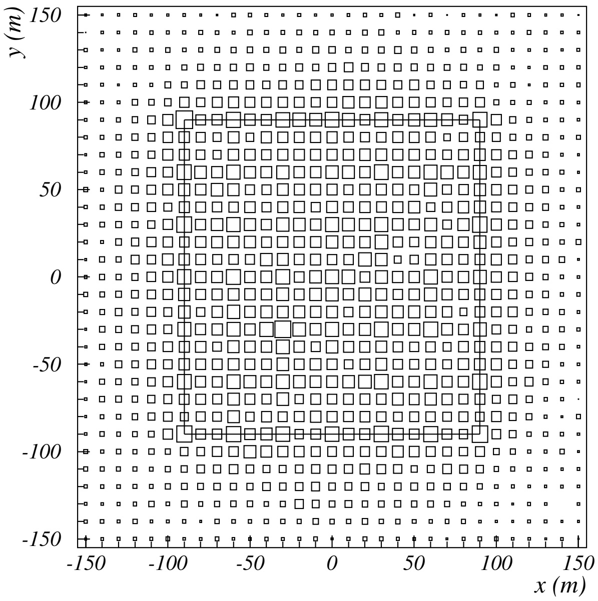

Figura 4.24: *Distribución de los cores reconstruidos con AIROBICC* 49 *con el método del ajuste exponencial (Montecarlo).*

Estimación final del *core*

Para obtener finalmente la posición del *core*, hacemos una media ponderada de las dos posiciones, la calculada con AIROBICC y la calculada con la matriz de centelleadores. En dicha media, el peso asignado a AIROBICC (que es el mismo para las tres coordenadas) será proporcional a $((\sigma^2_{xcore} + \sigma_{ycore})^2)^{-1}$, donde σ_{xcore} y σ_{ycore} son las incertidumbres estimadas en las coordenadas x e y del *core* (que son calculadas por el procedimiento de ajuste). El peso del *core* de centelleador será $1/\sigma^2_{68\%}$, donde $\sigma_{68\%}$ se obtiene a través del valor del parámetro *rmeanp* (ver fig. 4.22).

Como el método del ajuste exponencial requiere que al menos cinco casetas de AIROBICC hayan sido disparadas (ya que hay cuatro parámetros libres), para el resto de los sucesos y para aquellos en los que el ajuste no converja calcularemos el *core* de AIROBICC por el método del centro de gravedad, y en ese caso asignaremos arbitrariamente a este valor un error de 60 m (dos veces el espaciado entre los detectores de AROBICC 49).

Debe advertirse que la determinación del *core* en el detector real parece ser

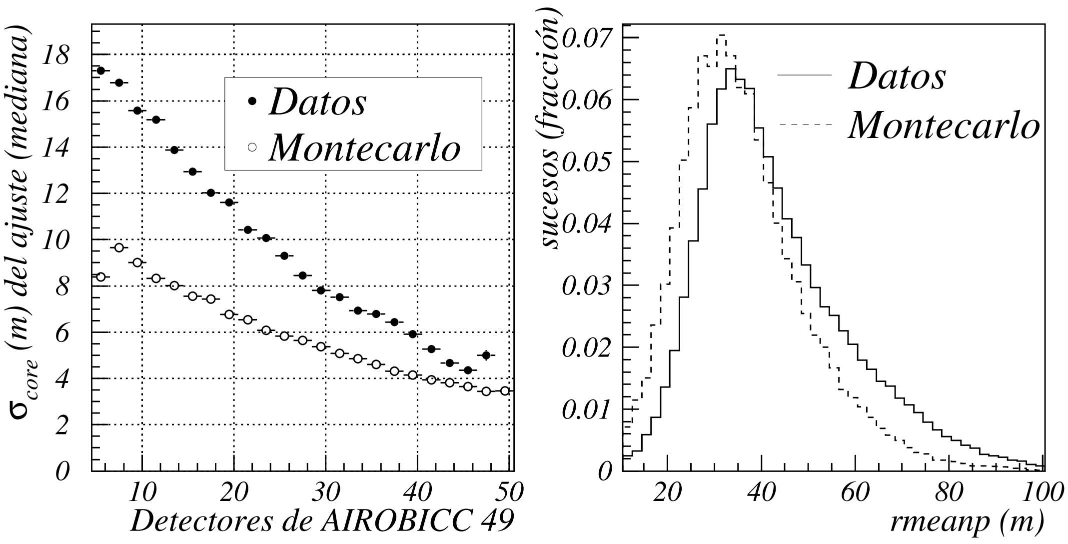

Figura 4.25: *Comparación de la precisión de la estimación del core en AIROBICC 49 (izquierda) y centelleador (a través de rmeanp, derecha). Ambas gráficas incluyen todos los cores reconstruidos en cualquier posición.*

considerablemente más imprecisa que la predicha por la simulación. En el caso de AIROBICC, la resolución en amplitud de los detectores reales es bastante peor que la de los simulados (16% de media frente a 12%), a lo que hay que añadir que en la simulación la ganancia de todos los detectores es idéntica, mientras que sólo podemos estimar aproximadamente las ganancias relativas de los detectores reales (§4.1.3). Volveremos sobre esta discrepancia al hablar del estudio de la distribución de la luz Cherenkov en torno al eje de la cascada. Podemos ver el efecto de esta diferencia sobre la determinación del *core* en la figura 4.25 (izquierda). En el eje y se representa la mediana del error obtenido a partir del ajuste ($\sqrt{\sigma^2_{xcore} + \sigma^2_{ycore}}$) en función del número de detectores utilizados en éste. Especialmente para los sucesos pequeños podemos ver que la simulación subestima claramente el error del método. En el caso de la matriz de centelleadores (figura 4.25, derecha), los sucesos registrados muestran en media distribuciones de *mips* menos concentradas que los de la simulación, es decir, parámetros *rmeanp* más altos y en consecuencia *cores* peor definidos. Para estimar nuestra verdadera resolución en la determinación del *core* podemos comparar la posición determinada por AIROBICC y por el centelleador. Naturalmente, para aquellas cascadas con el *core* real situado fuera de los límites de la matriz, el método del centro de gravedad introduce un error sistemático (por reconstruirlo en el borde de la matriz), así que la comparación sólo tendrá sentido hacerla con los sucesos con el *core* reconstruido relativamente cerca del centro de ésta.

En la figura 4.26 (izquierda) vemos la distribución de las distancias entre los *cores* de AIROBICC y centelleador para aquellos sucesos en los que el *core* final ha sido localizado en el interior de la matriz y a más de treinta metros del borde, tanto para los sucesos reales como para los de la simulación. Pueden caracterizarse estas distribuciones mediante el parámetro Δ_{68}, aquel valor para el cual el 68% de los sucesos verifica que la distancia entre ambos *cores* es menor que Δ_{68}.

Para la simulación Montecarlo, $\Delta_{68,MC} = 13\ m$, y para los datos reales $\Delta_{68,datos} = 30.6\ m$. Si la desviación en x e y de los *cores* reconstruidos respecto al verdadero sigue una distribución gaussiana, puede demostrarse que $\Delta_{68} = \sqrt{\sigma^2_{68,cent} + \sigma^2_{68,AIR}}$. Según la simulación, las desviaciones de los *cores* reconstruidos son aproximadamente gaussianas, lo suficiente como para que se verifique la relación anterior, $13\ m = \sqrt{(6.8\ m)^2 + (11\ m)^2}$ (el cálculo de los valores de $\sigma_{68,cent}$ y $\sigma_{68,AIR}$ conocida la posición real del *core* puede verse en la fig. 4.26, derecha). El error en la determinación final del *core* se calcula de la misma forma (con los sucesos simulados) y resulta ser $\sigma_{68,final,MC} = 5.8\ m$. Al obtenerse el *core* final mediante una media ponderada, éste error $\sigma_{68,final,MC}$ verifica la siguiente relación con $\sigma_{68,cent}$ y $\sigma_{68,AIR}$:

$$\sigma_{68,final,MC} = \left(\sqrt{\frac{1}{\sigma^2_{68,cent}} + \frac{1}{\sigma^2_{68,AIR}}} \right)^{-1} \tag{4.10}$$

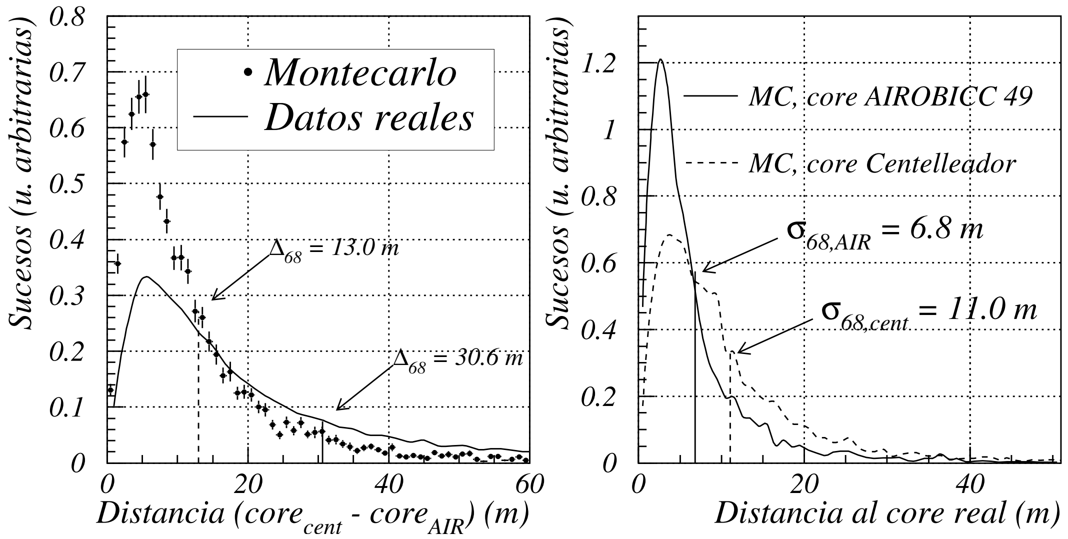

Figura 4.26: *Distancia entre el core determinado por AIROBICC 49 y el obtenido por la matriz de centelleo (izquierda). Comparación, para los sucesos simulados, con la verdadera posición del core (derecha).*

Para estimar el error $\sigma_{68,final,datos}$ de la determinación final del *core* en los sucesos reales podemos utilizar las fórmulas anteriores. Partimos del valor de

$\Delta_{68,datos} = 30.6\ m$. Como desconocemos los valores de $\sigma^2_{68,cent}$ y $\sigma^2_{68,AIR}$ para los datos reales, haremos la suposición adicional de que las contribuciones relativas de estas dos cantidades a $\Delta^2_{68,datos}$ son las mismas que en la simulación. De esta forma obtenemos $\sigma_{68,cent} = 26\ m$ y $\sigma_{68,AIR} = 16.2\ m$. Por último, aplicando la fórmula (4.10), $\sigma_{68,final,datos} = ((26\ m)^{-2} + (16.2\ m)^{-2})^{-1/2} = 13.7\ m$ será el error final en la determinación del *core* cuando éste está contenido dentro de los límites de la matriz.

4.2.2 Estimación de la dirección de la cascada

Nuestro objetivo final es la búsqueda de anisotropías estadísticamente significativas en la distribución de las direcciones de llegada de la radiación cósmica primaria, originadas por fuentes cósmicas de fotones gamma de muy alta energía. Por ello, para el análisis de los datos llevado a cabo en el presente trabajo, la información más relevante acerca de las cascadas atmosféricas registradas por nuestro detector es la dirección de incidencia de la partícula primaria.

El frente de partículas cargadas y fotones γ de baja energía que constituye la cascada atmosférica tiene aproximadamente la forma de un disco, prácticamente plano, perpendicular a la dirección de incidencia de la partícula primaria (eje de la cascada), que se desplaza hacia abajo a una velocidad muy próxima a la de la luz. Este frente no es perfectamente plano porque las partículas más distantes del

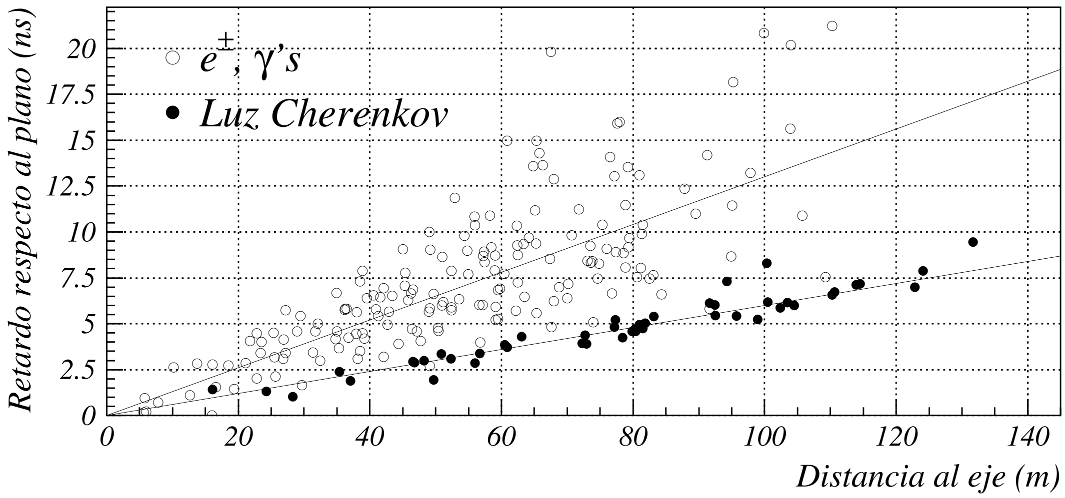

Figura 4.27: *Frentes de una cascada atmosférica para una cascada real que disparó 48 detectores de AIROBICC y 175 de la matriz de centelleadores. La relación de escalas entre el eje de ordenadas y el de abcisas (si midiéramos ambos en metros) es aproximadamente 1:20, por lo que la forma cónica de los frentes aparece exagerada.*

eje de la cascada han sufrido más desviaciones debidas a la dispersión múltiple y por ello llegan al nivel de observación con cierto retardo respecto al hipotético frente plano. En buena aproximación dicho retardo crece linealmente con la distancia r de las partículas al eje de la cascada, $\Delta t \simeq r \times 0.13\ ns/m$, por lo que el frente puede describirse mejor como un cono cuyo eje tiene la dirección de incidencia de la partícula primaria. El frente de fotones Cherenkov tiene también forma cónica pero se aproxima aún más a un plano: $\Delta t \simeq r \times 0.06\ ns/m$. Como las partículas y los fotones Cherenkov de la cascada viajan aproximadamente a velocidad $c \simeq 0.3\ m/ns$ las generatrices de dichos conos forman con el plano perpendicular al eje ángulos de $0.13 \times 0.3 = 0.039\ radianes$ y $0.06 \times 0.3 = 0.018\ radianes$ respectivamente. A este parámetro nos referiremos en lo sucesivo como "pendiente" del cono.

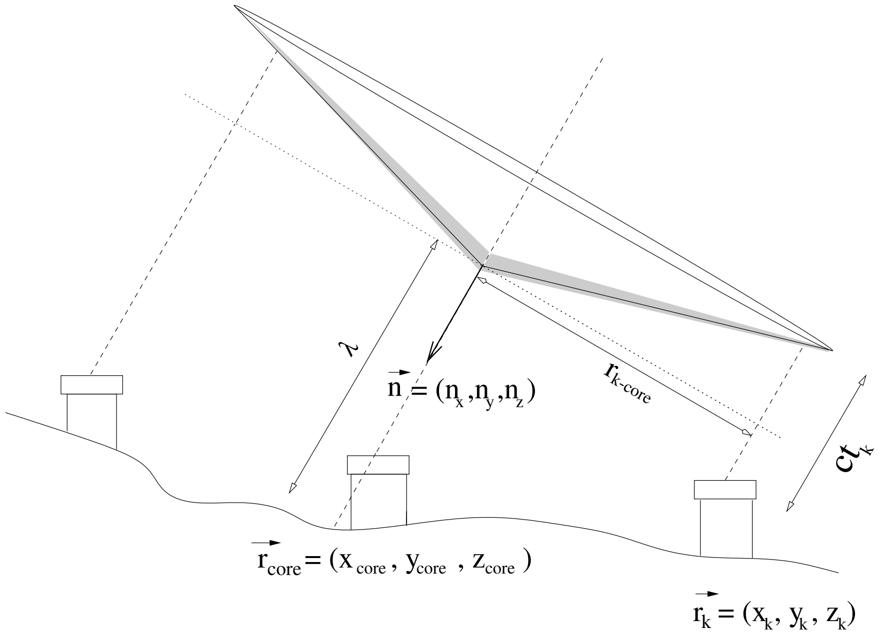

Figura 4.28: *Esquema del ajuste realizado para obtener la dirección de las cascadas. La función ajustada a los datos experimentales* $(\vec{r}_k,\ c \cdot t_k)$ *es* $f_k = (\vec{r}_k - \vec{r}_{core}) \cdot \vec{n} + \lambda + r_{k-core} \times m$*, donde* m *es la pendiente del cono y* $r_{k-core} = |\vec{r}_k - \vec{r}_{core} - ((\vec{r}_k - \vec{r}_{core}) \cdot \vec{n}) \cdot \vec{n}|$ *es la distancia de la caseta* k *al eje de la cascada.*

Para determinar la dirección de la partícula primaria realizamos un ajuste a un cono utilizando como datos las señales temporales registradas por los detectores y sus posiciones. Durante el ajuste se utilizan como parámetros *fijos* las coordenadas del *core* obtenido con anterioridad y la pendiente del cono, cuyo valor medio se ha obtenido de la simulación Montecarlo. Aplicaremos este método por separado a los datos de la matriz de centelleadores y de AIROBICC. Para el caso de la matriz de centelleadores pueden utilizarse modelos más complejos de la forma del frente (ver [64]) que proporcionan con mayor precisión la dirección del primario. En este trabajo no los hemos utilizado ya que nosotros analizaremos únicamente sucesos registrados durante los periodos de funcionamiento de AIROBICC, cuya resolución angular, como veremos, es mucho mejor que la de los centelleadores.

Los parámetros libres en el ajuste son tres: los dos cosenos directores del vector unitario cuya dirección es la del eje del cono y un parámetro llamado λ que permite "desplazar" el cono a lo largo del eje. Este parámetro ha sido representado en la figura 4.28 como la distancia entre el vértice del cono y el core, lo cual sólo sería cierto en el caso de que el origen de medida de tiempos de las casetas fuera el instante en el que el *core* de la cascada llega al nivel de observación. En realidad, el origen de medida de tiempos es el instante en el que los módulos TDC reciben la señal lógica (*START*) procedente de los módulos de coincidencias, una vez que éstos verifican que se ha cumplido la condición de trigger. Por tanto, dicho origen de tiempos depende de qué matriz (AIROBICC o la de centelleadores) detecte en primer lugar la cascada, y también de la dirección de la misma. En todo caso, dado que en el ajuste al cono λ es un parámetro variable, es irrelevante cualquier desplazamiento del origen de medida de tiempos (salvo casos extremos en que, por ejemplo, se adelantara tanto el *trigger* que el rango útil de los TDCs, unos 600 ns, fuera demasiado corto para registrar las señales de algunas de las casetas).

Procedimiento de ajuste

Para obtener el cono que mejor se ajusta a los $t_1, t_2, ..., t_N$ tiempos medidos experimentalmente nos basaremos en el principio de máxima verosimilitud. Sean n_1, n_2, λ valores *concretos* cualesquiera de los parámetros libres del ajuste. Podemos preguntarnos cuál es la probabilidad, dados dichos valores de los parámetros, de obtener como resultado de nuestro experimento el conjunto concreto de N medidas $t_k \pm \sigma_k$ que hemos registrado (las σ_k son las incertidumbres en las medidas). A esta probabilidad la llamamos *verosimilitud* de los parámetros (n_1, n_2, λ) dados los datos. El principio de máxima verosimilitud afirma precisamente que los valores más probables de los parámetros buscados son aquellos cuya verosimilitud es máxima. Puede demostrarse que, para el caso de distribución gaussiana de los datos, los parámetros de máxima verosimilitud son aquellos que hacen mínima la función

$$\chi^2(n_1, n_2, \lambda) = \frac{1}{N-3} \cdot \sum_{k=1}^{N} P_k^2 \cdot (f_k(n_1, n_2, \lambda) - c \cdot t_k)^2 \tag{4.11}$$

N-3 es el número de grados de libertad (N puntos ajustados con 3 parámetros libres), y $P_k^2 = 1/\sigma_k^2$ es el peso con el que la medida t_k contribuye a χ^2. Es decir, que el principio de máxima verosimilitud conduce a un ajuste por mínimos cuadrados. Este principio, que proporciona estimadores no sesgados de los parámetros desconocidos, consiste esencialmente en identificar *la probabilidad de los datos dados los parámetros* (un número calculable) con *la probabilidad de los parámetros dados los datos* (que no es calculable pues no sabemos cuál es la distribución de probabilidad de los parámetros en el "espacio de los datos"). Cuanto menos se ajusten los datos al modelo, mayor será el valor mínimo de χ^2. Tampoco deberíamos encontrar valores excesivamente pequeños de χ^2, pues esto indicaría que los datos se ajustan al modelo más de lo que parece probable dadas sus propias fluctuaciones (la causa suele ser que se han sobreestimado las incertidumbres en los datos). Suponiendo que las medidas t_k obedezcan a distribuciones normales (de anchura σ_k), puede de hecho calcularse teóricamente la distribución de probabilidad de los valores mínimos de χ^2 (cuya media es 1), distribución que, de ser correcto el modelo (en nuestro caso, el cono), deberían seguir los χ^2 obtenidos tras muchas repeticiones del experimento.

La función que define el cono (ver pie de la figura 4.28) no es lineal en dos de los parámetros libres (n_1, n_2). Esto hace que no podamos minimizar χ^2 de manera analítica, y debemos recurrir a un método aproximado iterativo, el método de Marquardt (ver [94]). En las sucesivas iteraciones, se van obteniendo conjuntos de parámetros que disminuyen el valor de χ^2, deteniéndose el proceso cuando la variación de χ^2 entre dos pasos consecutivos es menor que un determinado valor (condición de convergencia), que en nuestro programa es igual a 0.001. Este es el procedimiento utilizado para todos los ajustes que realiza el programa de reconstrucción que describiremos a continuación, así como el que permite calcular

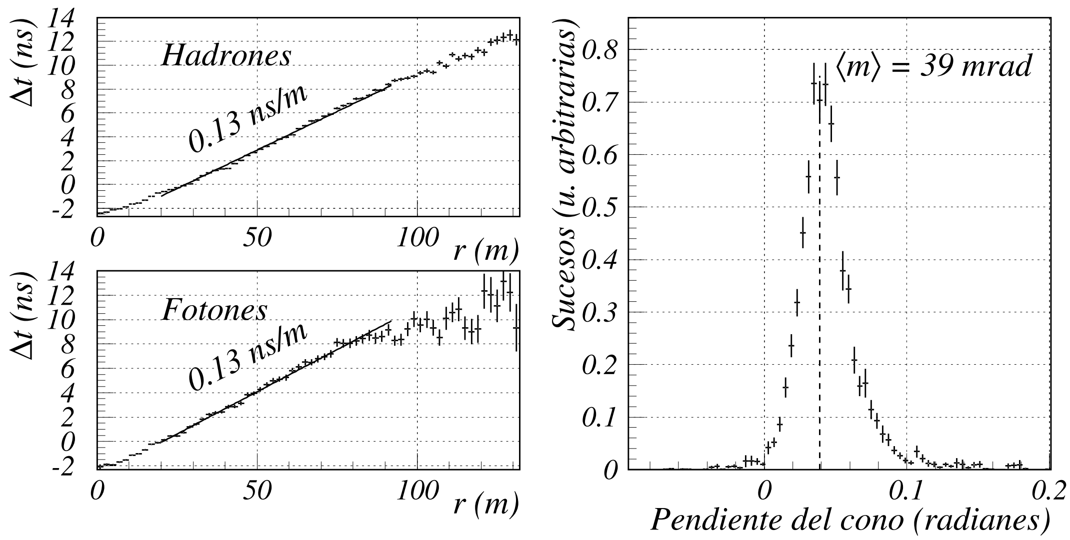

Figura 4.29: *Residuo medio del ajuste del frente de la cascada ($e^{\pm}, \gamma s$) a un plano (Δt) en función de la distancia al eje de la misma (r) para los sucesos simulados cuyo core dista más de 60 metros de los límites de la matriz (izquierda). Distribución de las pendientes resultantes del ajuste al cono libre (derecha).*

la posición del *core* con AIROBICC que fue tratado en un apartado anterior.

Aplicación a la matriz de centelleadores

La pendiente del cono al que debemos ajustar las señales de tiempo de los detectores de centelleo la encontramos utilizando los sucesos simulados por el método de Montecarlo: ajustamos el frente de cada cascada a un plano (dando el mismo peso a todas las señales) y observamos que los residuos de dicho ajuste para sucesos con el *core* bien centrado en la matriz (es claro que debemos excluir los sucesos cuyo *core* esté cerca de los límites de la matriz para evitar que el ajuste de la dirección esté sesgado) dependen linealmente de r (distancia al eje de la cascada). La pendiente de la recta ajustada resulta ser de 0.13 ns/m = 39 mrad (ver figura 4.29). Durante la reconstrucción rutinaria de los datos, por tanto, ajustamos el frente directamente a un cono de dicha pendiente. Se hace para todos los sucesos un segundo ajuste (al que nos referiremos como "ajuste al cono libre") en el que se deja la pendiente del cono como un parámetro libre más, verificándose que la distribución resultante de pendientes al analizar todos los sucesos simulados tiene su máximo en 0.13 ns/m.

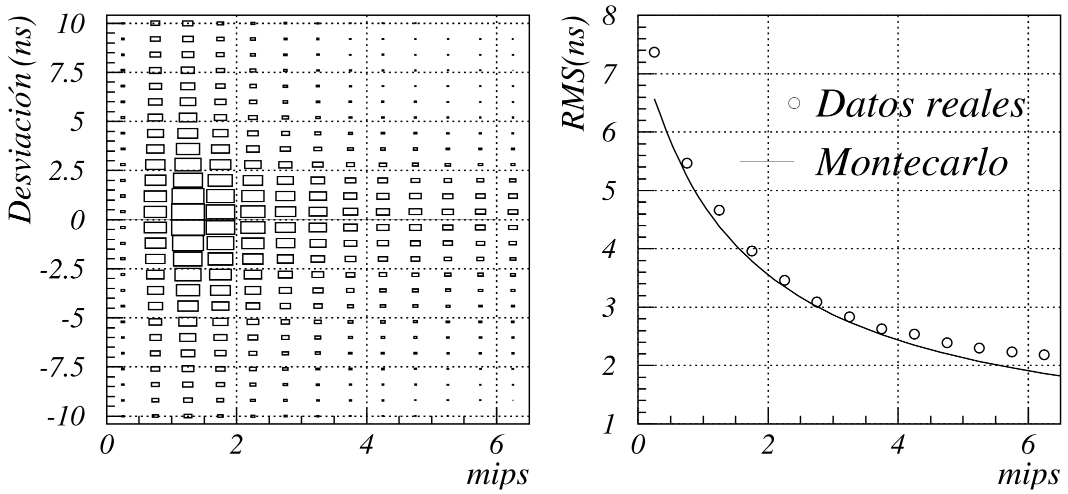

Figura 4.30: *Dependencia de la resolución temporal de los detectores de centelleo con el número de mips registrados por estos. A la izquierda se muestran las desviaciones de las señales de tiempo de todos los detectores respecto al cono ajustado (la escala en z es lineal); a la derecha, la RMS de estas desviaciones en función del número de mips registrados. La línea es el resultado obtenido en la simulación de Montecarlo. Pese a que el comportamiento de los datos difiere apreciablemente del de la simulación para más de 6 mips, el acuerdo es razonable entre 0 y 6 mips, donde se encuentran aproximadamente el 95% de las señales registradas.*

Resolución temporal. El tamaño de las fluctuaciones de las señales de tiempo registradas por cada contador de centelleo depende del número de partículas que inciden sobre él (ver figura 4.30). Dichas fluctuaciones son aproximadamente gaussianas cuya desviación estándar puede parametrizarse en función del número de *mips* y realizar así el ajuste al cono con pesos diferentes para la señal de cada contador ($P_k^2 = 1/\sigma_k^2$):

$$\begin{aligned} &\sigma_k = 1\ ns && \text{si mips} > 20 \\ &\sigma_k = 0.45 + 11/(1.55 + mips)\ ns && \text{si mips} \leq 20 \end{aligned} \tag{4.12}$$

Esta parametrización se ha obtenido a partir de la simulación de Montecarlo, representando para todos los sucesos reconstruidos las desviaciones respecto al cono en función del número de *mips*, y difiere de la utilizada previamente por Karle y Merck (ver [79] y [58]) en la reconstrucción de los datos tomados antes del cambio de la electrónica CAMAC por fastbus. Analizando los sucesos reales se obtiene una parametrización similar (ver figura 4.30).

Cada uno de los ajustes (cono fijo y libre) se realiza en realidad tres veces para cada suceso con el objeto de identificar y excluir señales espurias: tras el primer ajuste se eliminan todas las señales temporales que se alejen más de $25 \cdot \sigma_k$ del cono ajustado. Se repite el ajuste con las señales supervivientes y a continuación se corta de nuevo a una distancia de $5 \cdot \sigma_k$, tras lo cual se lleva a cabo el ajuste definitivo. Si después del segundo de los tres ajustes se detecta que la señal de una caseta eliminada previamente es de nuevo "aceptable" (su distancia al último ajuste es menor que la de corte), dicha señal es recuperada en la reconstrucción final. En la figura 4.31 se muestra el histograma del número de detectores con señal no utilizados en el ajuste final.

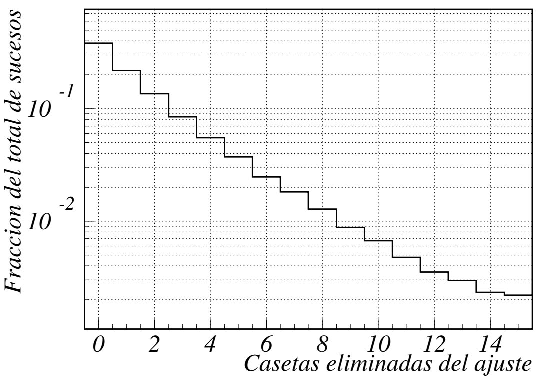

Figura 4.31: *Detectores de centelleo eliminados en el ajuste al cono fijo.*

Obtención de la dirección de la cascada con AIROBICC

El frente de luz Cherenkov generada por las partículas de la cascada puede también aproximarse por un cono, cuya pendiente es de unos 18 milirradianes. El frente luz Cherenkov está mejor definido que el de partículas, es decir, las fluctuaciones en los tiempos de llegada de los fotones Cherenkov son menores que las correspondientes fluctuaciones de los electrones, positrones, y fotones gamma de baja energía que detectamos con los centelleadores (como puede verse en el ejemplo de la fig. 4.27). Gracias a esto, el detector AIROBICC puede obtener una determinación más precisa de la dirección del rayo cósmico incidente incluso con una "superficie sensible" de muestreo mucho menor (unos 6 m^2 de AIROBICC 49 comparados con alrededor de 250 m^2 del centelleador en su mejor configuración). En la siguiente sección se estudiarán y compararán las resoluciones angulares de ambos detectores.

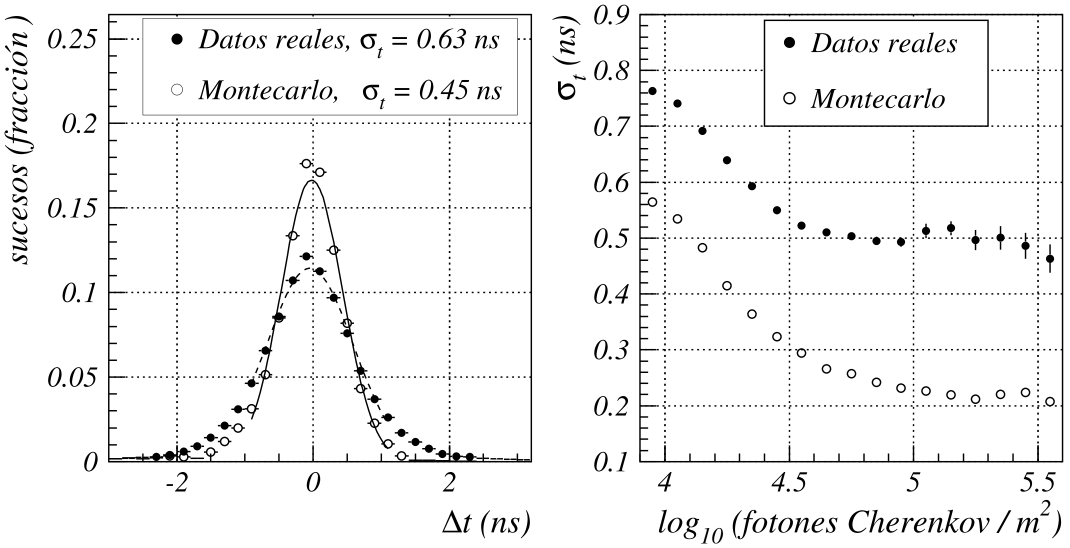

Figura 4.32: *Resolución temporal de los detectores de AIROBICC (se han considerado conjuntamente todos los detectores de AIROBICC 49).*

Con las señales de tiempo registradas por los detectores de AIROBICC se hacen tres ajustes: a un plano, a un cono de pendiente fija y a otro de pendiente variable. Cada uno de ellos utiliza como dirección de partida la calculada en el ajuste anterior (la obtenida con la matriz de centelleo en el primer caso). Al igual que en el caso de los centelleadores, los ajustes al cono se hacen cada uno tres veces, excluyéndose de los ajustes sucesivos las casetas que se alejan más de $15 \cdot \sigma_k$ del primero o más de $3 \cdot \sigma_k$ del segundo. Los cortes son más estrictos, ya que el nivel de ruido de los detectores de AIROBICC es muy superior debido a la luz de fondo del cielo nocturno. Las fluctuaciones Δt de los tiempos medidos por los detectores respecto a la superficie del cono ajustado son gaussianas para $-1\ ns < \Delta t < 1\ ns$ (para valores mayores de $abs(\Delta t)$ la distribución se ajusta mejor a una exponencial). La desviación estándar σ_t de dichas gaussianas es una medida de la resolución temporal de los detectores, que incluye también las fluctuaciones intrínsecas del frente de luz Cherenkov. En la figura 4.32 vemos la distribución de Δt para los sucesos reales y simulados, y la dependencia de σ_t con ρ_L, la densidad de fotones Cherenkov registrada. Vemos que aunque la dependencia de σ_t con ρ_L tiene una forma similar en ambos casos, la simulación subestima en 0.2 - 0.3 ns los valores de σ_t. Otra diferencia entre el experimento real y la simulación es que las variaciones del valor de σ_t entre los diferentes detectores de la matriz, despreciables en la simulación (su electrónica se simula de manera idéntica), son en la práctica considerables, debido fundamentalmente al mejor o peor estado de sus correspondientes módulos electrónicos, el cual además varía en los sucesivos días de toma de datos. Por ello se ha optado, por simplicidad, por considerar σ_t independiente de la amplitud registrada pero diferente para cada detector de AIROBICC y variable de noche a noche. A continuación veremos cómo determinar su valor (en la reconstrucción de los sucesos simulados los valores de σ_t los tomaremos todos iguales a 0.5 ns).

Cálculo de σ_t y corrección de t_{cable}. Determinaremos la resolución σ_t de las medidas de tiempo de cada detector mediante un proceso iterativo. Antes de la reconstrucción definitiva de los datos de una noche, analizaremos los sucesos de alta energía (más de 20 detectores de AIROBICC disparados) de entre los cincuenta mil primeros. Realizamos el ajuste al cono fijo de AIROBICC para cada uno de estos sucesos tomando como resolución para todos los detectores $\sigma_t = 0.75\ ns$. Histogramamos para cada detector las desviaciones respecto a dicho ajuste, que mostrarán una distribución aproximadamente gaussiana. Obtenemos los parámetros de la gaussiana de cada detector (i, j) mediante un ajuste

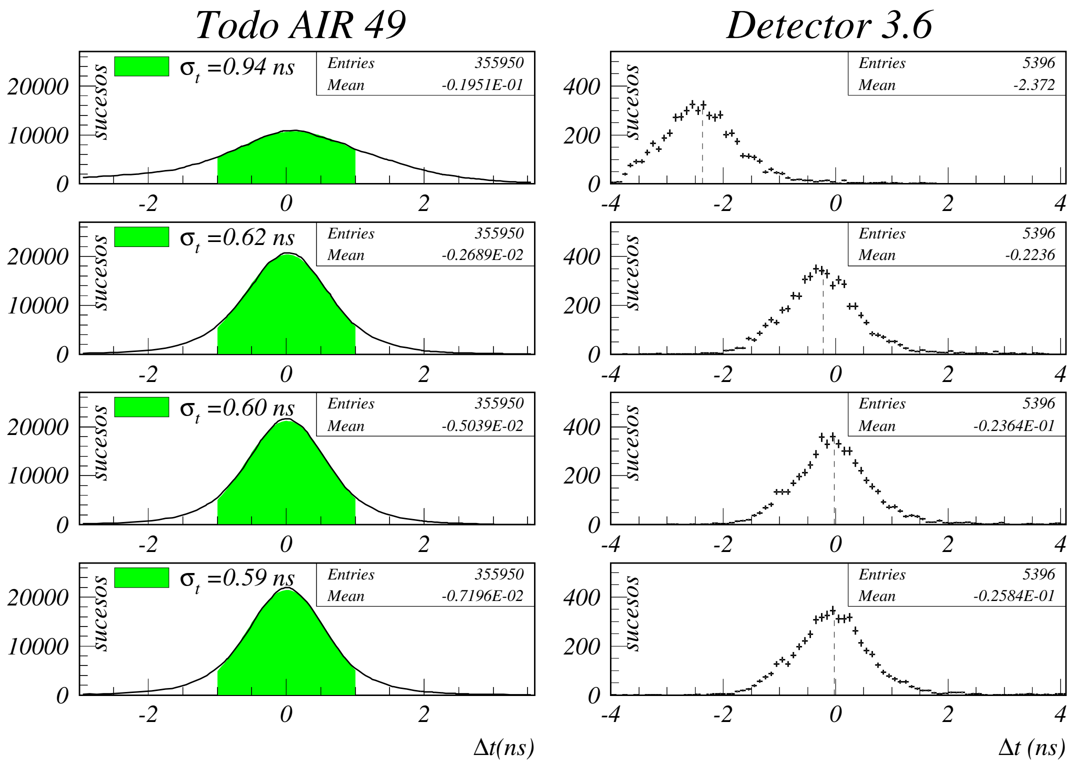

Figura 4.33: *Cálculo de σ_t y corrección de t_{cable} (datos reales) para las iteraciones sucesivas descritas en el texto.*

por mínimos cuadrados. Tomaremos la anchura $\sigma_t(i,j)$ de la gaussiana como resolución temporal del correspondiente detector, y su media la utilizaremos para la corrección de su *longitud de cable* $t_{cable}(i,j)$. Este "preanálisis" lo realizaremos cuatro veces con los mismos sucesos, y a partir de la segunda utilizaremos para el ajuste al cono fijo los valores de $\sigma_t(i,j)$ y $t_{cable}(i,j)$ calculados en la iteración anterior. Las longitudes de los cables se recalculan también en cada iteración para la matriz de centelleadores, aunque no la resolución temporal de sus detectores, que se calcula siempre en función del número de *mips* según la fórmula 4.12. La razón de limitar este preanálisis a los sucesos de más alta energía es evidente: un detector cuya *longitud de cable* o resolución temporal esté lejos de la que se le supone en el ajuste puede "estropear" fácilmente la dirección del eje obtenida en éste si sólo unos pocos detectores han participado en la operación. Si, por el contrario, al menos veinte han tomado parte en el ajuste, es de esperar que su efecto en el resultado final sea poco importante (suponiendo, claro está, que una gran mayoría de los detectores de la matriz parte de unos valores de σ_t y t_{cable} correctos). En la figura 4.33 se muestra el funcionamiento de este método en la reconstrucción de los datos de un *run*. Cada fila de dos gráficas corresponde a los resultados después de una iteración. En la columna de la izquierda vemos la evolución de Δt y σ_t para el conjunto de los 49 detectores. Puede verse como decrece la anchura de la distribución de Δt según vamos corrigiendo, tras cada iteración, los valores de σ_t y t_{cable}. Cada vez los ajustes al cono son más precisos por serlo las estimaciones de σ_t y t_{cable}, y por ello los valores de $|\Delta t|$ disminuyen progresivamente. La mayor mejora se produce tras la primera iteración, y se debe sobre todo a la corrección de t_{cable} para algunos detectores cuyo valor original (calculado con la información de los sucesos de calibración) es erróneo por algunos nanosegundos. En la columna de la derecha vemos un ejemplo de la evolución de $\langle \Delta t \rangle$ para un detector así.

Tras la reconstrucción definitiva de los datos, la dirección que finalmente emplearemos para la búsqueda de fuentes de radiación γ será la resultante del ajuste al cono fijo de los datos de AIROBICC, por ser como ya veremos el que permite obtener una mejor resolución angular. En cascadas con el *core* próximo al borde de la matriz los otros dos ajustes –cono libre, plano– son obviamente menos fiables dada la asimetría respecto al *core* de los datos registrados. El ajuste al cono libre nos proporciona un parámetro (la pendiente del cono) que puede utilizarse para realizar cortes de calidad en los datos, mientras que el ajuste al plano puede ser útil para tener una estimación (si bien poco precisa) de la dirección de los sucesos en los que no converja el ajuste al cono fijo. La figura 4.34 muestra algunos resultados significativos de los ajustes en una noche de toma de datos: En (a) podemos ver el residuo Δt del ajuste al cono fijo frente a la distancia r al eje de la cascada en forma de gráfica de curvas de nivel (el eje z corresponde al número de señales). Las correspondientes distribuciones de χ^2 (normalizado) las vemos en (c). Los valores obtenidos por simulación no concuerdan exactamente con los observados experimentalmente, debido a las diferencias ya mencionadas

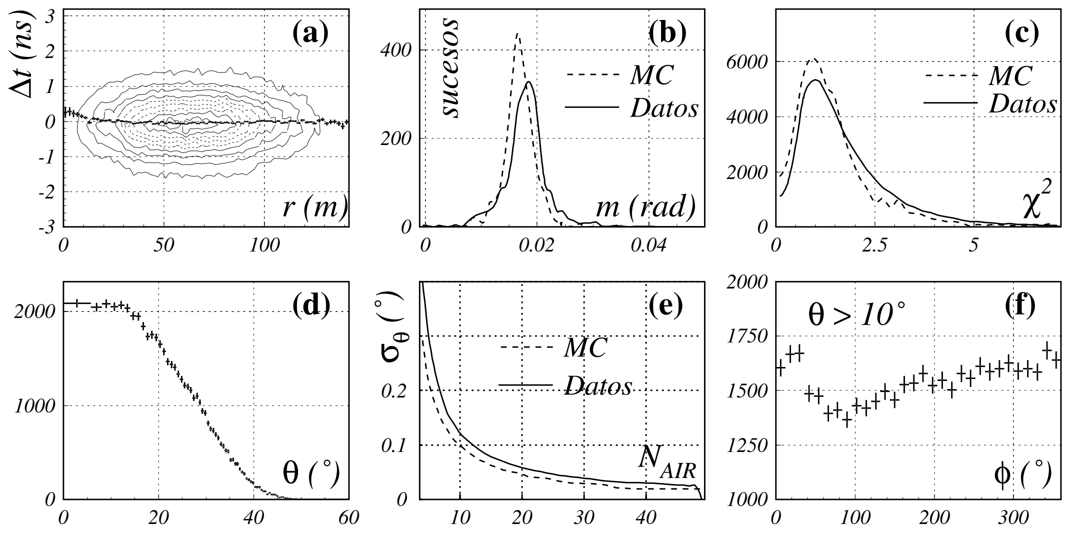

Figura 4.34: *Resultados del ajuste al cono del frente de luz Cherenkov de las cascadas registradas con AIROBICC (ver texto) cuyo core está al menos 30 metros en el interior de la matriz (60 m para la gráfica b).*

entre la resolución temporal de los detectores reales y los simulados. En ninguno de los dos casos la distribución χ^2 tiene media 1 debido a que las fluctuaciones de los tiempos medidos por las casetas tienen colas no gaussianas. En lo sucesivo, rechazaremos en nuestro análisis de los datos aquellos sucesos con $\chi^2 > 3$ en el ajuste al cono fijo con AIROBICC. En (b) se muestran las distribuciones de pendientes obtenidas en el ajuste al cono libre, que son ligeramente distintas en los datos reales y en la simulación. Esta discrepancia, cuyo origen desconocemos, fue ya señalada en trabajos anteriores (ver por ejemplo [95]).

Una vez obtenidos los cosenos directores de la dirección del eje de la cascada los convertiremos a coordenadas locales (θ, ϕ), siendo θ el ángulo cenital y ϕ el azimut medido desde el sur en el sentido S-W-N-E. En la figura 4.34 (d y f) podemos ver los histogramas de θ y ϕ: en (d) la anchura $\Delta\theta$ de los canales disminuye progresivamente de forma que todos ellos corresponden a un mismo ángulo sólido, por lo que su contenido es proporcional a la aceptancia de los detectores de AIROBICC (que es constante hasta $\simeq 15°$ y decrece más o menos linealmente hasta 40° [59]). El error σ_θ en el ángulo cenital deducido a partir del ajuste disminuye rápidamente con el número N_{AIR} de detectores utilizados en el éste (e). Veremos próximamente que la resolución angular de AIROBICC varía de manera muy similar. Los valores de σ_θ predichos por la simulación son algo menores, como consecuencia de la mejor resolución temporal de los detectores. Por último, las variaciones de aceptancia con ϕ (f) en los datos reales se deben a la diferente eficiencia de los fotomultiplicadores (todos ellos orientados de la misma manera) según la dirección de incidencia de la luz.

4.2.3 Ajuste NKG

Una vez conocida la posición del *core* y la dirección del eje de la cascada nos interesa estimar la energía de la partícula primaria. Una medida muy utilizada de la energía de una cascada atmosférica es el número total N_e de partículas cargadas ($e^{\pm}$) detectadas en el nivel de observación (llamado frecuentemente "tamaño de la cascada"). Nuestra matriz no nos proporciona una medida directa de N_e, pues como ya hemos mencionado, sobre los detectores de centelleo de HEGRA se ha colocado una capa de plomo de espesor igual a una longitud de radiación con el fin de eliminar los $e^{\pm}$ de baja energía ($\lesssim$ 10 MeV) y hacer detectables los γs secundarios, más numerosos. Llamaremos N_s al número total de partículas de la cascada *detectables* por los centelleadores, que serán fundamentalmente fotones γ de energía $\gtrsim$ 10 MeV. Como existe una proporcionalidad entre N_s y N_e prácticamente independiente de la energía del primario ([77], [76]), podremos utilizar N_s en lugar de N_e como estimador del tamaño de la cascada y por tanto de su energía.

Obviamente ninguna matriz de centelleadores puede efectuar un recuento exhaustivo de las partículas de la cascada (ya sean $e^{\pm}$ o γs) puesto que el área efectiva de detección es sólo una pequeña fracción de la superficie ocupada por ésta (0.6% en nuestro caso). Sin embargo, la densidad de electrones (e$^{\pm}$) ρ_e a una altura dada en una cascada atmosférica puede parametrizarse de forma aproximada en función de la distancia r al eje de la misma mediante la fórmula NKG [44] (ver §1.1.1):

$$\rho_e(r) = \frac{N_e}{r_M^2} \cdot \left(\frac{r}{r_M}\right)^{s-2} \cdot \left(1 + \frac{r}{r_M}\right)^{s-4.5} \cdot \frac{\Gamma(4.5-s)}{2\pi \cdot \Gamma(s) \cdot \Gamma(4.5-2s)} \tag{4.13}$$

Los dos parámetros que aparecen en esta expresión son N_e y s, el "parámetro de la edad" que indica el grado de desarrollo de la cascada: $s = 0$ corresponde a la altura de la primera interacción, $s = 1$ a la del máximo de la cascada y $s = 2$ a la altura a la que la cascada se extingue. El parámetro s está directamente relacionado con cómo de rápido disminuye la densidad de partículas al alejarnos del eje de la cascada. El *radio de Molière* de dispersión múltiple[2] en el aire, r_M, depende únicamente de la altura, siendo igual 79 m a nivel del mar y 106 m a la altura del observatorio HEGRA (2200 m). La distribución lateral de fotones γ secundarios también puede describirse usando la fórmula 4.13 aunque los valores de los parámetros s y N serán por supuesto diferentes [103]. Así, si sustituimos ρ_e por la densidad de partículas ρ_s registrada por nuestros detectores (en $mips/m^2$), la fórmula 4.13 seguirá siendo válida sin más que reemplazar N_e por N_s. En realidad la fórmula NKG sólo es rigurosamente válida para describir la

[2] El desarrollo transversal de las cascadas electromagnéticas en diferentes materiales escala en buena aproximación con el parámetro r_M [1], que es por ello la escala natural de medida de longitudes en este contexto.

distribución lateral de partículas en cascadas puramente electromagnéticas (como serían las iniciadas por fotones o electrones), pero se ajusta bastante bien a la distribución real en las iniciadas por rayos cósmicos cargados [103].

Para obtener los valores más probables de N_s y s para las cascadas registradas por HEGRA divimos el área ocupada por las matrices en anillos de diez metros de anchura perpendiculares al eje de la cascada y centrados en el *core*, siendo el menor de ellos el de radios interior y exterior de 10 y 20 m (ver figura 4.35, izquierda). Para todos los anillos que contengan al menos una caseta de centelleador con señal, sumamos el área efectiva de los plásticos centelleadores de todas las casetas contenidas en el anillo (incluyendo aquellas sin señal). Sumamos igualmente el número de *mips* registrado por todas las casetas del anillo y dividimos este número por el área total de centelleador en el anillo. Obtenemos de esta manera la densidad media de partículas ρ_s a la distancia r, siendo r el radio del anillo (que tomamos como la media de sus radios interior y exterior). Es importante tener en cuenta los detectores sin señal contenidos en los anillos considerados, dado que si no lo hiciéramos así sobreestimaríamos sistemáticamente la densidad de partículas a grandes distancias del *core*. Para calcular la incertidumbre en la densidad de partículas suponemos que el número de *mips* que registra cada caseta sigue la estadística de Poisson, con fluctuaciones iguales a la raíz cuadrada del número de *mips*, y asignaremos una incertidumbre de ± 1 *mip* a las casetas sin señal o con señales inferiores a 1 *mip*. Tenemos pues un conjunto de pares de valores $(\rho_{s,i}, r_i)$, tantos como anillos con señal. A estos datos añadi-

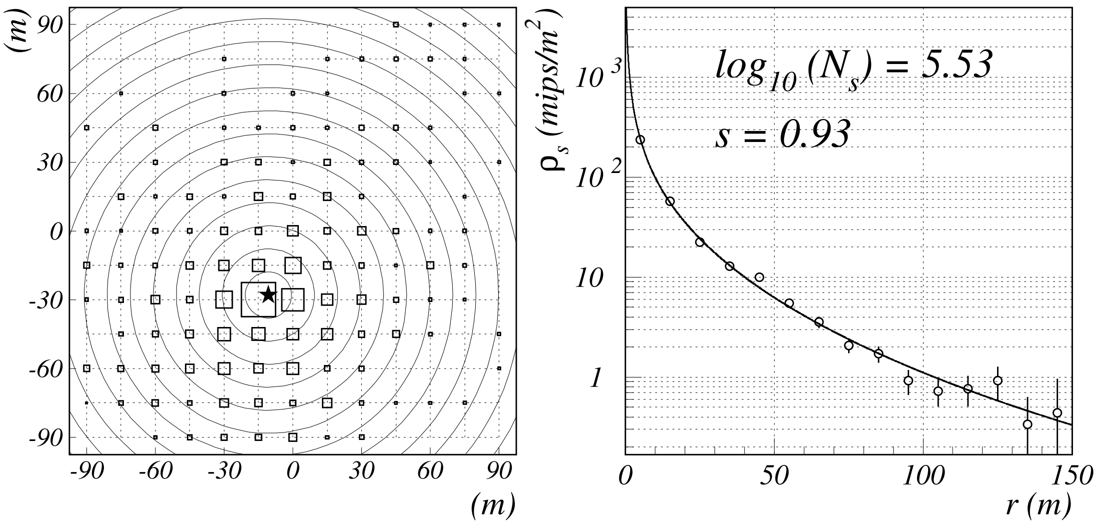

Figura 4.35: *Fórmula NKG. Procedimiento de ajuste aplicado a una cascada de incidencia vertical (datos reales). El tamaño de los cuadrados en la gráfica de la izquierda es proporcional a la densidad de partículas registrada en cada detector.*

mos la información de las casetas que distan del *core* menos de diez metros, que serán tratadas de forma individual dado que se cometería un error considerable si se les asigna a todas ellas una distancia común al *core* como hacemos para las casetas contenidas en los anillos. El paso siguiente es determinar, mediante un ajuste por mínimos cuadrados de los datos $(\rho_{s,i}, r_i)$ a la fórmula NKG, los valores más probables de s y N_s para la cascada estudiada (fig. 4.35, derecha). En todo este procedimiento los detectores de la submatriz de Hamburgo (matriz 1) no son considerados cuando la señal de alguno de ellos es mayor de 10 *mips* para evitar utilizar en el ajuste valores saturados. Los detectores de la matriz 0 pueden medir sin saturarse amplitudes de hasta 100 *mips*; si alguno de ellos supera este valor, utilizaremos en el ajuste NKG únicamente aquellos anillos situados a mayor distancia del *core* que aquel que contiene el detector saturado.

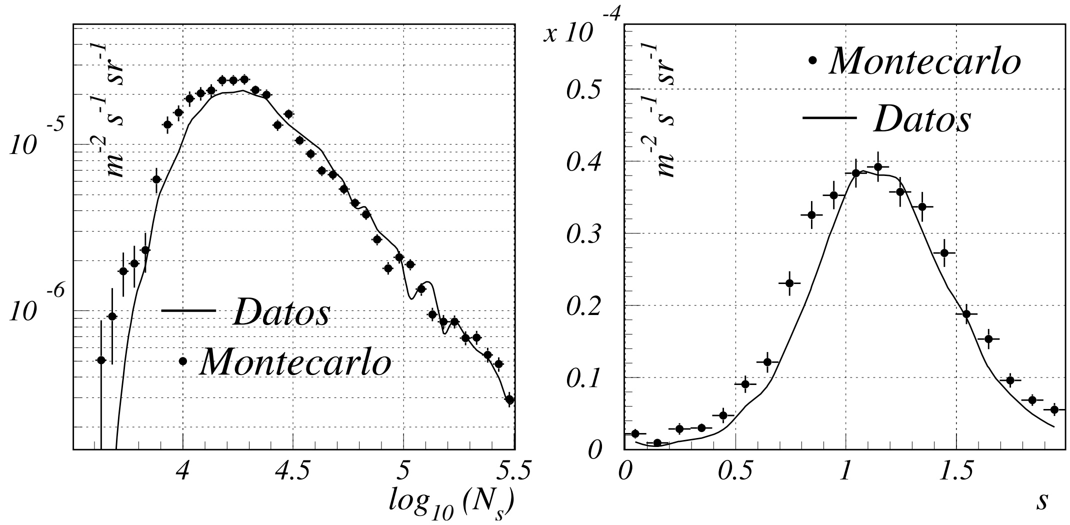

Figura 4.36: *Resultados del ajuste NKG. A la izquierda vemos el espectro del parámetro N_s y a la derecha la distribución de edades de las cascadas. Se han representado únicamente sucesos con al menos 14 detectores de centelleo disparados (condición de trigger de la matriz de centelleo), core reconstruido al menos 30 m en el interior de la matriz y ángulo cenital (determinado por AIROBICC) menor de* 15°.

Al igual que los otros ajustes antes mencionados, también el ajuste NKG se realiza tres veces para localizar y eliminar los posibles datos erróneos del ajuste definitivo. El espectro de los valores resultantes del parámetro N_s lo podemos ver en la figura 4.36. Al ser N_s aproximadamente proporcional a la energía del primario, su espectro (al igual que el de los RRCC) sigue una ley de potencias a partir de $N_s \simeq 2 \cdot 10^4$ (valor para el cual se alcanza una eficiencia de reconstrucción de la cascada próxima a 1). El espectro de los datos reales se ajusta razonablemente bien al de los sucesos simulados. Lo mismo sucede con la distribución del parámetro de la edad, si bien vemos que la frecuencia de cascadas reconstruidas es algo menor en los datos reales que en la simulación. En la figura 4.36 (izquierda) podemos comprobar que el déficit de sucesos en los datos reales corresponde a valores bajos de N_s, es decir, bajas energías, lo que indica que la simulación subestima ligeramente el umbral del detector.

4.2.4 Distribución lateral de la luz Cherenkov

A la altura a la que está situado el experimento HEGRA, la densidad de luz Cherenkov $\rho_L(r)$ producida por una cascada atmosférica de energía superior a $\simeq 10\ TeV$ decrece aproximadamente de forma exponencial con la distancia r al eje de la misma, lo que ya utilizamos (ver fórmula 4.9) para calcular la posición del *core*. De acuerdo con la simulación Montecarlo, esto es así al menos en el rango de distancias comprendido entre 20 y 115 metros:

$$\rho_L(r) = L_0 \cdot \exp(-r/R_L) \quad , 20\ m < r < 115\ m \tag{4.14}$$

La forma de esta distribución depende fundamentalmente del ángulo de emisión Cherenkov ($\simeq 1°$), de la dispersión múltiple de Coulomb que experimentan los electrones de la cascada y del momento transverso de las interacciones hadrónicas (en el caso de cascadas iniciadas por protones u otros núcleos). Para cascadas puramente electromagnéticas, la distribución experimenta un cambio brusco de pendiente alrededor de $r \simeq 115\ m$ (para un detector situado a 2200 m sobre el nivel del mar), cayendo rápidamente a cero a continuación. Este bien conocido comportamiento es el resultado de la superposición de luz Cherenkov producida por las partículas de la cascada a diferentes alturas [50]. El cambio de pendiente se conoce frecuentemente con el nombre de "*hump*" (ver §1.2.1), y podemos verlo claramente en las cascadas iniciadas por fotones γ en nuestra simulación Montecarlo (fig. 4.38). El efecto del momento transverso en las interacciones hadrónicas es enviar parte de la luz que debería haber alcanzado el detector a $r < 115\ m$ a distancias mayores del eje, haciendo la caída de ρ_L más lenta para $r > 115\ m$ y "difuminando" esta estructura (fig. 4.38). La densidad

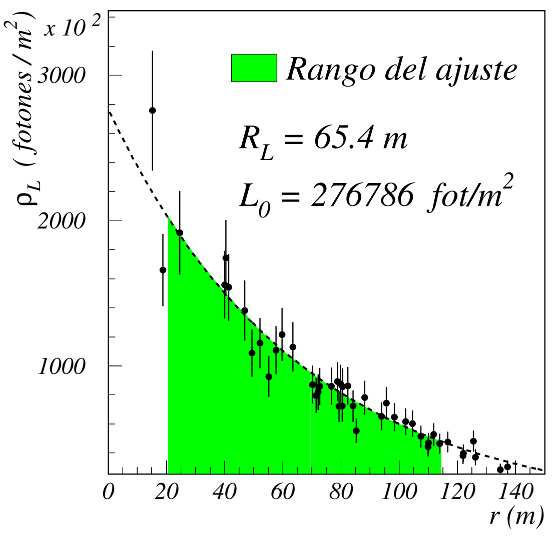

Figura 4.37: *Ajuste exponencial a la distribución lateral de la luz Cherenkov registrada por AIROBICC.*

de luz Cherenkov detectada a menos de 20 m del eje es mayor que la obtenida de extrapolar la exponencial (ver fig. 4.38) y es emitida fundamentalmente en las últimas etapas de la cascada antes de alcanzar el detector[103].

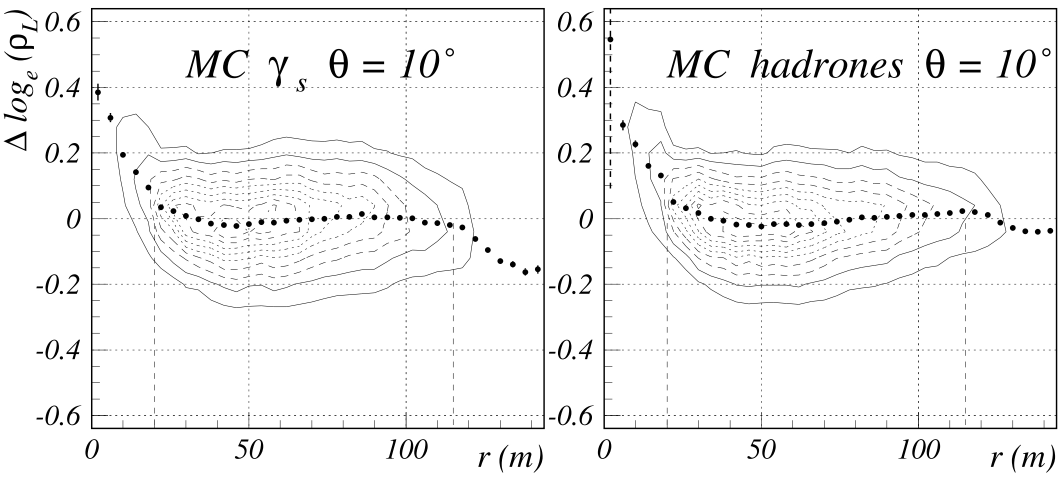

Figura 4.38: *Residuo del ajuste a una exponencial de la densidad de luz Cherenkov ρ_L en función de la distancia r al eje de la cascada (sucesos simulados). El residuo medio (puntos negros) se ha obtenido ajustando una gaussiana a la distribución para cada valor de r.*

El parámetro R_L en (4.14) es conocido como "radio de luz" de la cascada ([77], [59]). Los valores de R_L y L_0 para nuestras cascadas los obtenemos tomando el logaritmo natural de la expresión 4.14 y realizando un ajuste lineal por mínimos cuadrados de $ln(\rho_L)$ frente a r (fig. 4.37). Se realiza el ajuste tres veces, descartando en cada uno de ellos aquellas señales que se desvien apreciablemente del ajuste anterior. Debe señalarse que durante este ajuste los valores de ρ_L están en unidades arbitrarias (aunque en 4.37 se muestran por conveniencia en fot/m^2), dado que a estas alturas del proceso de reconstrucción sólo hemos realizado la calibración *relativa* (§4.1.3) de las ganancias de los detectores de AIROBICC, pero no la conversión a fotones por metro cuadrado de las amplitudes medidas, que trataremos en el siguiente apartado.

Para cada detector tomaremos como incertidumbre σ_L en $ln(\rho_L)$ un valor constante[3], que por tratarse de un logaritmo natural corresponde aproximadamente al error *relativo* en la medida de la cantidad de luz por dicho detector ($\sigma_L = \Delta(ln(\rho_L)) \simeq \Delta\rho_L/\rho_L$). Los valores de σ_L los calculamos de forma similar a como determinábamos la resolución temporal: analizando la amplitud de las

[3]En realidad, las fluctuaciones *relativas* de los valores medidos de ρ_L en torno al ajuste disminuyen al aumentar ρ_L (siguiendo aproximadamente una ley de potencias). En versiones del programa de reconstrucción posteriores a la empleada en este trabajo se ha implementado esta dependencia de σ_L con ρ_L.

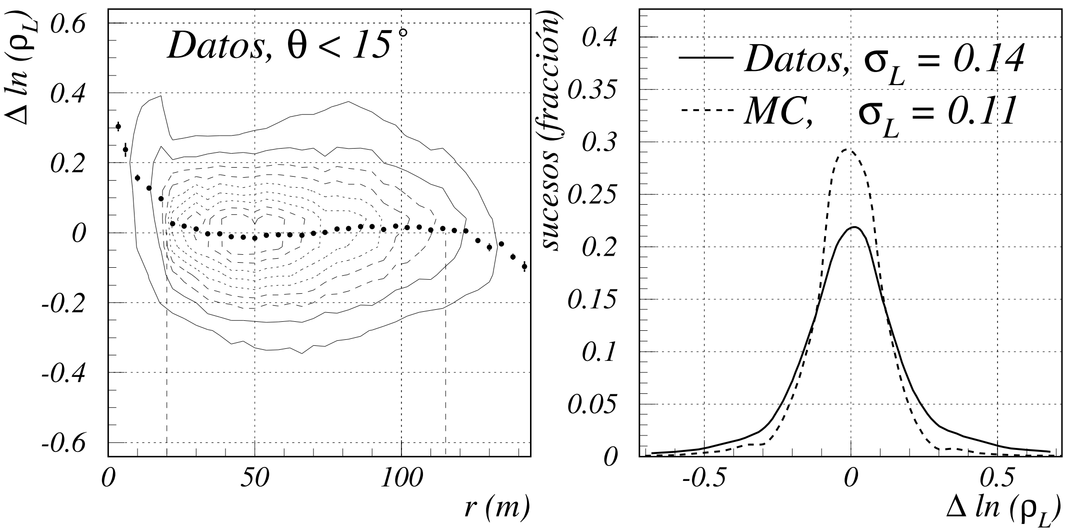

Figura 4.39: *Residuo del ajuste a la distribución lateral de la luz para los sucesos reales. A la izquierda, su dependencia con r. A la derecha, valor deducido de σ_L (resolución relativa de los detectores en la medida de luz)*

desviaciones de su señal respecto a este ajuste en los sucesos de alta energía reconstruidos en el preanálisis. A partir de la desviación media de cada detector podemos igualmente afinar su ganancia relativa a la del resto de AIROBICC (en un método en todo análogo al que nos permitía ajustar los valores de t_{cable}). Los residuos del ajuste definitivo los vemos en 4.39 (izquierda) representados frente a r. De la comparación con 4.38 resulta obvio que si bien tanto en la simulación como en los datos las desviaciones medias respecto al ajuste entre 20 y 115 m son pequeñas (de un 5 % como mucho), las fluctuaciones son mayores en el experimento real. La simulación es "optimista" en su estimación de la resolución en amplitudes de los detectores de AIROBICC. En la misma figura a la derecha, vemos la distribución global de los residuos (para todos los valores de r en el rango del ajuste), que es una gaussiana de anchura $\sigma_L = 0.14$ para los datos frente a $\sigma_L = 0.11$ para la simulación (14 % frente a 11 % de resolución relativa).

Para un nivel de observación dado, el inverso del radio de luz, $1/R_L$, depende linealmente de la profundidad atmosférica X_{max} a la que se encuentra el máximo de la cascada (que suele medirse en g/cm^2) [96]. A su vez, X_{max} es directamente proporcional a $\ln(E_0)$ para una cascada puramente electromagnética y a $\ln(E_0/A)$ para una cascada hadrónica, donde E_0 es la energía del primario y A su número másico. Esto hace que los valores de R_L dependan de la energía, del ángulo de incidencia y de la naturaleza del primario, y por ello el radio de luz es un parámetro fundamental para el estudio del espectro y la composición química de los rayos cósmicos [23]. En la figura 4.40 vemos una consecuencia de este

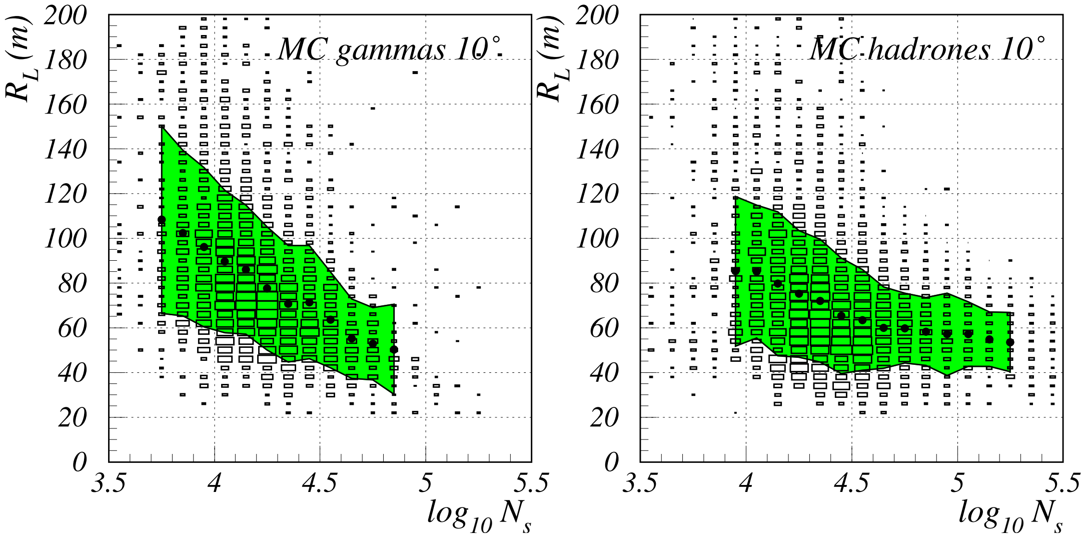

Figura 4.40: *Radio de luz frente a $log_{10}N_s$ para los sucesos de la simulación Montecarlo. En la gráfica de la izquierda los primarios son fotones gamma, y en la de la derecha todos los hadrones simulados.*

comportamiento: la dependencia de R_L con N_s (que es función de E_0). Los puntos negros señalan los valores medios de las distribuciones de R_L para cada valor de N_s, y la zona sombreada su RMS. Ambos decrecen al aumentar N_s, pero de forma ligeramente diferente para hadrones y para fotones.

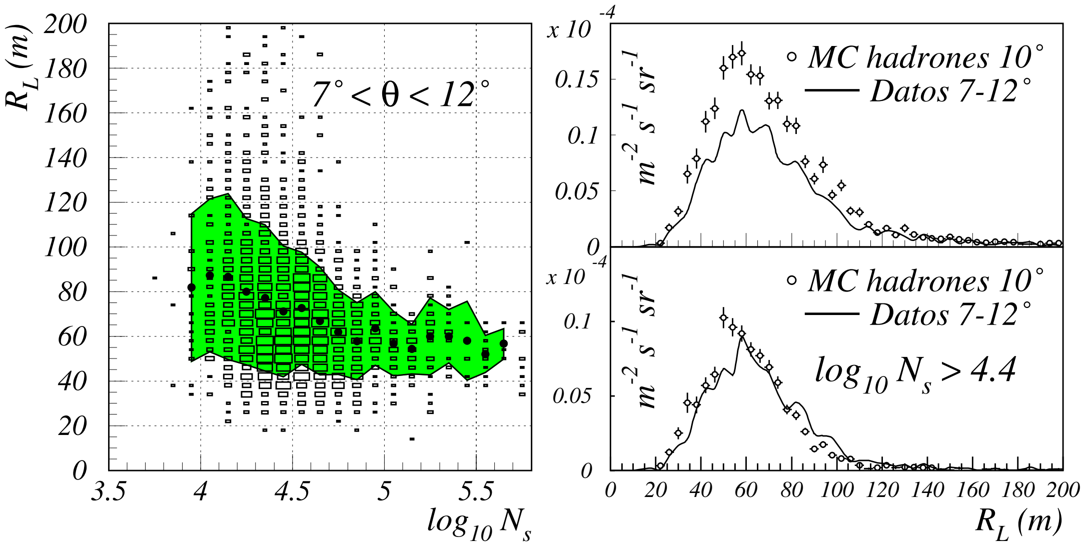

Figura 4.41: *Radio de luz frente a log $_{10}N_s$, resultados experimentales (izquierda). Comparación de la distribución de R_L con la obtenida por simulación (derecha) para todos los sucesos reconstruidos y para los de alta energía ($N_s > 4.4$).*

La distribución de R_L para los sucesos reales se muestra en 4.41. Las discrepancias con la simulación en el número total de sucesos se deben fundamentalmente al mayor número de ajustes fracasados (aquellos en los que menos de cuatro detectores sobreviven al proceso iterativo para la eliminación de señales erróneas) en los datos reales cuando $N_{AIR} < 15$, consecuencia de la peor resolución en amplitud de los detectores reales frente a los de la simulación. En la misma figura vemos que el acuerdo entre datos y simulación mejora para los sucesos de alta energía (seleccionados aquí con el corte $log_{10}\ N_s > 4.4$), para los cuales la eficiencia de reconstrucción es mayor.

El valor del otro parámetro del ajuste, L_0, depende de la calibración *absoluta* en amplitud de AIROBICC (la conversión de la lectura de los ADCs a fotones Cherenkov por metro cuadrado), que habíamos dejado pendiente en la sección §4.1.3 (pág. 77). El radio de luz, como puede deducirse de la fórmula 4.14, es independiente de dicha calibración. De hecho durante todo el proceso de reconstrucción de los datos los valores de ρ_L utilizados (y por tanto los L_0 obtenidos) están en unidades arbitrarias sin significado físico directo, y sólo después de la calibración absoluta, que describiremos en el siguiente apartado, los valores de L_0 serán convertidos a $fotones/m^2$.

4.2.5 Calibración absoluta en amplitud de AIROBICC

Para convertir L_0 a fotones Cherenkov por metro cuadrado utilizaremos la correlación existente entre la cantidad de luz registrada por AIROBICC y N_s, el tamaño de la cascada reconstruido por la matriz de centelleadores (la calibración absoluta en amplitud de los centelleadores es relativamente estable y se hace independientemente para cada detector a través del pico del *MIP*, como vimos en §4.1.2). Veremos al hablar de la determinación de la energía del primario que L_{90}, la densidad de luz Cherenkov a 90 metros de distancia del eje de la cascada, es un buen estimador de dicha energía [77], y su correlación con N_s es fácilmente parametrizable en la forma $L_{90} = \alpha \cdot N_s^{\beta}$, con $\beta \simeq 1$, al menos para $N_s > 4.7$. Por ello utilizaremos L_{90} (obtenida particularizando la fórmula 4.14 para $r = 90$ m) en lugar de L_0 para llevar a cabo la calibración de AIROBICC.

Si calculamos la *mediana* de las distribuciones de $log_{10}(L_{90})$ para cada valor de $log_{10}(N_s)$ y ajustamos los valores resultantes a una recta en el intervalo $4.7 < log_{10}N_s < 6.5$, obtenemos para todos los primarios de la simulación con $\theta = 10°$ pendientes similares, muy próximas a 1 (fig. 4.42). Para asegurar la correcta reconstrucción de N_s y L_{90} utilizamos en este proceso únicamente sucesos con el core reconstruido al menos 30 metros en el interior de la matriz. Al aplicar el mismo procedimiento a los datos reales con $\theta < 15°$, la pendiente de la correlación es la misma que para el conjunto de todos los hadrones de la simulación con $\theta = 10°$, como podemos comprobar en la figura 4.42, pero debido a que los valores ajustados de la densidad de luz ρ_L en cada detector están aún en unidades arbitrarias, ésta aparece desplazada respecto a la de los sucesos simulados. La

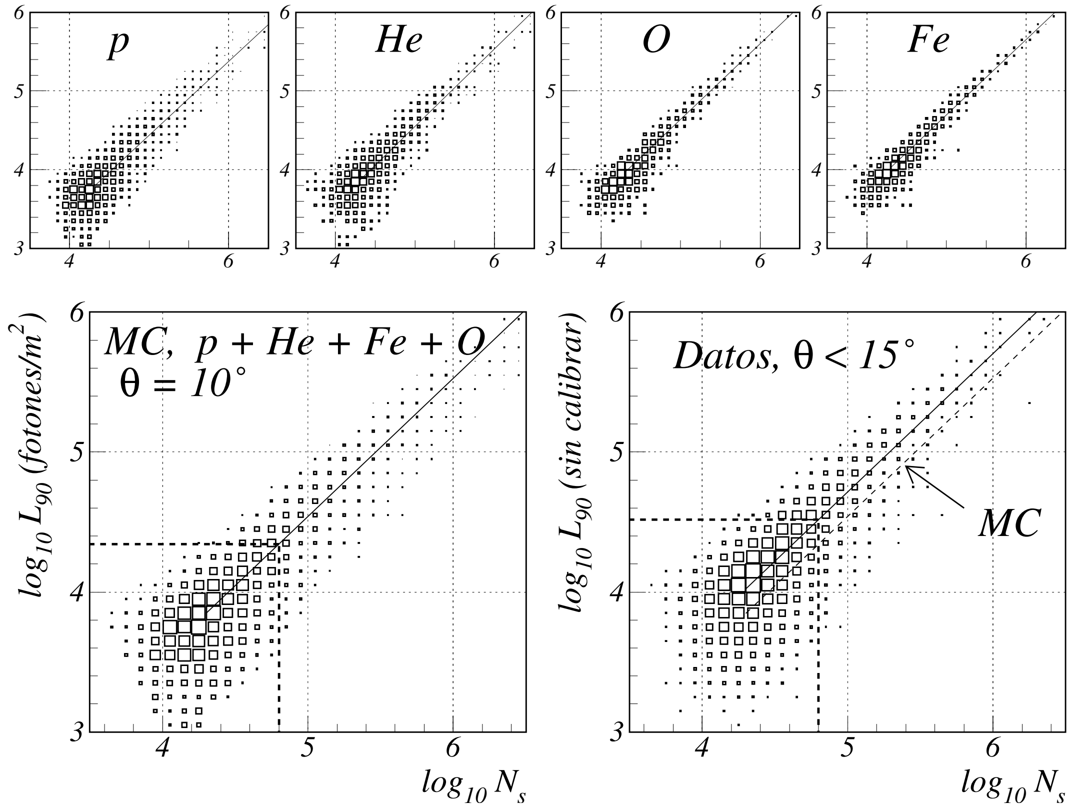

Figura 4.42: *Calibración absoluta de la densidad de fotones Cherenkov registrada por AIROBICC a partir de la correlación entre* N_s *y* L_{90}.

calibración en amplitud de AIROBICC consiste simplemente en aplicar en los datos reales un factor global a los valores de L_{90} (y L_0 o cualquier otra cantidad reconstruida cuyas unidades *deban* ser fotones Cherenkov por metro cuadrado) que desplace la recta de los datos sobre la de la simulación. Al hacer el ajuste a los datos el valor de la pendiente lo fijamos en el predicho por la simulación, por lo que sólo hay un parámetro libre, que será el que nos proporcione el factor global de corrección buscado. Esta calibración se realiza independientemente para cada *run*.

Una diferencia fundamental de AIROBICC con respecto a los centelleadores es su dependencia de las condiciones atmosféricas: la cantidad de luz Cherenkov que alcanza el nivel de observación para una cascada de una energía dada depende enormemente de la transparencia del aire, mientras que ésta es poco relevante para el funcionamiento de los centelleadores. En la simulación Montecarlo se suponen unas condiciones atmosféricas ideales, por lo que este método de calibración de AIROBICC sólo funcionará correctamente cuando las condiciones de observación sean lo suficientemente buenas. Estableceremos en §5.3.3 una serie de criterios que nos permitirán descartar de la muestra analizada aquellas noches en que esto no sea así.

Dependencia de la ganancia de AIROBICC con ϕ y θ

El método descrito de calibración nos permite llevar a cabo la conversión de la amplitud de las señales registradas por AIROBICC a densidad de fotones Cherenkov sobre el suelo. Sin embargo, la ganancia absoluta obtenida es sólamente una ganancia *media* en el intervalo $\theta \in [0, 15°]$ y $\phi \in [0, 360°]$: el análisis detallado de la correlación entre N_s y L_{90} para diferentes valores de θ y ϕ muestra importantes diferencias entre la simulación Montecarlo y las medidas experimentales. Deducimos de esto que la ganancia absoluta de los detectores de AIROBICC depende de la dirección de incidencia de la luz[4] [93], y de una forma que la simulación Montecarlo no reproduce correctamente. En ésta, se ha supuesto, por ejemplo, que, dado un ángulo θ, la respuesta de los fotomultiplicadores es la misma para cualquier ángulo ϕ, pero hemos comprobado que en el AIROBICC real[5] existe una modulación con ϕ de la ganancia cuya amplitud máxima es de un diez por ciento. Por otra parte, en la simulación sí se ha implementado una dependencia con θ de la ganancia de los detectores, basada en medidas de laboratorio de la eficiencia cuántica de los fotomultiplicadores y en el estudio de la reflexión de la luz en el cono de Winston. Aún así, se observan discrepancias con las medidas experimentales de hasta un 20% al variar θ entre 10 y 30°.

Será necesario por tanto corregir estos dos efectos en el análisis de los datos reales para permitir su comparación con los sucesos simulados. La dependencia de la ganancia con ϕ puede determinarse analizando la variación frente a ϕ del logaritmo del cociente N_s/L_{90}, aunque dado que éste tiene también cierta dependencia con el valor del radio de luz R_L (por razones que veremos en §5.2.1), es preferible emplear el llamado "parámetro *LES*", definido como:

$$LES = log_{10}(N_s/L_{90}) - 10^{\frac{25-R_L(m)}{50}} \tag{4.15}$$

El término que contiene R_L hace que las distribuciones de *LES* sean más estrechas que las de $log_{10}(N_s/L_{90})$, lo que hace más fácil detectar las variaciones con ϕ y θ de la ganancia de AIROBICC (que hacen variar el valor del parámetro *LES* a través de L_{90}). Veremos en el próximo capítulo que el parámetro *LES* permite un cierto grado de discriminación entre cascadas originadas por fotones y cascadas hadrónicas, propósito con el cual fue concebido [11].

[4]La discrepancia no puede estar causada por el parámetro N_s. El espectro de N_s obtenido experimentalmente coincide bien con el predicho por el Montecarlo para los diferentes ángulos θ simulados. Por el contrario, el espectro de L_{90}, tras la calibración descrita en §4.2.5, sólo coincide bien con el de la simulación para $\theta = 10°$ e integrando para todos los ángulos ϕ.

[5]Los fotomultiplicadores de los detectores de AIROBICC tienen todos la misma orientación en ϕ, por lo que las variaciones de ganancia se aprecian claramente en los parámetros reconstruidos de la cascada como L_0 ó L_{90}.

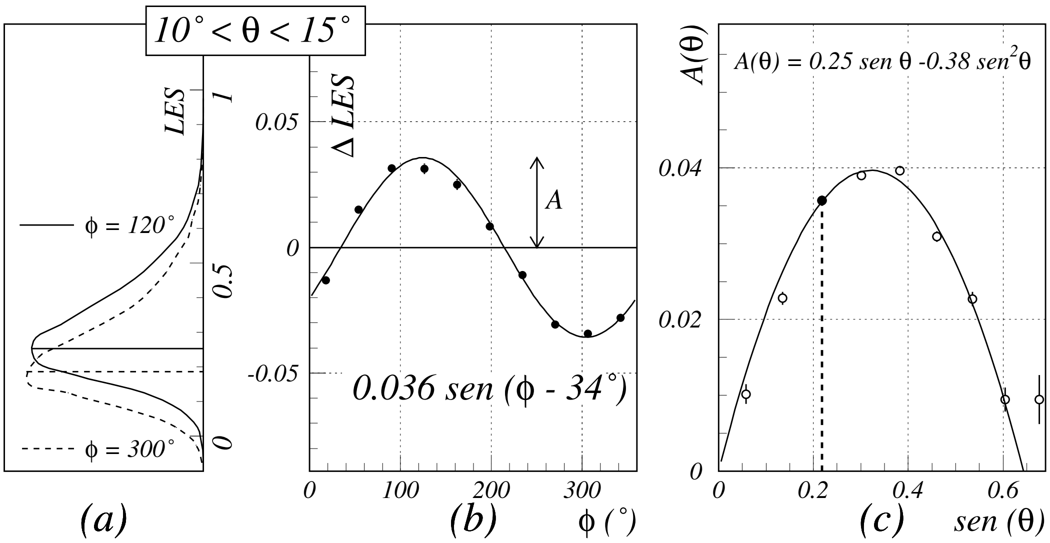

Figura 4.43: *Estudio de la dependencia de la ganancia absoluta de AIROBICC con el ángulo ϕ de incidencia de la cascada (run 3651 - 4613). En (a), distribuciones del parámetro LES para θ entre 10 y 15° y para dos acimuts opuestos. Se aprecia un claro desplazamiento entre ambas. En (b), modulación de la moda del parámetro LES con el acimut, para el mismo rango de θ, ajustada a una función armónica. En (c), dependencia con θ de la amplitud de la modulación. El punto negro corresponde a $\theta \in (10, 15°)$.*

Dividimos las cascadas reconstruidas[6] con $log_{10}N_s > 4.5$ en nueve rangos de θ entre 0 y 45° y diez rangos de ϕ entre 0 y 360°. Para cada uno de los noventa grupos de sucesos obtenidos, determinamos mediante un ajuste la posición de la moda de la distribución de *LES* (fig. 4.43 a); al tratarse de distribuciones asimétricas, es preferible no utilizar su valor medio. En la simulación, el valor del *LES* es independiente de ϕ, mientras que en el análisis de los datos reales encontramos una modulación sinusoidal cuya amplitud depende del ángulo cenital θ:

$$\Delta\ LES(\phi) = A(\theta) \cdot sen\ (\phi - \phi_0) \tag{4.16}$$

El parámetro ϕ_0 no depende de θ. La amplitud $A(\theta)$ de la modulación, que es máxima alrededor de $\theta = 17°$ y prácticamente nula para $\theta > 40°$, puede parametrizarse con un polinomio de segundo grado en $sen\ \theta$ con tan sólo dos parámetros libres, ya que, evidentemente, A(0) = 0:

$$A(\theta) = A_1\ sen\ \theta + A_2\ sen^2\theta \tag{4.17}$$

[6]Aplicamos también a los sucesos ciertos cortes de calidad que aseguran la correcta reconstrucción de L_{90}, R_L y N_s: *core* situado al menos 30 metros en el interior de la matriz, parámetro de la edad, s, entre 0.4 y 1.6, y χ^2 del ajuste a la distribución lateral de luz Cherenkov menor que 3.

Determinando A_1, A_2 y ϕ_0 mediante ajustes a los datos reales en los distintos periodos de datos analizados (ver un ejemplo en la fig. 4.43) podremos corregir los valores de L_{90} de la siguiente manera:

$$log_{10}(L_{90}) \Rightarrow log_{10}(L_{90}) + A(\theta) \cdot sen\ (\phi - \phi_0) \quad (4.18)$$

Dependencia con θ. Tras aplicar la corrección (4.18) a la ganancia absoluta de AIROBICC, comparamos las distribuciones del parámetro *LES* (integrando ya a todos los ángulos ϕ) con las predichas por la simulación Montecarlo para $\theta = 10$, 20 y 30°. La distribución del parámetro *LES* en los sucesos simulados sí muestra una dependencia con θ (como ya mencionamos, en el Montecarlo se ha tenido en cuenta cierta variación con θ de la ganancia), pero como es evidente en la figura 4.44, no reproduce el comportamiento observado en los datos reales. Como era de esperar, la discrepancia es pequeña para $\theta = 10°$, y crece con θ, dado que la calibración absoluta *media* de AIROBICC se ha llevado a cabo por comparación de la simulación y los datos hasta $\theta = 15°$. En la figura 4.44 vemos cómo el desplazamiento observado de la distribución del *LES* de los datos reales respecto a la de la simulación depende linealmente del seno de θ (al menos los tres únicos puntos de que disponemos a 10, 20 y 30° se encuentran bien alineados), por lo que tenemos:

$$\Delta LES_{datos-MC}(\theta) = A_3 + A_4\ sen\ \theta \quad (4.19)$$

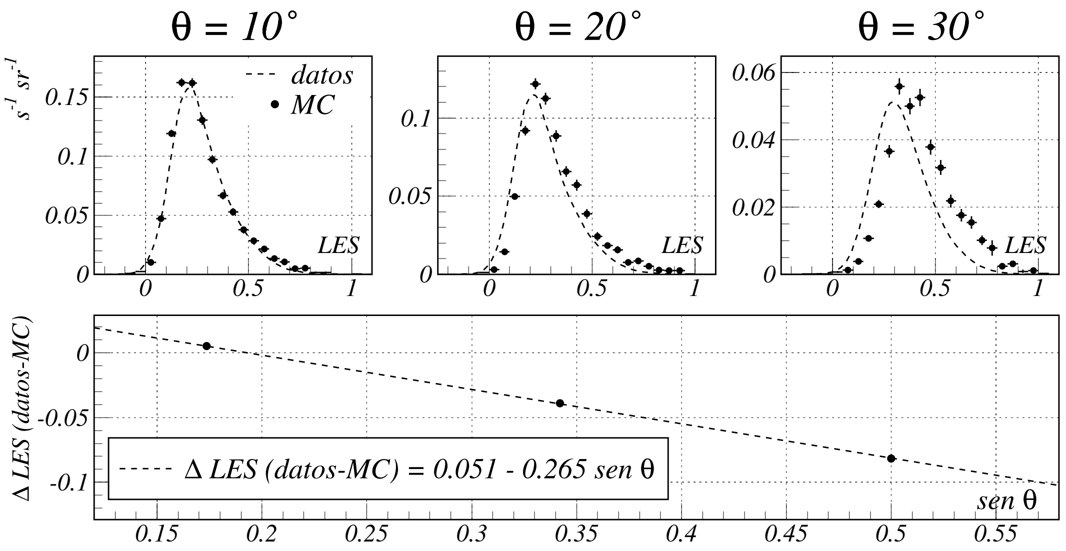

Figura 4.44: *Dependencia de la ganancia absoluta de AIROBICC con θ. Comparación de las distribuciones del parámetro LES para los datos y la simulación a tres ángulos cenitales (run 3651 - 4399, sucesos con core al menos 30 metros en el interior de la matriz y $N_s > 4.5$). La diferencia entre datos y simulación depende linealmente de sen θ, como vemos en la gráfica inferior.*

La corrección con θ de los valores de L_{90} será, por tanto:

$$log_{10}(L_{90}) \Rightarrow log_{10}(L_{90}) + A_3 + A_4 \; sen \; \theta \tag{4.20}$$

Los valores concretos de los parámetros ϕ_0, A_1, A_2, A_3 y A_4 utilizados en este trabajo para la corrección de L_{90} se muestran en el apéndice A. Estos parámetros no pueden determinarse independientemente para cada *run*, debido al gran número de sucesos necesario en cada rango de ϕ y θ. Por ello se ha dividido la muestra de datos analizada en cinco periodos (definidos en §5.3) caracterizados por una configuración estable del detector y se han calculado los parámetros para cada uno de estos periodos por separado.

4.3 Resolución angular

El parámetro más importante de un detector de rayos gamma para la búsqueda de fuentes puntuales, además de su umbral energético, es su resolución angular, es decir, la precisión con la que puede determinar la dirección de incidencia de los fotones gamma. Como medida de la resolución angular utilizaremos en este trabajo σ_{63} [59], definida como la distancia angular tal que el 63 % de las veces el ángulo ϵ formado por la dirección reconstruida (θ, ϕ) y la dirección verdadera (θ_0, ϕ_0) de incidencia del primario es menor que σ_{63}. En la simulación Montecarlo, dado que conocemos ambas direcciones, podemos calcular de manera inmediata los valores de σ_{63}. Haciendo un cambio de coordenadas, $\theta \rightarrow (\theta_0 - \theta)$ y $\phi \rightarrow \text{sen } \theta \cdot (\phi - \phi_0)$,

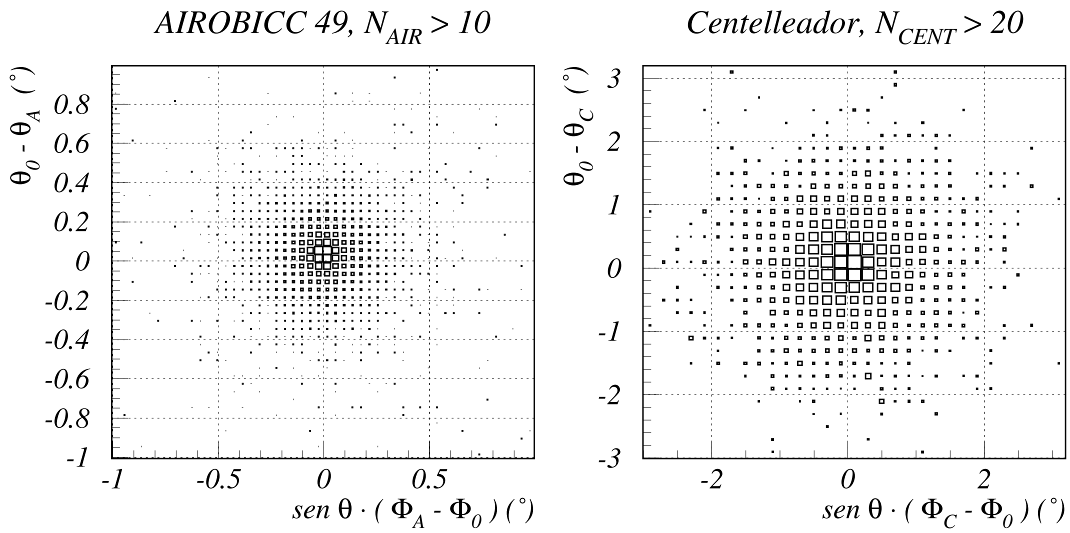

Figura 4.45: *Desviación de la dirección reconstruida por AIROBICC y por la matriz de centelleadores respecto a la dirección verdadera de incidencia (0,0 en la gráfica) para los todos fotones gamma de la simulación Montecarlo.*

obtenemos la dirección reconstruida respecto a la original tal como la veríamos proyectada sobre la esfera celeste. En la figura 4.45 representamos de esta forma los resultados de la reconstrucción de las direcciones de los fotones gamma de la simulación Montecarlo por AIROBICC y la matriz de centelleadores. En esta figura hemos aplicado cortes arbitrarios en el número de detectores (N_{AIR}, N_{CENT}) que participan en el ajuste definitivo al cono fijo para obtener la dirección (ver §4.2.2). Si agrupamos los sucesos en función del número N_{AIR} (N_{CENT}) de detectores de AIROBICC (centelleador) disparados, las distribuciones bidimensionales resultantes son aproximadamente gaussianas de la forma $\propto \exp\left(-(x^2+y^2)/\sigma_{63}^2\right)$, siendo σ_{63} función de N_{AIR} (N_{CENT}). La dependencia de σ_{63} con N_{AIR} y N_{CENT}

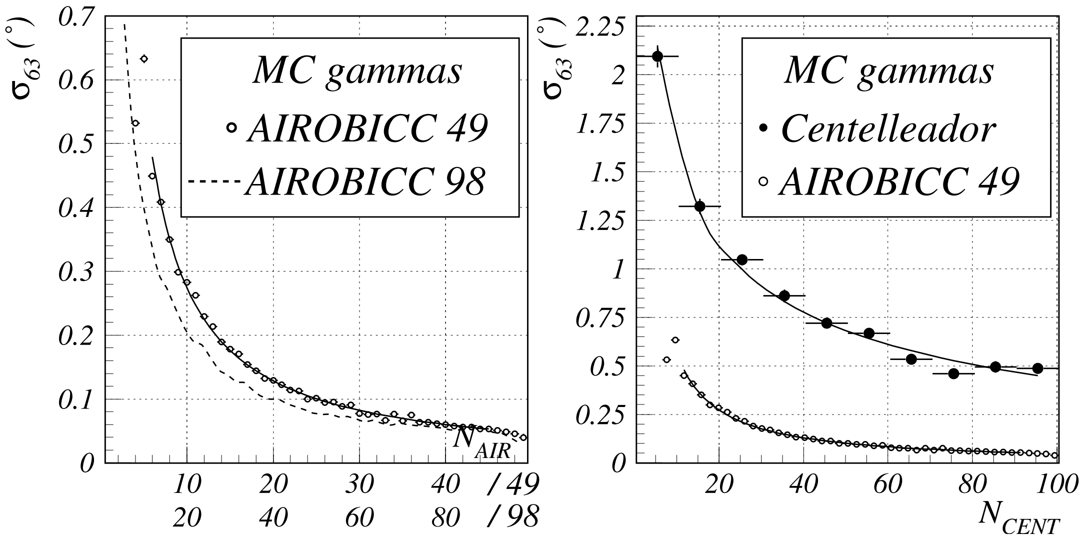

Figura 4.46: *Resolución angular σ_{63} para el AIROBICC y la matriz de centelleadores de la simulación Montecarlo en función del número de detectores empleados en el ajuste al cono fijo. Se utilizaron todos los sucesos iniciados por fotones gamma.*

obtenida para los fotones gamma de la simulación Montecarlo se muestra en la figura 4.46. Dado que lo que queremos determinar es la dispersión de las direcciones reconstruidas, en el cálculo de σ_{63} hemos sustraido una pequeña desviación sistemática en el ángulo θ de aproximadamente $0.04°$ ($= \langle \theta_0 - \theta_A \rangle$) que puede apreciarse a simple vista en la figura 4.45. No conocemos el origen de esta desviación, que podría estar presente también en la reconstrucción de los datos reales. Para estos últimos, sin embargo, determinaremos el posible error sistemático de las direcciones reconstruidas a partir de la comparación de éstas con las obtenidas por el sistema de telescopios Cherenkov de HEGRA como explicaremos en §4.4.

Según la simulación (fig. 4.46, derecha), la resolución angular de AIROBICC 49 es entre cuatro y cinco veces mejor que la de la matriz de centelleadores, lo que es debido tanto a la menor dispersión en los tiempos de llegada de los fotones

Cherenkov comparada con la correspondiente a los electrones y fotones γ (ver fig. 4.27), como a la mayor estadística de aquellos. La ausencia en la figura de datos para $N_{CENT} > 100$ es debida a que sólo disponemos en la simulación de fotones gamma hasta 250 TeV, muy pocos de los cuales logran disparar más de cien detectores de centelleo. En la misma figura (izquierda) vemos que la resolución de AIROBICC 97 mejora a la de AIROBICC 49 en un factor menor que $\sqrt{2}$. Hay un argumento muy general (ver por ejemplo [59]) por el cual, para una cascada de tamaño dado y una matriz de detectores de resolución temporal fija, la resolución angular σ_{63} debería variar como el inverso de la raíz cuadrada de la densidad de detectores, que es el doble en AIROBICC 97 que en AIROBICC 49. El argumento supone que el frente de la cascada es perfectamente plano y que por tanto la resolución angular no depende en absoluto de la posición del *core*, por lo cual esta relación no se verifica en la práctica (si bien para sucesos pequeños es una buena aproximación).

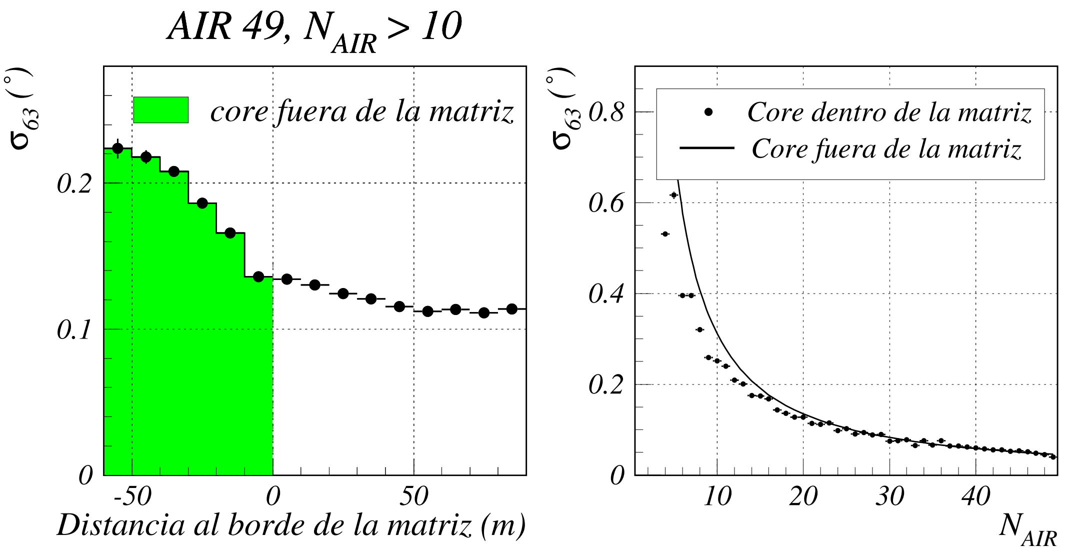

Figura 4.47: *Dependencia de σ_{63} con la posición del core (gammas de la simulación Montecarlo).*

Las gráficas en 4.46 han sido realizadas con todos los fotones gamma de la simulación reconstruidos, independientemente de la posición de su *core*. Dado que durante el ajuste al cono fijo la posición del *core* se mantiene invariable, la precisión con que ésta se determina afecta a la resolución angular. Por ello es de esperar que la resolución angular sea mejor para los sucesos cuyo *core* se encuentra en el interior de la matriz, como vemos en 4.47 (donde los valores negativos de la distancia se refieren a cores reconstruidos fuera de los límites de la matriz). Podríamos por tanto mejorar la resolución angular media del detector considerando en nuestro análisis sólamente los sucesos reconstruidos en el interior de éste, como se ha hecho en trabajos anteriores [58]. Nosotros hemos desechado tal corte dado que supone la pérdida de un 35% de los sucesos a cambio de una leve mejora de la resolución: en la figura 4.47 (derecha) vemos, en función de N_{AIR}, el valor de σ_{63} calculado con los fotones de la simulación para los cuales el *core* se encuentra dentro de la matriz, comparada con el calculado para aquellos con el *core* en el exterior de ésta. La resolución angular para estos últimos es a lo sumo un 20% peor para los sucesos más pequeños, y la diferencia es prácticamente inapreciable para $N_{AIR} > 20$. La disminución de estadística que supone la eliminación de estos sucesos no se ve compensada por la pequeña mejora de la resolución angular.

La resolución angular σ_{63} de AIROBICC puede parametrizarse en función de N_{AIR} de la siguiente manera:

$$\sigma_{63} = \alpha \cdot (N_{AIR}/N_0)^{-\beta+\gamma(N_{AIR}-N_0)} \tag{4.21}$$

Como se describe en trabajos anteriores [58], para AIROBICC 49, σ_{63} sigue aproximadamente una ley de potencias con N_{AIR}, con un exponente de alrededor de -1 (esto es, $\gamma \simeq 0$, $\beta \simeq 1$). Sin embargo, esto deja de ser así en las versiones posteriores de AIROBICC (con más de 49 detectores), y por ello, para disponer de una expresión para σ_{63} válida (con diferentes parámetros) en todo el periodo de datos analizado, en este trabajo hemos añadido el parámetro γ. El parámetro γ supone sólo una pequeña corrección respecto a la simple ley de potencias, de cierta importancia sólo para $N_{AIR} > 50$. Por otra parte, el papel de N_0 en la expresión 4.21 es hacer que α y β tengan un significado físico directo: α es la resolución angular para $N_{AIR} = N_0$, y β es un indicador de la pendiente de la curva en dicho punto. Tomaremos $N_0 = 10$ y 20 respectivamente para AIROBICC 49 y AIROBICC 97. De esta forma podremos comparar directamente los valores de los parámetros para las dos versiones del detector.

	AIROBICC 49 ($N_0 = 10$)				AIROBICC 97 ($N_0 = 20$)			
	gammas		hadrones		gammas		hadrones	
θ	α (°)	β	α (°)	β	α (°)	β	α (°)	β
10°	0.26	1.09	0.24	1.00	0.19	1.00	0.18	0.93
25°	0.31	1.03	0.27	0.95	0.24	0.90	0.21	0.92
$10 + 25°$	0.27	1.08	0.25	0.93	0.20	0.98	0.19	0.90

Tabla 4.1: *Parámetros que describen la dependencia de la resolución angular σ_{63} (°) del detector AIROBICC de la simulación Montecarlo con el número N_{AIR} de detectores empleados en la determinación de la dirección según la fórmula 4.21. La resolución del detector real es considerablemente peor (ver §4.3.1).*

Los valores de α y β dependen del ángulo cenital de incidencia del primario, como se muestra en la tabla 4.1. La dependencia con el ángulo cenital es pequeña y por ello podemos obviarla, calculando el valor de σ_{63} conjuntamente con todos los sucesos simulados a $\theta = 10°$ y $\theta = 25°$, como hemos hecho en todas las figuras previas de este apartado y como se muestra en la tercera fila de la tabla 4.1. En la misma tabla vemos que el valor de σ_{63} depende también poco de la naturaleza de la partícula primaria, siendo prácticamente igual para fotones gamma y hadrones.

4.3.1 El método del tablero de ajedrez

Hasta ahora todo lo que hemos dicho acerca de la resolución angular de AIROBICC está basado exclusivamente en los resultados de la simulación Montecarlo. Hemos visto ya en varias ocasiones que la simulación no reproduce exactamente el funcionamiento real del experimento, por ejemplo en cuanto a la resolución temporal de los detectores. Esto podría hacer que nuestra estimación de la resolución angular fuera excesivamente "optimista" para el AIROBICC real. Además, la configuración del detector ha variado a lo largo del tiempo (por ejemplo por la sustitución de los módulos de TDC de AIROBICC), modificando su resolución angular. Por ello es conveniente disponer de un método que nos permita estimar la resolución angular real en cada periodo directamente a partir de los datos. Utilizaremos el llamado "método del tablero de ajedrez" [58]: dividimos cada una de nuestras matrices (AIROBICC y la matriz de centelleadores) en dos submatrices (que identificaremos como 1 y 2) a la manera de las casillas blancas y negras de un tablero de ajedrez, y realizamos todo el proceso de reconstrucción de los datos (a excepción de las calibraciones) por separado para cada una de ellas. Es necesario que al menos seis detectores de cada submatriz hayan sido disparados para que ambas sean capaces de obtener una dirección válida. Comparando las direcciones

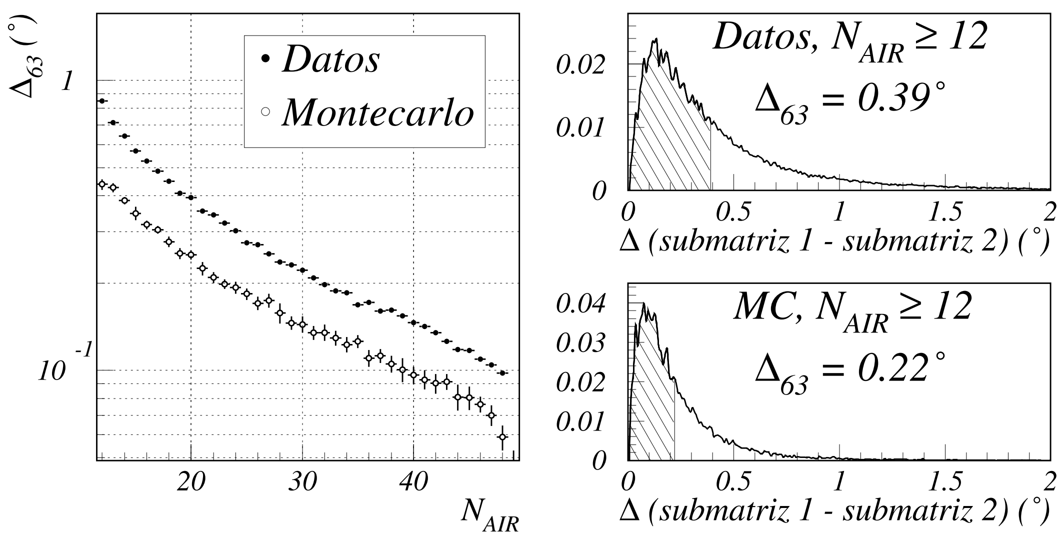

Figura 4.48: *Método del tablero de ajedrez aplicado a sucesos reales y simulados.*

obtenidas por las dos submatrices para un gran número de sucesos podemos obtener el valor de σ_{63} para cada una de ellas, ya que $\Delta_{63} = \sqrt{\sigma_{63,1}^2 + \sigma_{63,2}^2}$, donde Δ_{63} es el ángulo tal que la distancia angular entre las direcciones reconstruidas por las submatrices 1 y 2 es menor que Δ_{63} en un 63 % de las ocasiones. En la figura 4.48 vemos el resultado de aplicar el método del tablero de ajedrez a los hadrones de la simulación y a los datos reales para AIROBICC 49. Como suponíamos, los valores de Δ_{63} son apreciablemente mayores para estos últimos debido a la peor resolución temporal de los contadores de AIROBICC reales.

A partir de los valores de Δ_{63} en función de N_{AIR} (número *total* de casetas de AIROBICC disparadas) se deduce fácilmente la resolución angular de cada submatriz: $\sigma_{63,1/2} = \Delta_{63}/\sqrt{2}$, puesto que ambas son iguales. Para obtener a partir de la resolución de las submatrices la correspondiente a la matriz completa (que es lo que verdaderamente nos interesa), se ha supuesto en trabajos anteriores ([58], [95], [60]) que, dada la resolución temporal de los contadores individuales, la resolución angular de la matriz es inversamente proporcional a la raíz cuadrada de la densidad de contadores. Como cada una de las submatrices tiene la mitad de contadores que la matriz total (y repartidos en la misma superficie), esto implicaría que la relación entre Δ_{63} y σ_{63} sería simplemente $\sigma_{63} = \sigma_{63,1/2}/\sqrt{2} = \Delta_{63}/2$ para cascadas de cualquier tamaño. Nuestro propio análisis de los sucesos de la simulación indica que esto no es cierto: en la figura 4.49 se aprecia una clara dependencia del cociente σ_{63}/Δ_{63} con el número total de detectores de AIROBICC 49 empleados en la determinación de la dirección.

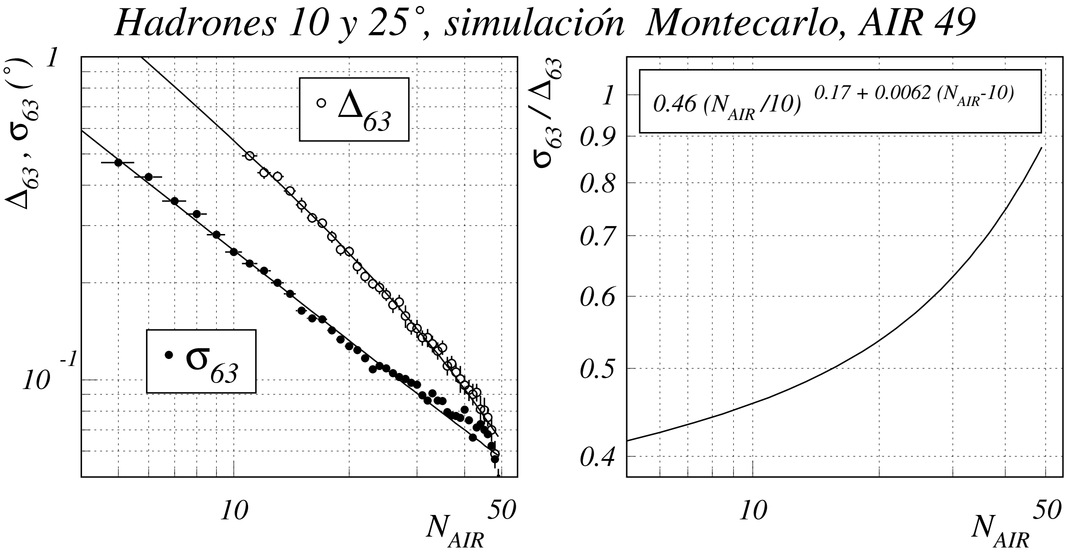

Figura 4.49: *Método del tablero de ajedrez. Cálculo de* Δ_{63} *y su dependencia de* N_{AIR} *para AIROBICC 49 (simulación Montecarlo).*

Al igual que σ_{63}, Δ_{63} puede ajustarse a una función de la forma (4.21). Haciendo el cociente de las dos funciones ajustadas obtenemos, para AIROBICC 49 la expresión:

$$\sigma_{63} = \Delta_{63} \cdot 0.46 \cdot (N_{AIR}/10)^{0.17+0.0062(N_{AIR}-10)} \tag{4.22}$$

Obviamente, la resolución así calculada es la correspondiente a hadrones, pero la utilizaremos igualmente para fotones, ya que según la simulación las diferencias entre ambas son pequeñas, y no existe ningún otro método por el que a partir de los datos reales se pueda deducir directamente la resolución angular para fotones. En la figura 4.50 vemos la resolución obtenida por este método para el *run* 4068, para el cual $\Delta_{63} \simeq 0.98 \cdot (N_{AIR}/10)^{-1.31-0.003(N_{AIR}-10)}$.

Es paradójico que para sucesos grandes, para los cuales se disparan casi todos los contadores de la matriz, Δ_{63} y σ_{63} sean prácticamente iguales (fig. 4.49, izquierda). Esto indica que en estos casos, las direcciones determinadas por las submatrices están en media tan próximas entre sí como lo están de la dirección verdadera de la cascada. Esto sólo puede querer decir que ambas comparten algún tipo de error sistemático, probablemente relacionado con la asimilación a un cono de apertura fija de la forma del frente de luz Cherenkov, cuando en realidad sabemos que existe cierta dependencia de ésta con la energía[7]

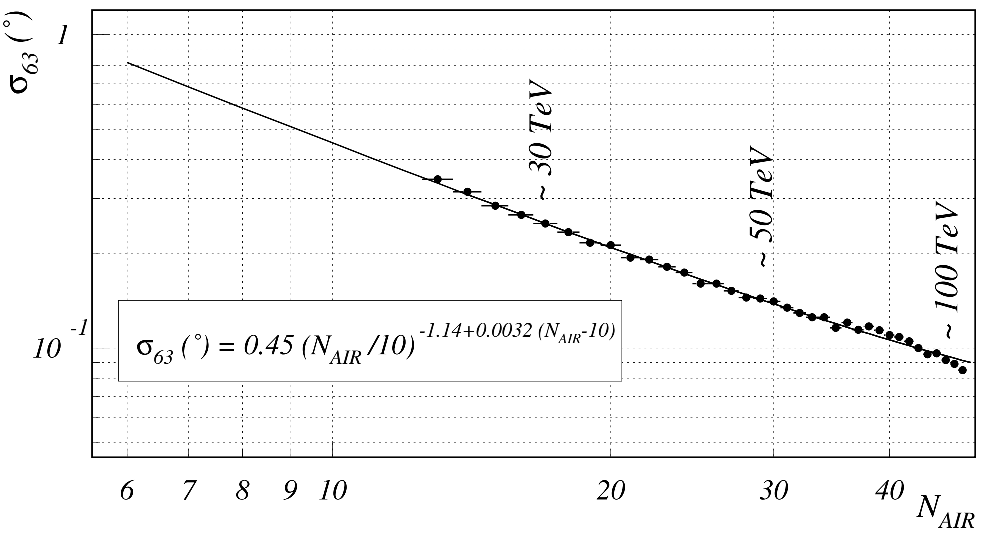

Figura 4.50: *Estimación realista de la resolución angular de AIROBICC 49. El cálculo se ha realizado aplicando el método del tablero de ajedrez a un run (4068), y el resultado es el típico para el periodo comprendido entre Julio de 1995 y Agosto de 1996. Para el caso de los fotones se indica la energía aproximada correspondiente a cada valor de N_{AIR}.*

[7]Esto implica que la resolución angular de AIROBICC a muy altas energías puede muy probablemente mejorarse incorporando un modelo más complejo del frente de luz Cherenkov, si bien esto no cambiaría significativamente nuestros resultados, dominados por los sucesos de energía próxima al umbral de AIROBICC.

Si bien no afecta a los resultados del presente trabajo, debemos señalar que la aplicación del método del tablero de ajedrez a la matriz de centelleadores muestra que la resolución angular predicha para ésta por la simulación Montecarlo (fig. 4.46) es muy próxima a la real, lo que era de esperar ya que la resolución temporal de los detectores de centelleo simulados sí parece reproducir la de los reales de forma precisa (ver fig. 4.12).

Resolución angular de AIROBICC 97. El método del tablero de ajedrez se aplica igualmente a AIROBICC 97 para obtener su resolución angular, aunque la relación entre Δ_{63} y σ_{63} derivada de la simulación Montecarlo es diferente:

$$\sigma_{63} = \Delta_{63} \cdot 0.49 \cdot (N_{AIR}/20)^{0.21+0.0037(N_{AIR}-20)} \tag{4.23}$$

El procedimiento del tablero de ajedrez también se aplicará a las versiones "intermedias" del detector (AIROBICC 77 y AIROBICC 97 parcialmente destruido por el incendio de 1997), como se verá más adelante en §5.3.4).

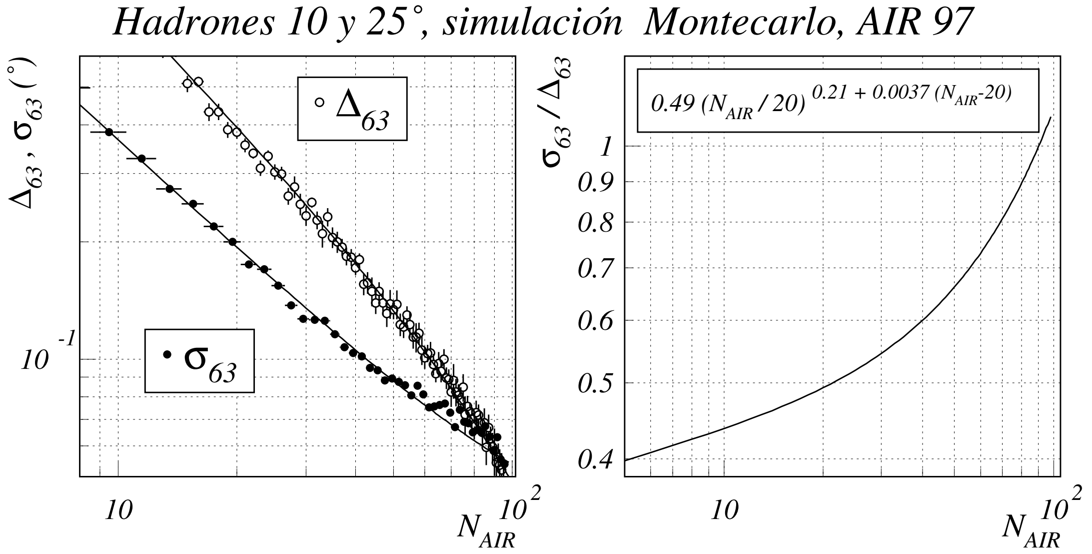

Figura 4.51: *Método del tablero de ajedrez aplicado a AIROBICC 97 (simulación Montecarlo). Cálculo de Δ_{63} y su relación con σ_{63} en función de N_{AIR}.*

Comprobación del valor obtenido de σ_{63} para AIROBICC 49. Al aplicar el método del tablero de ajedrez a la matriz de AIROBICC de 97 detectores, cada una de las dos submatrices es muy semejante a AIROBICC 49. Esto nos permitirá comprobar de manera puramente experimental, sin necesidad de utilizar la simulación Montecarlo, que los valores de σ_{63} calculados para AIROBICC 49 son aproximadamente correctos. Calculamos nuevamente la resolución angular de cada submatriz como $\sigma'_{63} = \Delta_{63}/\sqrt{2}$. Se verificará que $\sigma_{63} < \sigma'_{63}$, ya que

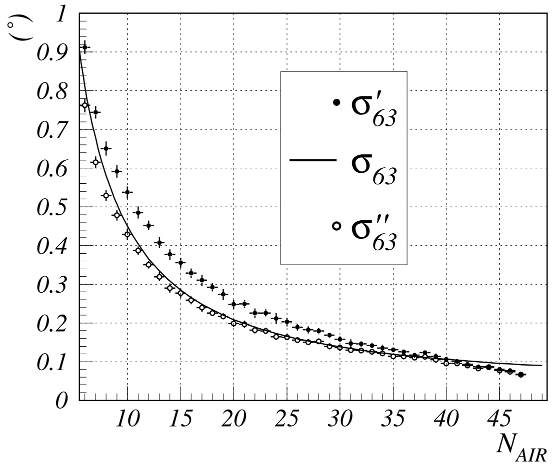

Figura 4.52: *Comprobación de la estimación de σ_{63} para AIROBICC 49.*

cada submatriz de 49 detectores de AIROBICC utiliza sólo su correspondiente submatriz de centelleadores en la determinación del *core*, mientras que el AIROBICC 49 la utiliza completa, lo que debe hacer mejor su resolución. Podemos repetir ahora el procedimiento pero haciendo que cada submatriz de 49 detectores utilice en la estimación de la posición del *core* toda la matriz de centelleadores. Si ahora definimos $\sigma''_{63} = \Delta_{63}/\sqrt{2}$, se cumplirá que $\sigma_{63} > \sigma''_{63}$, puesto que ahora las dos determinaciones de la dirección no son completamente independientes por utilizar ambas los mismos detectores de centelleo. En definitiva, podemos acotar la resolución angular σ_{63} de AIROBICC 49 de la siguiente manera:

$$\sigma'_{63} > \sigma_{63} > \sigma''_{63} \tag{4.24}$$

En la figura 4.52 se compara nuestra estimación de σ_{63} con dichas cotas. Vemos que se verifica la expresión 4.24 en todo el rango de N_{AIR}, confirmando la validez del método empleado, excepto para las mayores cascadas registradas ($N_{AIR} > 40$). Podríamos interpretar que la resolución para $N_{AIR} > 40$ es mejor de lo que hemos estimado, pero como hemos indicado anteriormente lo que parece suceder es que a muy altas energías la forma supuesta para el frente de luz Cherenkov no es realista y las dos submatrices de 49 casetas se ven afectadas por el mismo error sistemático, reduciéndose artificialmente los valores de σ'_{63} y σ''_{63}.

Debemos advertir que como AIROBICC 97 entró en funcionamiento después del incendio de Octubre de 1997, sólo cuenta con 2/3 de los contadores de centelleo de los que disponía AIROBICC 49. Por ello, al aplicar todo este procedimiento hemos utilizado únicamente los sucesos cuyo core se encontraba en la mitad intacta del área de las matrices. Por simetría, es de suponer que el resultado hubiera sido el mismo de haberlo podido aplicar al área total con la matriz de centelleadores completa.

4.4 Error de apuntado

Trataremos a continuación de determinar si existe alguna desviación sistemática (o error de apuntado) en las direcciones de las cascadas reconstruidas por AIROBICC. Una desviación de este tipo no sería detectada por el método del tablero de ajedrez si se debiera a algún error de calibración que afectara a las dos submatrices por igual. Podría tratarse por ejemplo de un error sistemático en la medición de las posiciones de las casetas cuyo efecto neto fuera desplazar el cenit del detector respecto al verdadero. La única forma segura de determinar con precisión un error de este tipo sería observando claramente una fuente puntual de radiación gamma de UAE, pero como veremos más adelante ninguna de las fuentes conocidas a energías del orden del TeV tiene un flujo lo suficientemente alto como para destacar sobre el fondo de rayos cósmicos cargados observado por AIROBICC.

4.4.1 Comparación con el sistema de telescopios

Una alternativa es comparar, suceso a suceso, las direcciones obtenidas con AIROBICC con las de otro detector cuyo error sistemático sea bien conocido. En nuestro caso podemos utilizar el sistema de telescopios Cherenkov (CTs) de HEGRA, que ha logrado detecciones positivas de tres fuentes y cuyo error de apuntado es de alrededor de una centésima de grado [88]. Desafortunadamente, el sistema de CTs tiene una aceptancia angular mucho menor que AIROBICC, y éste a su vez un umbral energético mucho mayor que aquel, por lo cual el número de sucesos que son detectados y reconstruidos por los dos detectores es pequeño. Disponemos por ello únicamente de una muestra de 2700 sucesos (con señal en

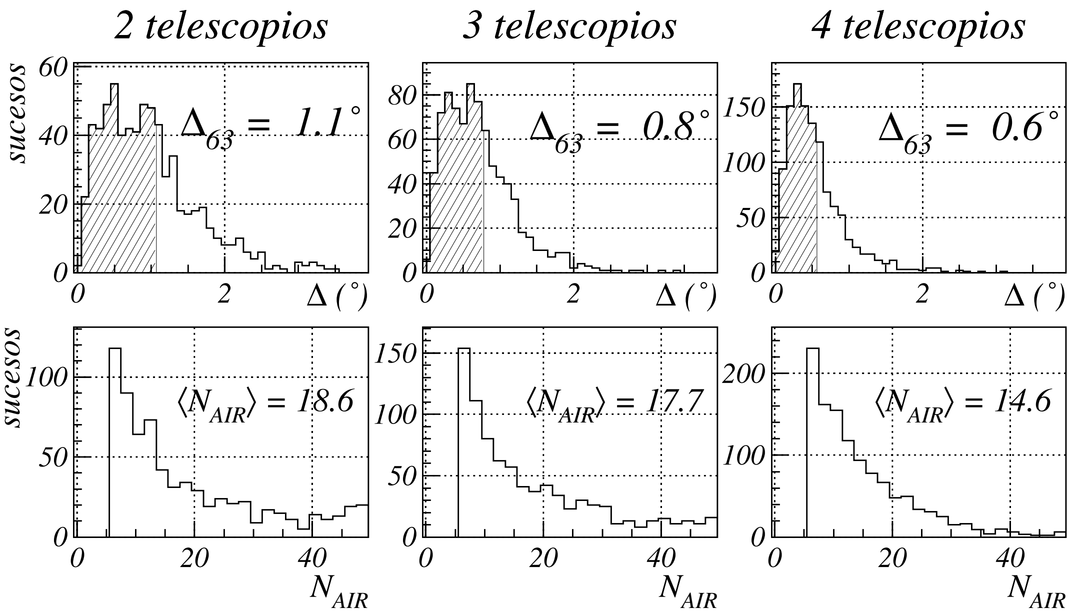

Figura 4.53: *Separación angular (Δ) entre la dirección de las cascadas reconstruida por AIROBICC y por el sistema de telescopios Cherenkov en función del número de telescopios disparados. En las gráficas de abajo vemos la distribución del número de casetas de AIROBICC disparadas para los mismos sucesos.*

al menos seis detectores de AIROBICC) registrados en coincidencia durante un mes de observaciones de Mkn 501 en 1997. La resolución angular del sistema de telescopios para fotones es mejor que 0.1° [29], pero en realidad la mayor parte de los 2700 sucesos coincidentes serán cascadas iniciadas por hadrones. No tenemos referencias precisas sobre la resolución angular del sistema para hadrones (pues ésta es un parámetro poco relevante para un telescopio Cherenkov), pero sabemos que será algo peor que para fotones (por ser las imágenes de las cascadas más dispersas) y que mejorará con el número de telescopios disparados.

En la figura 4.53 podemos ver los histogramas de las separaciones angulares (Δ) entre las direcciones determinadas por AIROBICC y por el sistema de CTs,

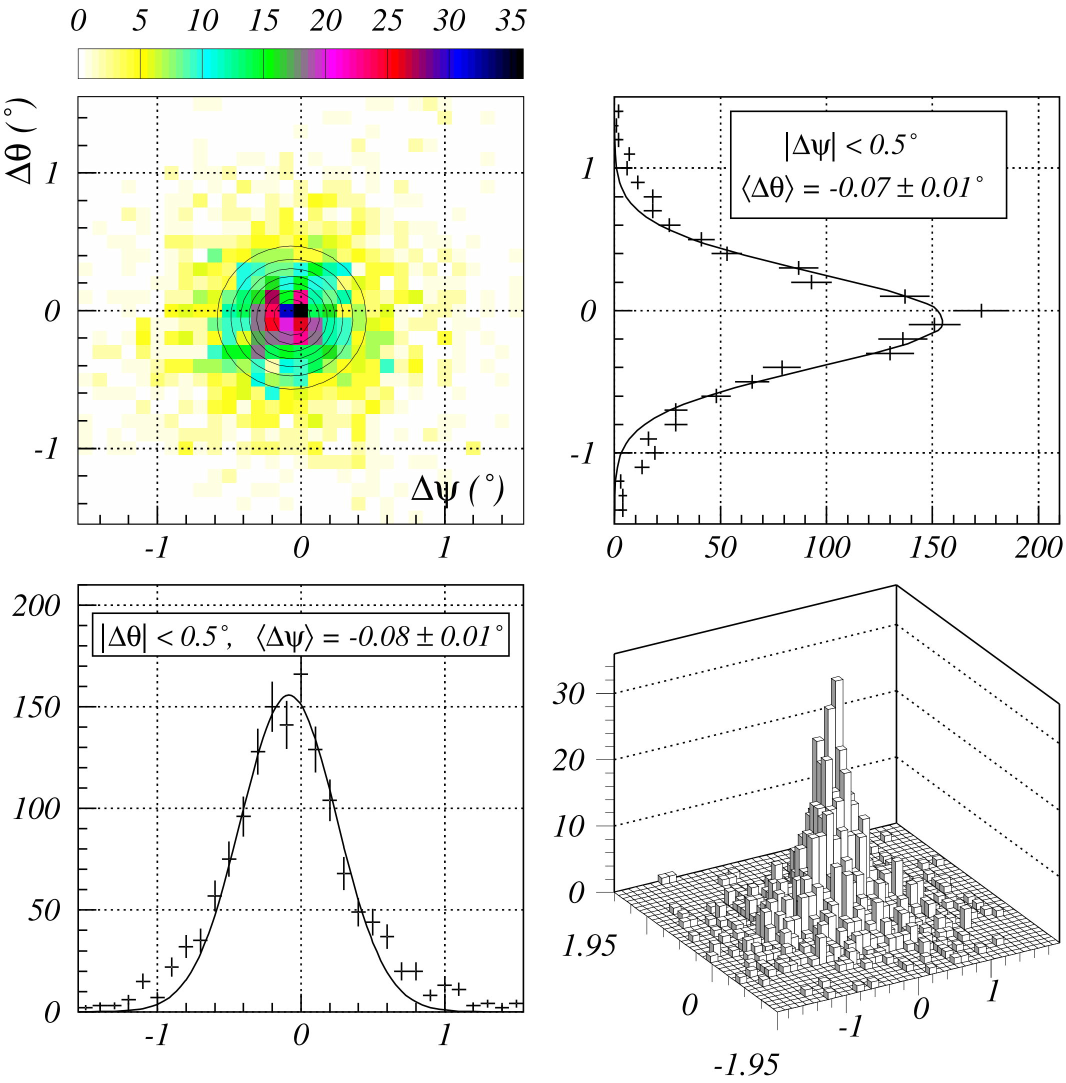

Figura 4.54: *Determinación del error de apuntado de AIROBICC por comparación con el sistema de telescopios Cherenkov de HEGRA.*

que hemos realizado por separado para los sucesos en los que se dispararon dos, tres y cuatro telescopios (durante el periodo en que fueron tomados estos datos el quinto telescopio no estaba aún incorporado al sistema). Observamos que los valores de Δ disminuyen al aumentar el número de telescopios N_{CTs}. Podríamos achacar esto a una mejor resolución angular de AIROBICC para los sucesos con mayor número de telescopios disparados, pero debemos descartar esta hipótesis dado que la distribución del número de detectores de AIROBICC disparados (en la misma figura 4.53) es prácticamente independiente de N_{CTs}, e incluso $\langle N_{AIR}\rangle$ disminuye ligeramente (por lo que la resolución angular de AIROBICC debe empeorar) al aumentar N_{CTs}. Esto quiere decir que, como esperábamos, la resolución angular del sistema (al menos para hadrones) depende fuertemente del número de telescopios disparados por la cascada. Por ello, para la determinación del error de apuntado de AIROBICC descartaremos aquellos sucesos con $N_{CTs} = 2$ (un total de 701). Con el resto de sucesos estudiaremos la desviación media existente entre ambas direcciones.

Para ello representamos en un histograma bidimensional la dirección de cada cascada proporcionada por el sistema de CTs (ϕ_T, θ_T) respecto a la obtenida por AIROBICC (ϕ_A, θ_A), siendo el eje vertical $(\Delta\theta)$ el círculo máximo definido por el cenit y la dirección (ϕ_A, θ_A) y el horizontal $(\Delta\psi)$ el círculo máximo perpendicular a aquél. Ajustamos esta distribución a una gaussiana bidimensional, y la distancia del centro de ésta al origen de coordenadas nos proporciona una estimación de la magnitud del error de apuntado de AIROBICC. La figura 4.54 muestra los resultados de este procedimiento. Las proyecciones de la distribución sobre los dos ejes se han realizado con los sucesos comprendidos en bandas de un grado de anchura en torno al origen, y se muestran junto con la correspondiente proyección de la gaussiana ajustada. Los resultados del ajuste son los siguientes:

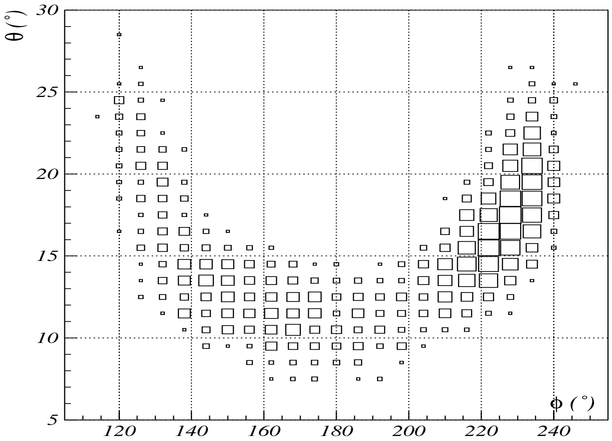

Figura 4.55: *Distribución en coordenadas locales (θ, ϕ) de las direcciones de los sucesos registrados en coincidencia por AIROBICC y el sistema de telescopios Cherenkov.*

$$\langle\Delta\psi\rangle = -0.08 \pm 0.01^\circ, \qquad \langle\Delta\theta\rangle = -0.07 \pm 0.01^\circ \tag{4.25}$$

Los datos con los que hemos realizado esta estimación no cubren todas las posibles direcciones accesibles a AIROBICC (véase la distribución de los sucesos en coordenadas locales en la figura 4.55), dado que todos ellos proceden de la observación con los telescopios de una única fuente (Mkn 501). Por otra parte, el error sistemático de AIROBICC puede depender de la dirección de observación, como ocurriría por ejemplo si se tratara de un error en el cenit del detector. En la figura 4.56 vemos de hecho que la forma en la que AIROBICC se desvía respecto al sistema de telescopios depende del ángulo ϕ: para cascadas procedentes del oeste (ϕ entre 0 y 180°) tenemos que $\langle\Delta\psi\rangle \simeq 0$, $\langle\Delta\theta\rangle < 0$, mientras que para las procedentes del este (ϕ entre 180 y 360°) $\langle\Delta\psi\rangle < 0$, $\langle\Delta\theta\rangle \simeq 0$, si bien en ambos casos la desviación en valor absoluto se encuentra en torno a 0.1°. El escaso número de sucesos de que disponemos nos impide hacer un estudio más detallado de esta dependencia, que permitiera encontrar alguna parametrización para corregir la dirección obtenida con AIROBICC. Por ello nos limitaremos a estimar una cota superior para el valor absoluto del error de apuntado. A partir de los valores calculados en (4.25), y suponiendo que en ambos ejes la verdadera desviación no se aleje de la calculada en más de tres veces la incertidumbre (0.01°) de éstos, obtenemos:

$$\text{(4.26)} \qquad \text{Error de apuntado (AIROBICC)}: \qquad \varepsilon \lesssim 0.15^\circ$$

Este valor deberá ser tenido en cuenta, junto con la resolución angular, a la hora de calcular el tamaño de la región en torno de una posible fuente de fotones γ en la que buscaremos el exceso de cascadas atmosféricas debido a éstos (§5.1.1).

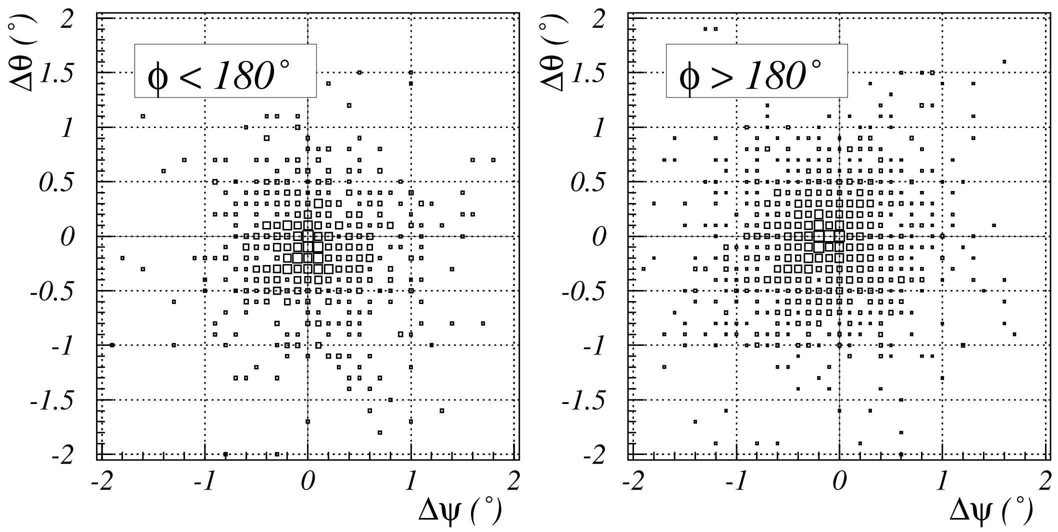

Figura 4.56: *Dependencia de la desviación sistemática entre la dirección determinada por AIROBICC y por el sistema de telescopios en función de la dirección de la cascada.*

4.5 Estimación de la energía de los fotones primarios

Una de las ventajas de los detectores de luz Cherenkov frente a las tradicionales matrices de contadores de centelleo es el carácter *calorimétrico* de la medida de los primeros. Mientras que las matrices de centelleadores sólo recogen información sobre el tamaño de la cascada en el nivel de observación, los detectores Cherenkov reciben gran parte de luz que ha sido emitida en las diferentes etapas del desarrollo de la cascada, que es en primer orden proporcional a la energía total depositada en la atmósfera por las partículas emisoras (esencialmente $e^{\pm}$). Así, el conjunto de atmósfera y matriz de detectores Cherenkov puede considerarse un calorímetro. En las cascadas hadrónicas, parte de la energía E_0 del primario acaba en partículas pesadas con momentos por debajo del umbral de emisión Cherenkov, y otra pequeña parte escapa en forma de neutrinos y muones. El resto de la energía, que denotaremos E_{em}, es transferida (fundamentalmente a través de $\pi^0 s$) a la parte electromagnética de la cascada. Llamaremos "fracción electromagnética" al cociente $f_{em} = E_{em}/E_0$ [23]. La cantidad de luz Cherenkov registrada es una buena medida de E_{em}, pero en el caso general la determinación de E_0 requiere también una estimación de f_{em}, cuyo valor depende tanto de E_0 como de la naturaleza del primario. En el caso de las cascadas iniciadas por fotones $f_{em} \simeq 1$, lo cual nos permite obtener $E_{0,\gamma}$ directamente a partir de la medida de luz Cherenkov.

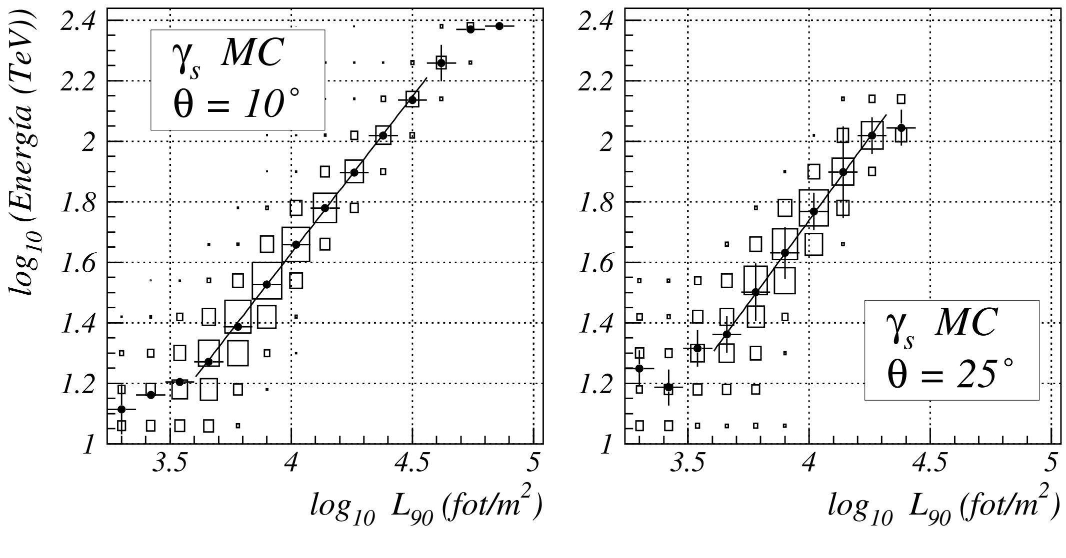

Figura 4.57: *Correlación entre la densidad de luz Cherenkov detectada a 90 metros del eje de la cascada y la energía del fotón primario (simulación Montecarlo).*

La cantidad de luz registrada en la zona del *hump* (§1.2.1) se ve menos afectada por las fluctuaciones en el desarrollo longitudinal de la cascada que la que alcanza el nivel de observación en las proximidades del eje, por lo que es un mejor estimador de E_0. Para la altura del detector AIROBICC, hemos visto que el *hump* se encuentra alrededor de 115 m de distancia del eje, pero por razones "históricas" en el presente trabajo utilizaremos como medida de la energía la densidad de luz Cherenkov L_{90} registrada a 90 metros del eje de la cascada [76]. La razón original de no utilizar L_{115} es doble: por un lado sólo las cascadas de muy alta energía consiguen superar el umbral de disparo de casetas situadas a más de cien metros del eje, y por otro para aquellas cascadas bien centradas en la matriz sólo los detectores situados en las esquinas pueden estar tan lejos de éste (recordemos que la matriz es un cuadrado de 180 metros de lado). Como originalmente se estimaba la luz Cherenkov detectada a diferentes distancias simplemente sumando la señal de los correspondientes detectores, se decidió utilizar L_{90} en lugar de L_{115}. Actualmente realizamos el ajuste descrito en §4.2.4 a la distribución lateral de luz Cherenkov y a continuación particularizamos dicho ajuste para cualquier distancia. Podríamos por tanto utilizar L_{115} como medida de la energía, pero dado que no es significativamente mejor que L_{90} como estimador, mantendremos este último para facilitar la comparación de cualquier resultado con trabajos anteriores ([77], [76], [23], [22]). En la figura 4.57 vemos la correlación existente entre los logaritmos de $E_{0,\gamma}$ y L_{90}, que es prácticamente lineal para $E_{0,\gamma} \gtrsim 20$ TeV, y ligeramente dependiente del ángulo de incidencia del fotón primario. Podemos parametrizar $E_{0,\gamma}$ de la siguiente manera:

$$log_{10}\ E_{0,\gamma}\ (TeV) = A + B \cdot log_{10}\ \frac{L_{90}}{10^4\ fot/m^2} \tag{4.27}$$

Donde los valores de A y B dependen del ángulo cenital de incidencia de la cascada, como vemos en la tabla 4.2.

$\theta =$	10°	20°	25°	30°
A	1.63	1.68	1.74	1.86
B	1.04	1.04	1.10	1.05

Tabla 4.2: *Parámetros para obtener de forma aproximada la energía de un fotón primario en función de L_{90} para diferentes ángulos cenitales (fórmula 4.27).*

En la fórmula (4.27) hemos normalizado la densidad de luz a 10^4 fotones/m^2, que es aquella para la cual la eficiencia de disparo de los detectores de AIROBICC es próxima a 1. La dependencia de A y B con θ es en una pequeña parte geométrica (las densidades de luz a que nos referimos son siempre sobre los detectores, es decir, por unidad de superficie horizontal), pero se debe sobre todo al diferente desarrollo de la cascada según el espesor atmosférico que debe atravesar.

La resolución relativa con que determinamos $E_{0,\gamma}$ mediante este procedimiento es tanto mejor cuanto mayor sea la energía (ver fig. 4.58). La determinación de

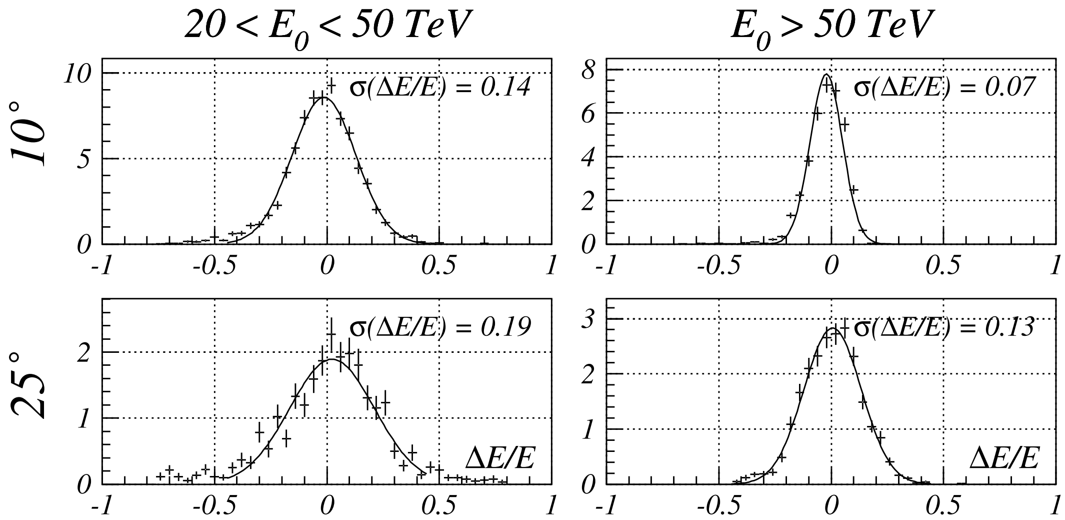

Figura 4.58: *Resolución en energías de AIROBICC 49 para fotones (simulación Montecarlo, $\theta = 10°$ y $\theta = 25°$).*

$E_{0,\gamma}$ es asimismo más precisa a menor ángulo cenital. Los valores en 4.58 deben considerarse cotas superiores a la verdadera resolución energética de AIROBICC para fotones, pues como ya vimos en §4.2.4 las medidas reales de la densidad de luz Cherenkov son algo más imprecisas de lo que se supone en la simulación (fig. 4.39).

Capítulo 5

Análisis de los datos

5.1 Métodos de búsqueda de fuentes puntuales

El método más sencillo de búsqueda de fuentes puntuales de radiación gamma consiste en el recuento del número de sucesos reconstruidos en un entorno angular de la dirección en la que se encuentra una presunta fuente emisora, y su comparación con el número esperado de sucesos debidos al fondo isótropo de radiación cósmica cargada. Dado que la dirección reconstruida para cada suceso (§4.2.2) la obtenemos en coordenadas locales (θ, ϕ)[1], necesitaremos en primer lugar transformarla a coordenadas celestes (normalmente las llamadas *ecuatoriales*, ascensión recta α y declinación δ) que no varían a lo largo del tiempo para cada fuente. Naturalmente, debido a la rotación de la Tierra unas mismas coordenadas locales corresponden a diferentes coordenadas celestes en diferentes instantes. Por ello para hacer la transformación necesitamos conocer el *tiempo universal coordinado* (UTC) en el que fue registrado cada suceso (además, obviamente, de las coordenadas del lugar de observación). El tiempo universal coordinado puede deducirse a partir del *tiempo atómico internacional* (IAT), que nos es facilitado para cada suceso por un reloj de Rubidio de precisión $2 \cdot 10^{-7}$ s. El reloj de Rubidio no está en realidad sincronizado con tanta precisión con el IAT: es suficiente con verificar diariamente, mediante un receptor de GPS (*Global Positioning System*), que su diferencia con éste no es mayor que unos cuantos milisegundos (dada la resolución angular de AIROBICC esta pequeña diferencia es inapreciable). La diferencia entre UTC y IAT es siempre un número entero de segundos (trece en la actualidad), que se modifica de vez en cuando (normalmente a finales de Diciembre o Junio) en saltos de un segundo (los llamados *leap seconds*), añadido o sustraido al UTC para mantener éste en consonancia con la rotación de la Tierra. La corrección del tiempo proporcionado por el reloj de Rubidio para obtener el UTC se realiza durante la reconstrucción de los datos.

[1]Las coordenadas locales más utilizadas en astronomía son las llamadas horizontales: acimut (A) y altura (a). Su relación con las empleadas por nosotros es trivial: $A = \phi$ y $\theta = 90° - a$.

Una última transformación de las coordenadas es necesaria. Las coordenadas ecuatoriales (α, δ) están referidas al ecuador celeste y al punto equinoccial vernal (posición del Sol en el equinoccio de Primavera). Debido a la precesión del eje de rotación de la Tierra ambos varían con el tiempo, por lo cual es conveniente referir las observaciones astronómicas al ecuador medio y la posición del punto equinoccial vernal en una fecha fija arbitraria llamada *época estándar*. La época estándar utilizada por convenio hoy en día y a lo largo de este trabajo es el comienzo del año juliano J2000.

5.1.1 Tamaño óptimo de la zona de señal

La "zona de señal" o zona *ON* es la región del cielo, centrada en la posible fuente, dentro de la cual deberíamos encontrar la mayor parte de los fotones emitidos por ésta. Tendremos que determinar el tamaño óptimo de la zona *ON*, que será aquel que haga máxima la relación señal/ruido del exceso de sucesos sobre el fondo isótropo de rayos cósmicos cargados en aquellas regiones en las que efectivamente exista una fuente de fotones gamma. Para el caso de fuentes puntuales y fondo isótropo, el tamaño óptimo de la zona *ON* depende únicamente de la función de resolución angular del detector y de la incertidumbre en su orientación absoluta (error de apuntado).

Función de resolución gaussiana.

Supondremos en primer lugar que la distribución angular de las direcciones reconstruidas de los fotones procedentes de la fuente es una gaussiana bidimensional:

$$\frac{dN_\gamma}{d\Omega} = \frac{N_{\gamma,0}}{\pi\ \sigma_{63}^2} \cdot \exp\left(-\frac{x^2+y^2}{\sigma_{63}^2}\right) \tag{5.1}$$

donde x e y indican la dirección reconstruida en un sistema ortogonal centrado en la dirección de la fuente, $dN_\gamma/d\Omega$ es el número de fotones por unidad de ángulo sólido y $N_{\gamma,0}$ es el número total de fotones *detectables*[2] emitidos por la fuente durante el tiempo de observación. Si bien la función de resolución de AIROBICC sólo es una gaussiana cuando se consideran únicamente sucesos con un valor fijo del número N_{AIR} de detectores con señal válida (empleados en la determinación de la dirección §4.3), en trabajos anteriores ([58, 93]) se ha calculado el tamaño óptimo de la zona de señal suponiendo que esto es cierto para el conjunto de todos los sucesos detectados con diferentes valores de N_{AIR}. Por esta razón trataremos en primer lugar este caso sencillo y lo compararemos luego con el resultado obtenido empleando la verdadera función de resolución del detector.

[2]Nos referimos a fotones con energía mayor que el umbral del detector y que alcancen el nivel de observación dentro del área efectiva de éste.

Por consideraciones de simetría se deduce que la zona *ON* óptima debe ser un *círculo* (en realidad, un cono de posibles direcciones) centrado en la fuente y de radio angular r_0, que contendrá un total de N_γ fotones de la fuente:

$$N_\gamma = \int_{\Omega_{ON}} \frac{dN_\gamma}{d\Omega} \cdot d\Omega = \frac{N_{\gamma,0}}{\pi\ \sigma_{63}^2} \cdot \int_0^{r_0} \exp\left(-\frac{r^2}{\sigma_{63}^2}\right) \cdot 2\pi \cdot \mathrm{sen}\ (r) \cdot dr = \simeq \frac{2\ N_{\gamma,0}}{\sigma_{63}^2} \cdot \int_0^{r_0} \exp\left(-\frac{r^2}{\sigma_{63}^2}\right) \cdot r \cdot dr = N_{\gamma,0} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{r_0^2}{\sigma_{63}^2}\right)\right] \tag{5.2}$$

Ω_{ON} es el ángulo sólido subtendido por la zona *ON*. Hemos utilizado $r^2 = x^2 + y^2$ y sen $(r) \simeq r$ para $r \ll 1\ rad$. Suponiendo un fondo isótropo en el interior de la zona *ON*, el número total N_B de sucesos de fondo dentro de ésta será proporcional a Ω_{ON}:

$$N_B \propto \Omega_{ON} = 2\pi \cdot [1 - \cos(r_0)] \simeq \pi \cdot r_0^2 \tag{5.3}$$

Para determinar el valor óptimo de r_0 supondremos que, una vez fijado r_0, el número de sucesos N_B registrados en un tiempo dado sigue una distribución de Poisson, y que dicho número es suficientemente grande como para poder aproximar ésta por una gaussiana de varianza $\sigma^2 \simeq N_B$. La relación señal/ruido del

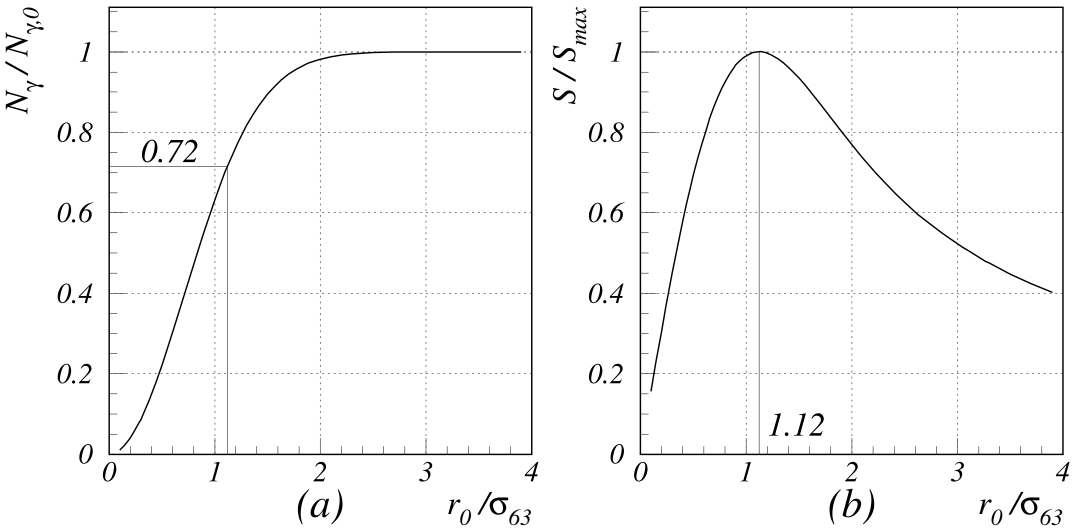

Figura 5.1: *Cálculo del radio óptimo de la zona ON para el caso de una función de resolución angular gaussiana. En (a), fracción del total de los fotones emitidos por la fuente contenidos en la zona ON. En (b), la relación señal/ruido del exceso producido sobre el fondo. El resultado es válido sólo en ausencia de desviación sistemática de las direcciones reconstruidas (error de apuntado).*

exceso N_γ de sucesos en la zona ON será entonces:

$$S(r_0) = \frac{N_\gamma}{\sqrt{N_B}} \propto \frac{1}{r_0} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{r_0^2}{\sigma_{63}^2}\right)\right] \tag{5.4}$$

La expresión (5.4) alcanza su valor máximo para $r_0 = 1.12 \cdot \sigma_{63}$, definiendo este valor una zona *ON* óptima tal que $N_\gamma/N_{\gamma,0} = 0.72$, es decir, que contiene un 72 % de los fotones emitidos por la fuente (ver figura 5.1).

El valor óptimo de r_0 es algo mayor cuando el número de sucesos de fondo esperado es muy bajo, pudiendo mediante simulación [9] obtenerse la siguiente parametrización:

$$r_0 = (1.12 + 0.5 \cdot e^{-0.69\ N^{0.36}}) \cdot \sigma_{63} \tag{5.5}$$

siendo N el número de sucesos de fondo esperados en un entorno de radio $1 \cdot \sigma_{63}$ alrededor de la fuente.

Determinación de r_0 para la función de resolución real

Dado que la función de resolución angular de AIROBICC para cada valor de N_{AIR} es una gaussiana bidimensional de la forma (5.1) de parámetro $\sigma_{63}(N_{AIR})$, la función de resolución global de AIROBICC para una muestra de sucesos dada será en realidad una suma de tales gaussianas:

$$\frac{dN_\gamma}{d\Omega} = \frac{N_{\gamma,0}}{\pi} \sum_n \frac{f\ (n)}{\sigma_{63}^2(n)} \cdot \exp\left[-\frac{x^2+y^2}{\sigma_{63}^2(n)}\right] \tag{5.6}$$

En esta expresión la suma se extiende a todos los posibles valores de N_{AIR} de los sucesos analizados, y $f(n)$ es la fracción del total de sucesos de la muestra con $N_{AIR} = n$. Lógicamente, (5.6) se reduce a (5.1) si $\sigma(n)$ es constante. En función de la distancia angular r a la fuente, la expresión (5.6) se transforma en:

$$\frac{dN_\gamma}{dr} = 2N_{\gamma,0} \sum_n \frac{f\ (n)}{\sigma_{63}^2(n)} \cdot \text{sen}\ (r) \cdot \exp\left[-\frac{r^2}{\sigma_{63}^2(n)}\right] \tag{5.7}$$

En la figura 5.2 (derecha) vemos la representación gráfica de (5.7) comparada con la correspondiente distribución de sucesos que obtendríamos suponiendo que la resolución es gaussiana (línea discontinua). En la gráfica de la izquierda vemos la distribución de $f(N_{AIR})$ —en este caso, la correspondiente a una muestra de datos de AIROBICC 49 que incluye a todos los sucesos cuya dirección ha sido reconstruida— y la función $\sigma_{63}(N_{AIR})$ que hemos empleado para obtener dN_γ/dr.

Integrando (5.7) hasta r_0, al igual que en (5.2), y teniendo en cuenta que la contribución del fondo isótropo es la calculada en (5.3), independientemente de la función de resolución angular, podemos de nuevo calcular (ahora numéricamente) la relación señal/ruido $S(r_0)$ del exceso debido a la fuente. El valor óptimo de r_0 es el que hace máxima S. En la figura 5.3 podemos ver que la zona *ON* óptima es considerablemente menor que la que obteníamos, suponiendo que la función de resolución es gaussiana, con la fórmula (5.4).

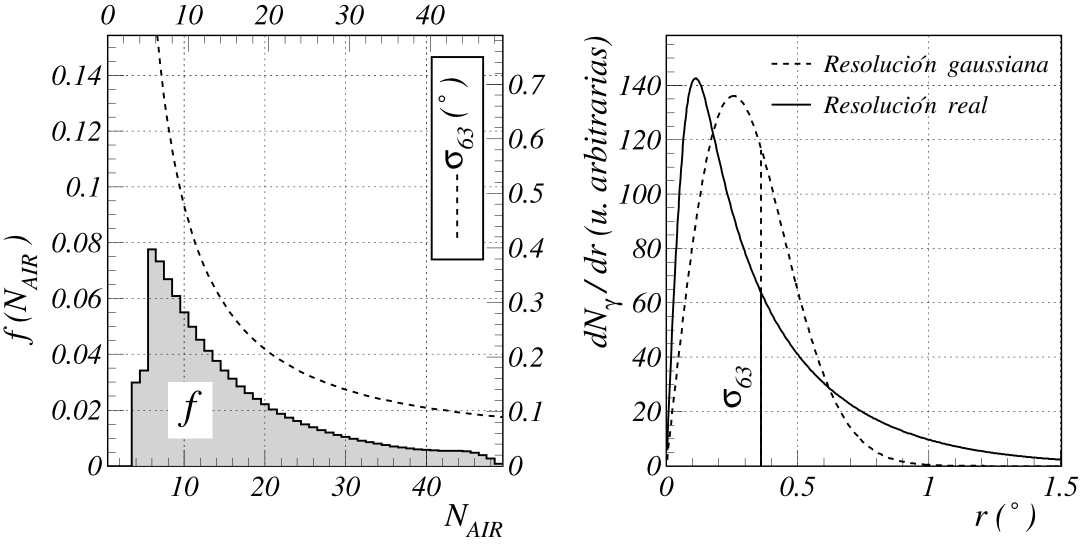

Figura 5.2: *Cálculo, mediante la fórmula (5.7), de la distribución dN_γ/dr real de fotones gamma en función de la distancia angular r a la fuente emisora. Se compara con la distribución correspondiente para una resolución angular gaussiana (cuyo parámetro σ_{63} se escoge de forma que el 63 % de la distribución dN_γ/dr real esté contenida en $r < \sigma_{63}$).*

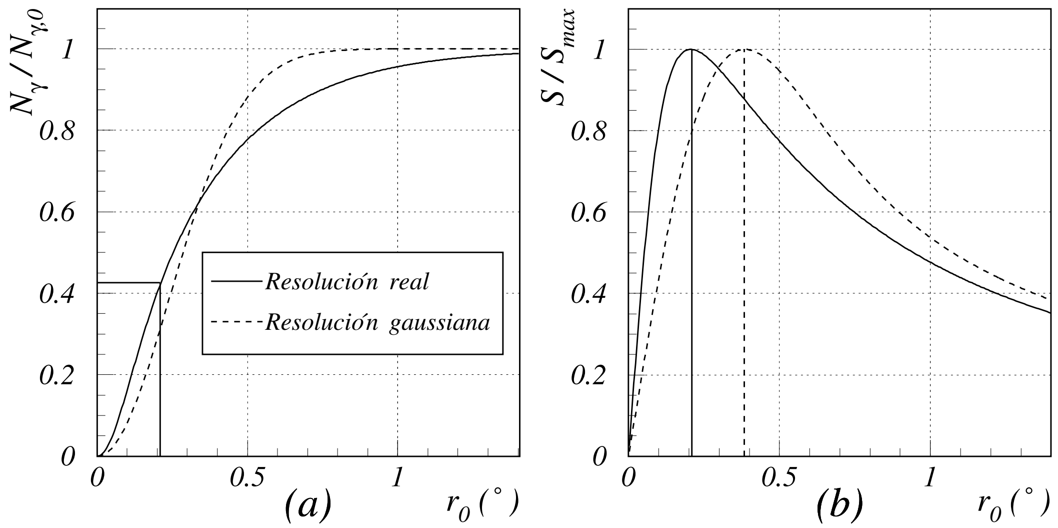

Figura 5.3: *Determinación del radio óptimo r_0 de la zona ON para la función de resolución angular de la figura 5.2. (a): Fracción de total de los sucesos de la fuente que se registran dentro de una región de radio r_0 en torno a ésta. (b): relación señal/ruido del exceso de fotones en función de r_0. La zona ON óptima es más pequeña que la calculada suponiendo que la función de resolución es gaussiana.*

Influencia del error de apuntado

Hemos obtenido un valor óptimo del tamaño de la zona *ON* bajo la suposición de que las direcciones determinadas para los fotones detectados no tienen una desviación *sistemática* respecto a las verdaderas. Si, debido a un error de *apuntado* del detector (§4.4), el centro de las gaussianas en (5.6) estuviera desplazado respecto a la posición de la fuente, el número N_γ de fotones reconstruidos en el interior de la zona *ON* definida disminuiría mientras que el de sucesos del fondo N_B permanecería constante, por lo que la relación señal/ruido del exceso de fotones decrece. Si se conoce con precisión la magnitud y dirección de la desviación sistemática puede corregirse la dirección de cada uno de los sucesos y la zona *ON* óptima sigue siendo la definida en el apartado anterior. Sin embargo, ya vimos que en nuestro caso lo más que podemos estimar es una cota superior para la magnitud de nuestro error de apuntado, $\varepsilon \lesssim 0.15°$, puesto que la desviación se produce en diferentes direcciones en función de la dirección de observación (§4.4). Por esta razón, lo único que podemos hacer es estimar de nuevo el tamaño de la zona *ON* óptima (la que maximiza la relación señal/ruido) bajo la suposición *pesimista* de que el error de apuntado es máximo y sin realizar correccion alguna

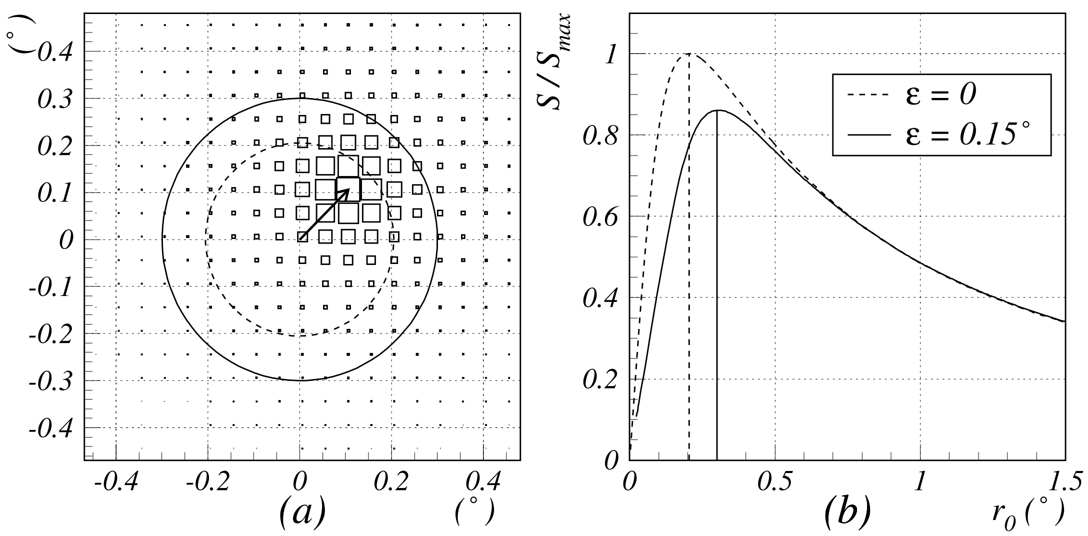

Figura 5.4: *Modificación de la zona ON óptima para búsqueda de fuentes puntuales en el caso de que exista una desviación sistemática ε de las direcciones reconstruidas. Se muestra el caso en el que $\varepsilon = 0.15°$ (indicado por la flecha en la figura de la izquierda). En (a) vemos la distribución en dos dimensiones de las direcciones reconstruidas de los fotones de la fuente situada en (0,0). Se muestran, superpuestos, los límites de la zona ON óptima (línea continua) y de su análoga en ausencia de error de apuntado (línea discontinua). En (b), variación con r_0 de la relación señal/ruido del exceso de fotones para ambos casos.*

de las direcciones de las cascadas registradas. Como la zona *ON* es un círculo centrado en la posición de la fuente, la dirección en la que se produce la desviación es irrelevante para este cálculo. En la figura 5.4 vemos cómo aumenta el radio de la zona *ON* óptima y disminuye la relación señal ruido al introducir un error sistemático de 0.15° en una dirección arbitraria .

Dado que las características del detector han cambiado a lo largo de los años modificando su resolución angular, no podemos establecer un tamaño óptimo de la zona *ON* único, válido para todo el periodo de observación analizado en este trabajo. En lugar de ello, calcularemos mediante el procedimiento descrito el tamaño óptimo de la zona *ON* por separado para los diferentes subperiodos de toma de datos que definiremos más adelante (§5.3). Los valores de r_0 obtenidos se encuentran en la tabla 5.8.

5.1.2 Estimación del fondo

Una vez decidido el tamaño de la zona *ON* en torno a una posible fuente y efectuado el recuento del número de sucesos N_{ON} reconstruidos en su interior a lo largo del periodo de observación, el siguiente paso es la estimación del fondo de rayos cósmicos en dicha zona. Debemos averiguar cuántos sucesos se habrían reconstruido *en promedio* en la zona *ON* en ausencia de la hipotética fuente, $\hat{N}_B$, y a continuación compararlo con el número realmente registrado. Debido a la aceptancia limitada del detector, el flujo de rayos cósmicos en la zona *ON* varía al cambiar la posición aparente de la fuente observada desde éste, lo que dificulta notablemente la estimación. La aceptancia de AIROBICC es máxima en el cenit y decrece según nos alejamos de éste, teniendo también una pequeña dependencia con el ángulo acimutal ϕ. El cenit de cualquier lugar de observación tiene una declinación δ constante, igual a su latitud, y recorre a lo largo de un día todos los valores de ascensión recta α. Esto hace que las fuentes observables sean sólo aquellas situadas en una banda de declinación centrada en $\delta = +28.8°$ y de anchura $\simeq \pm 30°$. En el caso de un detector como AIROBICC, que opera únicamente durante la noche, los valores de α accesibles dependen además de la época del año en la que tenga lugar la observación. Como ilustración de este hecho se muestra en la figura 5.5 el flujo de rayos cósmicos detectado por AIROBICC en función de α y δ durante una noche.

El método más sencillo para estimar el fondo es definir una zona del cielo, llamada *zona OFF*, cuya *exposición* al detector durante el periodo de observación haya sido similar a la de la zona *ON*. Los ángulos sólidos Ω_{ON} y Ω_{OFF} subtendidos por ambas zonas no tienen por qué ser iguales. De hecho, cuanto mayor sea Ω_{OFF}, el número de sucesos contenido en la zona *OFF* será mayor y las fluctuaciones estadísticas relativas de dicho número menores, por lo que la estimación del fondo será más precisa. Si el número de sucesos reconstruidos en la zona *OFF* es N_{OFF}, entonces $\hat{N}_B \simeq N_{OFF} \cdot (\Omega_{ON}/\Omega_{OFF})$. Normalmente se escoge la zona *OFF* de forma que $\Omega_{ON}/\Omega_{OFF} < 0.1$, pero es obvio (fig. 5.5) que no podemos aumentar

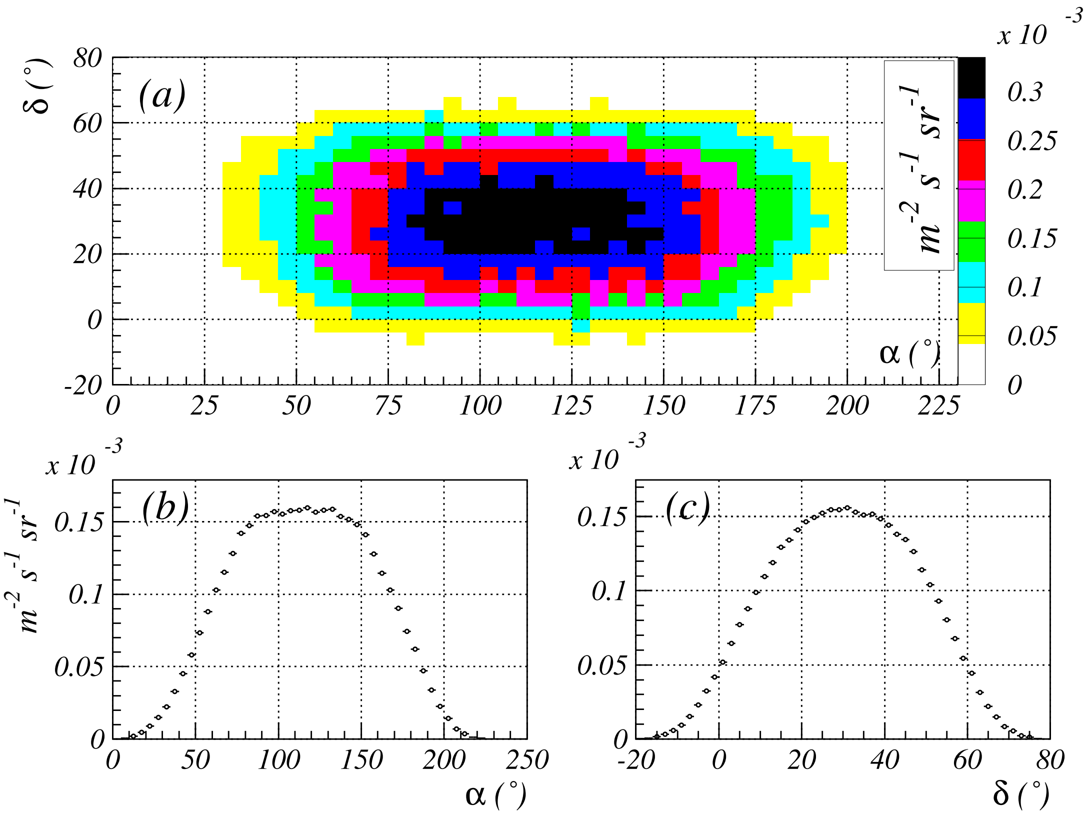

Figura 5.5: *(a): Flujo de rayos cósmicos detectado por AIROBICC en función de α y δ durante seis horas de observación en una noche de Diciembre de 1995. La region del cielo accesible en un periodo así es de unos dos estereorradianes, aproximadamente el 30 % del cielo del hemisferio norte. (b) y (c) son las proyecciones de (a) sobre ambos ejes.*

indefinidamente Ω_{OFF} manteniendo el requisito de igual exposición.

Si la posición de la fuente en coordenadas ecuatoriales es (α_0, δ_0), pueden tomarse como zona *OFF* dos regiones definidas por un intervalo pequeño (del orden del diámetro de la zona *ON*) de declinaciones $[\delta_0 - \Delta\delta, \delta_0 + \Delta\delta]$ y situadas simétricamente en ascensiones rectas inmediatamente anteriores y posteriores (a pocos grados de distancia) a la de la zona *ON* (ver [9]). Las variaciones del flujo de rayos cósmicos lineales con α (fig. 5.5 b) se compensarán por ser la zona *OFF* simétrica respecto a α_0.

Método del anillo

Un procedimiento análogo ([79], [58], [60]) consiste en definir una zona *OFF* en forma de anillo, centrada en la posición de la fuente y rodeando en todas direcciones a la zona *ON*. También en este caso cualquier cambio lineal de la aceptancia con α o δ se cancelará de forma que el flujo promedio de rayos cósmicos en la zona *OFF* será igual al flujo en la zona *ON*. La elección de los límites de la zona *OFF* no es tan crítica como en el caso de la zona *ON*. En análisis anteriores de datos de AIROBICC que han adoptado el método del anillo ([58], [60]) se han tomado como radios interior y exterior de la zona *OFF* 0.5 y 2.4° respectivamente. Tanto este método como el anterior tienen la limitación de no tener en cuenta variaciones no lineales con α y δ de la aceptancia, lo que puede introducir sesgos importantes especialmente cuando el periodo de observación analizado es corto o la fuente se encuentra en posiciones para las cuales las variaciones de aceptancia son grandes. En la figura 5.6 vemos la distribución de los sucesos de fondo en torno a las posiciones de dos fuentes, en función de la distancia a dichas fuentes. El periodo de observación representado en las gráficas se extiende a lo largo de once meses. Cada canal en dichos histogramas representa un anillo centrado en la fuente. Todos los anillos subtienden el mismo ángulo sólido, por lo que en el caso de que la distribución de fondo fuera uniforme alrededor de la fuente (o variara linealmente con α y δ), el contenido medio de todos ellos debería ser el mismo. Podemos ver que así sucede para la fuente (a), situada en una declinación próxima al máximo de la aceptancia de AIROBICC, pero obviamente no para la fuente (b), cuya declinación la sitúa en el límite de la región del cielo accesible al detector. Para periodos de observación más cortos (por ejemplo de una noche), incluso fuentes situadas en declinaciones favorables pueden presentar un fondo como el de la fuente (b) dependiendo de su ascensión recta, lo que hace difícil la determinación del fondo medio $\hat{N}_B$ mediante los métodos descritos.

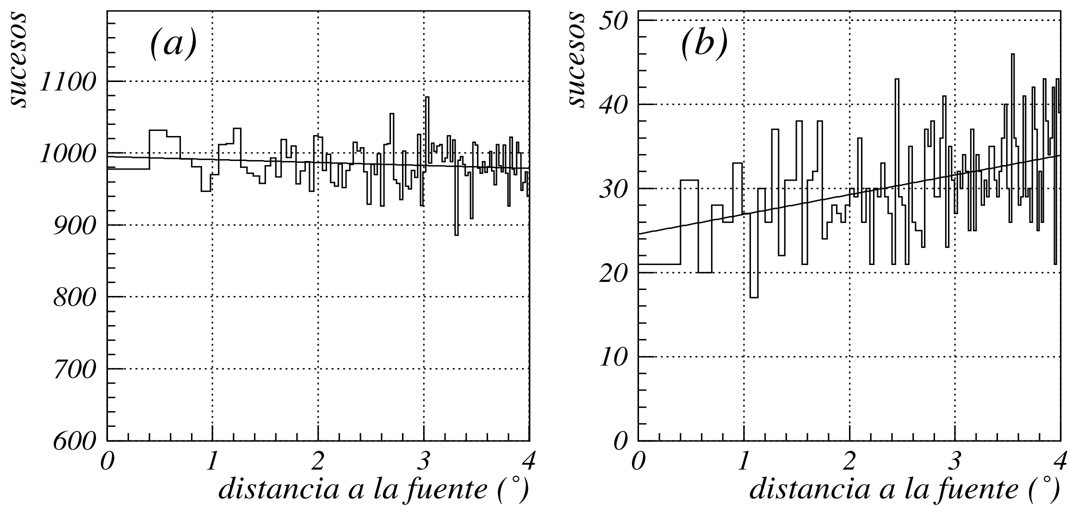

Figura 5.6: *Distribución de los sucesos del fondo de rayos cósmicos en torno a las posiciones de dos posibles fuentes. (a): declinación $\delta = 35°$ y (b): declinación $\delta = -12°$. La anchura de los canales de ambos histogramas decrece con la distancia a la fuente, de manera que todos subtienden el mismo ángulo sólido.*

Método de Montecarlo de estimación del fondo

Un método más general para la determinación del fondo [9] se basa en la relativa estabilidad de la función de aceptancia del detector expresada en coordenadas locales (θ, ϕ) durante largos periodos de tiempo[3]. La eficiencia de detección en coordenadas locales $E(\theta, \phi)$ la obtenemos a partir de la distribución de (θ, ϕ) de un gran número de sucesos, que suponemos son todos debidos al fondo isótropo de rayos cósmicos cargados. Generamos a continuación valores aleatorios de θ y ϕ extraidos de la distribución $E(\theta, \phi)$ y los asociamos al azar con los tiempos de los sucesos reales de la muestra analizada para obtener una distribución de *falsos* sucesos en coordenadas ecuatoriales (α, δ). Dichos sucesos, por construcción, tienen la distribución correcta de direcciones en coordenadas locales, y además la misma distribución de tiempos que la muestra real de sucesos analizados. Esto hará que tanto las variaciones en el ritmo de detección como los periodos de inactividad debidos a la realización de calibraciones sean los mismos en la muestra de sucesos falsos y en la muestra real. Por ello la distribución en ascensión recta y declinación de los sucesos falsos reproduce exactamente la de los sucesos reales, con excepción de las anisotropías debidas a posibles fuentes de rayos gamma (que quedarían completamente difuminadas), y es, por tanto, una adecuada estimación del fondo en cualquier región del cielo. El valor de $\hat{N}_B$ es simplemente el número de sucesos falsos en el interior de la zona *ON*. Podemos reducir la incertidumbre en la estimación del fondo generando, para cada suceso real, no uno, sino N_{MC} falsos sucesos (esto es equivalente, en los métodos con zona *OFF*, a aumentar el tamaño de ésta). Cuanto mayor sea N_{MC}, menores serán las fluctuaciones poissonianas en la determinación del fondo. En nuestro análisis tomaremos $N_{MC} = 100$ ($\alpha = 0.01$).

El método utilizado para calcular $E(\theta, \phi)$ a partir de los sucesos detectados supone que todos ellos proceden del fondo isótropo. Teniendo en cuenta que el flujo esperado de cualquier posible fuente a estas energías es muy bajo, y que su posición en coordenadas locales varía rápidamente, la suposición es perfectamente razonable. Los mayores sesgos que pueden esperarse en este método proceden de variaciones en la función de eficiencia $E(\theta, \phi)$ a lo largo del periodo de observación, por lo que será conveniente dividir los datos analizados en subperiodos durante los cuales la configuración del detector no haya sufrido cambios importantes.

5.1.3 Significancia estadística de los excesos

El método más comúnmente empleado en astronomía gamma para evaluar la significancia estadística de un exceso de sucesos observado en una cierta dirección es el de Li y Ma [69]. Sea N_{ON} el número de sucesos registrado en la zona *ON* en

[3]En el caso de un detector de luz Cherenkov como AIROBICC esto sólo es cierto si se excluyen del análisis las noches con malas condiciones atmosféricas para la observación, lo que discutiremos más adelante.

torno a la posición de la hipotética fuente. Sea N_{OFF} el número de sucesos en la zona *OFF*, si utilizamos el método del anillo, o bien el número de *falsos* sucesos reconstruidos en la zona *ON* si utilizamos el método de Montecarlo. En cualquiera de los dos casos, nuestra mejor estimación del número de sucesos debidos al fondo en la zona *ON* será:

$$\hat{N}_B = \alpha \cdot N_{OFF} \tag{5.8}$$

En esta expresión α es la fracción entre los ángulos sólidos subtendidos por las zonas *ON* y *OFF*, $\alpha = \Omega_{ON}/\Omega_{OFF}$ para el método del anillo, o bien el inverso del número de falsos sucesos generados por cada suceso real para el método de Montecarlo, $\alpha = 1/N_{MC}$. El valor estimado del número de sucesos debidos a la fuente será entonces:

$$N_s = N_{ON} - \hat{N}_B = N_{ON} - \alpha \cdot N_{OFF} \tag{5.9}$$

Suponiendo que N_{ON} y N_{OFF} obedecen la estadística de Poisson, la significancia S del exceso observado puede obtenerse mediante la siguiente expresión, debida a Li y Ma [69]:

$$S = \sqrt{2}\left\{N_{ON}\ \ln\left[\frac{1+\alpha}{\alpha}\left(\frac{N_{ON}}{N_{ON}+N_{OFF}}\right)\right] + N_{OFF}\ \ln\left[(1+\alpha)\left(\frac{N_{OFF}}{N_{ON}+N_{OFF}}\right)\right]\right\}^{1/2} \tag{5.10}$$

En el caso en que $N_{ON} < \alpha \cdot N_{OFF}$, es decir, que observemos en la zona *ON* *menos* sucesos de los esperados por la simple contribución del fondo, tomaremos la raíz negativa en (5.10). Suponiendo (*hipótesis nula*) que todos los sucesos observados son debidos al fondo, y que los valores de N_{ON} y N_{OFF} no son excesivamente bajos ($\gtrsim 100$), la significancia S así calculada sigue aproximadamente una distribución gaussiana de media 0 y varianza 1. En esas condiciones, podremos afirmar que hemos observado un exceso "de S desviaciones estándar". La probabilidad P de haber obtenido, en ausencia de una fuente emisora, un exceso al menos tan significativo como el observado, se obtendrá simplemente integrando la distribución normal entre S y $+\infty$:

$$\begin{aligned} P(\geqslant S) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_S^{+\infty} e^{-\frac{x^2}{2}}\,dx = \frac{1}{2}\cdot\left[1 - erf\left(\frac{S}{\sqrt{2}}\right)\right] \\ \text{con}\quad erf(x) &= \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^x e^{-t^2}dt \end{aligned} \tag{5.11}$$

Cálculo de la significancia en el caso de baja estadística

En el apéndice B estudiamos brevemente la validez de la fórmula de Li y Ma en función del valor de α y la estadística de la muestra analizada. El método de Li y Ma es válido sólo en el caso de que el número de sucesos registrado no sea excesivamente pequeño. Un método que es válido incluso en el límite de baja estadística consiste en evaluar la probabilidad $P(\geqslant N_{ON})$ de, dado N_{OFF}, observar N_{ON} o más sucesos en la zona *ON* bajo la *hipótesis nula*, considerando toda posible fluctuación poissoniana en el número de sucesos de fondo en la zona *ON* (ver [9]). El resultado es el siguiente:

$$P(\geqslant N_{ON}) = 1 - \sum_{k=0}^{N_{ON}-1} \frac{\alpha^k}{(1+\alpha)^{N_{OFF}+k+1}} \cdot \frac{(N_{OFF}+k)!}{N_{OFF}!\; k!} \tag{5.12}$$

que es de nuevo la probabilidad de que el exceso observado sea debido a una simple fluctuación del fondo de rayos cósmicos. Este método es en principio válido en cualquier caso, pero es desaconsejable para valores grandes de N_{ON} y N_{OFF} por complicarse el cálculo de los factoriales, por lo que lo emplearemos sólo para el caso $\hat{N}_B \leqslant 100$ (este caso se presentará en la búsqueda de fuentes en periodos breves, de sólo una noche de observación, y en la búsqueda de emisión continua a altas energías). A partir de la probabilidad (5.12) podemos obtener la significancia estadística S equivalente del exceso, introduciendo P en (5.12) y resolviendo numéricamente.

5.1.4 Cálculo de límites superiores

En el caso de que exista una fuente de fotones gamma dentro de la zona *ON* estudiada, el número de fotones registrado en ésta durante el periodo de observación analizado (del cual el valor N_s en (5.9) es el estimador de máxima verosimilitud) seguirá una distribución de Poisson. Sea N_γ la contribución *media* (desconocida) de la fuente al número de sucesos de la zona *ON* durante dicho periodo. Dada una observación caracterizada por $(N_{ON}, N_{OFF}, \alpha)$, para calcular el valor máximo de N_γ con un cierto nivel de confianza, seguiremos el procedimiento de Helene [49] en su aproximación gaussiana (válida para N_{ON}, $N_{OFF} \gg 1$). La distribución de probabilidad de N_γ puede aproximarse por (fórmula 6 de [49]):

$$\begin{aligned} g(N_\gamma) &= K \cdot e^{-[N_\gamma - (N_{ON}-\hat{N}_B)]^2/2\hat{\sigma}^2} & \quad N_\gamma \geqslant 0 \\ g(N_\gamma) &= \qquad 0 & \quad N_\gamma < 0 \end{aligned} \tag{5.13}$$

, donde $\hat{\sigma} = \sqrt{N_{ON} + \alpha \hat{N}_B}$ no es más que el estimador de la desviación estándar de N_s (ver fórmula B.5 en el apéndice B) en el límite gaussiano. $\hat{N}_B$ es la estimación, según (5.8), del número de sucesos de fondo en la zona *ON*. La constante de normalización es:

$$K = \left(\int_0^{+\infty} e^{-[N_\gamma - (N_{ON}-\hat{N}_B)]^2/2\hat{\sigma}^2} \; dN_\gamma \right)^{-1} \tag{5.14}$$

En (5.13) debe interpretarse N_γ como una variable aleatoria y $(N_{ON} - \hat{N}_B)$ y $\hat{\sigma}$ como parámetros. De hecho, la expresión (5.13) se deriva de adoptar un *enfoque* *bayesiano*, en el que intercambiamos los papeles de datos y parámetros y utilizamos como único conocimiento *a priori* acerca de N_γ el hecho obvio de que la contribución de la fuente no puede ser negativa.

El límite superior a N_γ con un cierto nivel de confianza $\xi \in [0,1]$, será entonces aquel valor N_{UL} que verifique:

(5.15)
$$\xi = \int_0^{N_{UL}} g(N_\gamma)dN_\gamma = K\int_0^{N_{UL}} e^{-(N_\gamma - N_s)^2/2\hat{\sigma}^2} dN_\gamma = \frac{freq\left(\frac{N_{UL}-N_s}{\hat{\sigma}}\right) - freq\left(-\frac{N_s}{\hat{\sigma}}\right)}{freq\left(\frac{N_s}{\hat{\sigma}}\right)}$$

, donde hemos empleado (5.9) y $freq(x) = (\sqrt{2\pi})^{-1}\int_{-\infty}^{x} e^{-t^2/2}\,dt$ es la integral de la distribución normal entre $-\infty$ y x. La función $freq(x)$ ha de calcularse numéricamente y se encuentra disponible por ejemplo en la biblioteca de funciones *CERNLIB* facilitada por el CERN. La ecuación 5.15 puede también escribirse en la forma:

$$(1-\xi)\ freq\left(\frac{N_s}{\hat{\sigma}}\right) = freq\left(\frac{N_s - N_{UL}}{\hat{\sigma}}\right) \qquad (5.16)$$

En este trabajo hemos escogido arbitrariamente un nivel de confianza $\xi = 0.9$ (como en [58] y [93]). La ecuación 5.16 la resolvemos numéricamente, evaluando en primer lugar el primer miembro y a continuación incrementando N_{UL} en pasos de 0.01 hasta que alcance un valor para el que la igualdad se verifique.

Caso de baja estadística

Como se explica en el apéndice B, el valor $\hat{\sigma} = \sqrt{N_{ON} + \alpha\hat{N}_B}$ no es siempre un buen estimador de la desviación estándar de N_s cuando $\alpha \neq 1$, y en particular para valores bajos de N_{ON} y $\hat{N}_B$. En estos casos no será válida la expresión (5.16), por lo que emplearemos para la determinación de N_{UL} la fórmula dada por [1] para procesos poissonianos con fondo[4]:

$$\xi = 1 - \frac{e^{-(\hat{N}_B + N_{UL})}\sum_{n=0}^{N_{ON}} \frac{(\hat{N}_B + N_{UL})^n}{n!}}{e^{-\hat{N}_B}\sum_{n=0}^{N_{ON}} \frac{\hat{N}_B^n}{n!}} \qquad (5.17)$$

Escogiendo un valor de ξ ($= 0.9$ en nuestro caso) se obtiene N_{UL} numéricamente a partir de (5.17). Este método lo emplearemos en todos los casos con $\hat{N}_B \leqslant 100$ (búsqueda de emisión esporádica, en periodos de una noche, y búsqueda de emisión continua a altas energías).

[4] La fórmula (5.17) sólo es rigurosamente correcta si $\hat{N}_B$ es el verdadero parámetro de Poisson del fondo (en lugar de su estimador). En nuestro caso será una buena aproximación, dado que hemos generado cien sucesos de fondo por cada suceso real, y por ello las fluctuaciones de $\hat{N}_B$ son diez veces menores que las de N_{ON}.

5.2 Separación γ / hadrón

La inmensa mayoría de las cascadas atmosféricas son producidas por radiación cósmica cargada. La sensibilidad de un detector de cascadas en lo que respecta a la búsqueda de fuentes de radiación gamma mejorará por tanto con la utilización de cualquier procedimiento que permita distinguir aquellas de las iniciadas por fotones. Mientras que para los telescopios Cherenkov existen desde hace diez años [51] métodos estándar de discriminación de cascadas hadrónicas y fotónicas de probada eficacia, no hay nada similar que se haya aplicado con éxito (entendiendo como tal la identificación inequívoca de una fuente) a las matrices de centelleo, ni a detectores Cherenkov de gran aceptancia. Algunos estudios teóricos realizados sobre estos últimos ([77, 92]) predicen sin embargo la posibilidad de lograr un cierto grado de discriminación con este tipo de detector. Analizaremos aquí el llamado método LES (*Light-Electron Slope*) [77], desarrollado específicamente para AIROBICC. Si bien hay actualmente métodos más prometedores ([92], [34]) que éste, no ha sido aún estudiada su aplicación a un detector concreto, por lo que no los consideraremos para el presente análisis.

5.2.1 El método *LES*

El método LES aprovecha las diferencias en el desarrollo longitudinal en la atmósfera de las cascadas hadrónicas y las originadas por fotones γ. La simulación Montecarlo indica que las cascadas hadrónicas se atenúan, en media, más lentamente que las puramente electromagnéticas tras alcanzar su máximo. Esto quiere decir que para un mismo valor de la profundidad del máximo X_{max} (§1.1.1) y del número de electrones N_e^{max} en el máximo de la cascada, el número N_e de electrones que alcanza el nivel de observación será menor para una cascada iniciada por un fotón que para una cascada iniciada por un protón o cualquier otro hadrón:

$$\text{Para } X_{max} \text{ fijo,} \qquad \left[\frac{N_e}{N_e^{max}}\right]_{\text{hadrón}} > \left[\frac{N_e}{N_e^{max}}\right]_{\gamma} \tag{5.18}$$

como se establece en [77]. El detector AIROBICC nos proporciona una medida del valor de X_{max} a través del "radio de luz" R_L (ver §4.2.4). Puede verse también que L_{90}, la densidad de luz Cherenkov a 90 metros del eje de la cascada (que obtenemos particularizando el ajuste lateral a la densidad de luz Cherenkov en $r = 90$ m) es aproximadamente proporcional al número de electrones en el máximo (independientemente de la naturaleza del primario). Por último, la matriz de centelleadores, a través del ajuste NKG , nos permite realizar una estimación de N_s (ver §4.2.3) que como ya vimos es proporcional a N_e. De esta forma, podemos transformar 5.18 en:

$$\text{Para } R_L \text{ fijo,} \qquad \left[\frac{N_s}{L_{90}}\right]_{\text{hadrón}} > \left[\frac{N_s}{L_{90}}\right]_{\gamma} \tag{5.19}$$

El grado de separación que podemos lograr con este método está limitado por la precisión con que las tres cantidades implicadas son reconstruidas por nuestro detector. Es decir, no sólo es importante que el cociente que aparece en (5.19) sea *en media* diferente para hadrones y fotones, sino que las fluctuaciones de dicho cociente no sean muy grandes comparadas con la separación media entre hadrones y fotones.

El método LES está descrito en detalle en [11], si bien en el presente trabajo se han introducido algunas modificaciones en la reconstrucción de los datos de AIROBICC que modifican ligeramente los valores numéricos de los parámetros implicados. Las más importantes son:

- Diferente escala de N_s, consecuencia de la redefinición del valor de 1 MIP (§4.1.2) para asegurar la consistencia de los datos y la simulación. Nuestros valores de N_s serán ligeramente menores (aproximadamente un 16 %) que los de [11].

- Cambio del rango del ajuste a la distribución lateral de la densidad de luz Cherenkov. Como vimos en §4.2.4, ahora es de 20 a 115 metros (frente a 7.5 - 95 m), pues es éste el rango en el que el comportamiento de dicha distribución es realmente exponencial. Dado que a distancias del eje menores de veinte metros la cantidad de luz Cherenkov es mayor que la resultante de extrapolar la exponencial, los valores del radio de luz en nuestro análisis serán sistemáticamente mayores que los obtenidos en [77] y [11].

El método LES original sustituye en la fórmula (5.19) L_{90} por L_{0-100}, la integral de la densidad de luz Cherenkov registrada hasta una distancia de 100 metros del eje (que podemos obtener en AIROBICC integrando entre 0 y 100 m la exponencial a la que ajustamos la distribución lateral de luz). La razón que justifica dicho cambio según [77] es que la diferencia entre fotones y hadrones se hace mayor de esta forma, aunque en nuestro propio estudio no hemos encontrado ninguna mejoría[5], por lo que mantendremos N_s/L_{90} como parámetro discriminador (los resultados utilizando N_s/L_{0-100} son idénticos).

Definición del parámetro *LES*

En la figura 5.7 vemos la representación de $log_{10}(N_s/L_{90})$ frente a R_L en histogramas bidimensionales (gráficas superiores) para hadrones y fotones gamma de ángulo cenital de incidencia $\theta = 10°$, en la cual se muestran todos los sucesos para los cuales se han reconstruido las cantidades relevantes, sin corte alguno

[5]En la referencia citada, se comparan N_e/L_{90} y N_e/L_{0-100} como parámetros discriminadores, siendo N_e el número *verdadero* de $e^{\pm}$ en el nivel de observacion (número conocido en la simulación, pero obviamente no en los datos). Nosotros hemos realizado la comparación utilizando la cantidad reconstruida N_s, encontrando que la capacidad separadora de ambos cocientes es la misma.

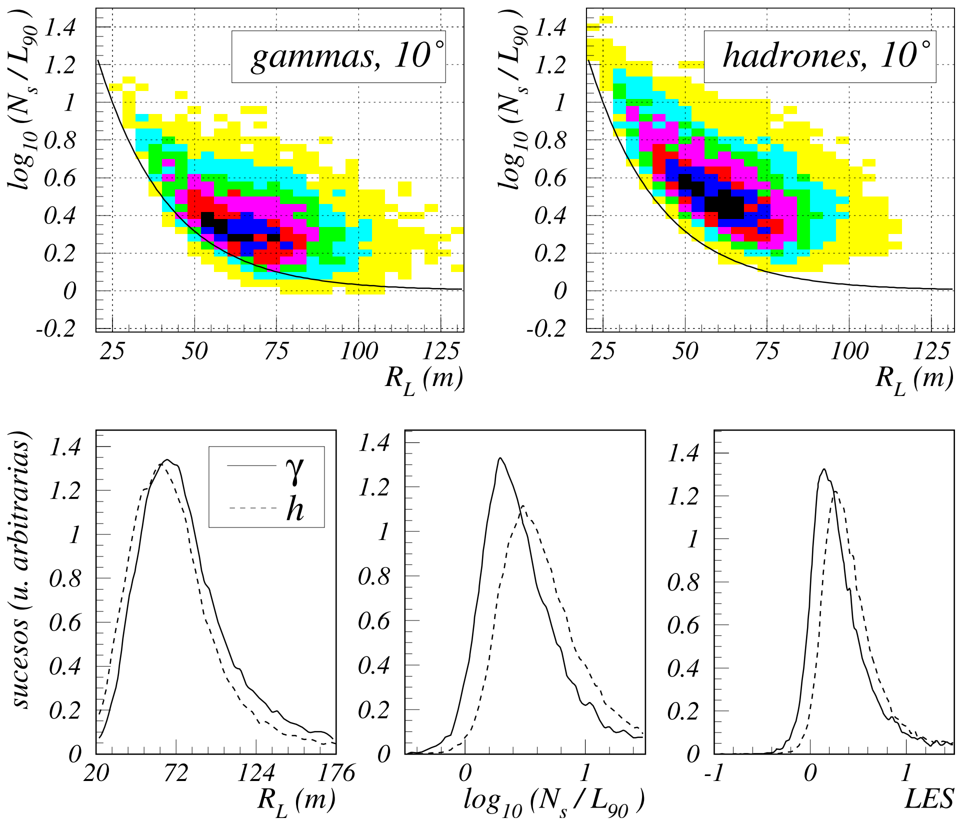

Figura 5.7: *Separación gamma/hadrón con el método LES (AIROBICC 49). Resultados obtenidos con la muestra que incluye todos los sucesos de la simulación con $\theta = 10°$ para los que se ha reconstruido la dirección, la distribución lateral de luz Cherenkov y el parámetro N_s. La curva en las dos gráficas superiores corresponde a LES = 0.*

en la posición del *core* o en su energía. En la misma figura (gráficas inferiores) vemos las proyecciones sobre ambos ejes de dichos histogramas y la distribución para hadrones y gammas del parámetro LES, definido en este trabajo como:

$$LES = log_{10}(N_s/L_{90}) - 10^{\frac{25-R_L(m)}{50}} \tag{5.20}$$

En las dos primeras figuras de 5.7 se muestra la curva correspondiente a $LES = 0$. El valor de LES para un suceso cualquiera en estas gráficas no es más que su distancia a esta curva a lo largo del eje vertical. Los valores de LES son, en media, menores para fotones que para hadrones, aunque a primera vista puede ya apreciarse que para esta muestra de sucesos la separación conseguida por este procedimiento no es muy buena debido a la anchura de las distribuciones.

Para seleccionar preferentemente sucesos originados por fotones frente a los sucesos hadrónicos nos quedaremos únicamente con aquellos que verifiquen la condición $LES < LES_{CUT}$, siendo LES_{CUT} un cierto valor que determinaremos más adelante. Esta condición la cumplirán una fracción ε_γ de los fotones y una fracción ε_h de los hadrones, con $\varepsilon_\gamma > \varepsilon_h$. Para evaluar la eficacia de un corte de separación gamma/hadrón de este tipo se define el llamado *factor de calidad* Q:

$$LES < LES_{CUT} \quad \Longrightarrow \quad Q = \frac{\varepsilon_\gamma}{\sqrt{\varepsilon_h}} \tag{5.21}$$

Este es el factor por el cual se multiplicaría la significancia de la detección de una fuente de radiación gamma tras aplicar el corte, suponiendo que las fluctuaciones del fondo hadrónico son poissonianas y que el número de sucesos en la zona de búsqueda después del corte no es excesivamente pequeño (de forma que la poissoniana pueda aproximarse razonablemente bien por una gaussiana). El valor óptimo del parámetro de corte LES_{CUT} será aquel que haga máximo el factor de calidad. Naturalmente, para que el método de separación tenga alguna utilidad dicho valor debe ser mayor que 1.

Para el caso representado en la figura 5.7, es decir, cuando consideramos todos los sucesos con N_s, L_{90} y R_L reconstruidos, ningún valor de LES_{CUT} proporciona un factor de calidad mayor que 1, por lo que no tiene sentido aplicar un corte en LES a dicha muestra. La forma de conseguir mayores valores de Q es hacer más estrechas las distribuciones del parámetro LES, lo que se logra de dos formas diferentes:

- Aplicando a los sucesos cortes de calidad previos que garanticen una reconstrucción más precisa de los parámetros de las cascadas. Podemos por ejemplo eliminar todos aquellos sucesos cuyo *core* haya sido reconstruido fuera de los límites de las matrices, pues en éstos la incertidumbre en la posición del *core* es mayor y esto afecta directamente a los valores de N_s y L_{90} (y en mucha menor medida a R_L). También podemos eliminar sucesos con valores altos de χ^2 en los ajustes mediante los cuales obtenemos los parámetros utilizados (el único corte de este tipo que hemos aplicado de momento a los sucesos es que el valor de χ^2 del ajuste al *cono fijo* de AIROBICC debe ser menor que 3). Habrá que tener en cuenta que cualquier corte de calidad supone el rechazo de un cierto número de sucesos. Por ello habrá que considerar si esta pérdida de estadística se ve compensada por la posibilidad de aplicar el corte LES.

- Imponiendo a los sucesos un límite inferior en energía (las cascadas grandes disparan más casetas y por ello sus parámetros se reconstruyen de manera más precisa). La manera más sencilla de hacer esto es imponer un valor mínimo de L_{90} que como vimos en §4.5 es una buena medida de E_0.

Definimos los siguientes cortes de calidad:

- *core* de la cascada contenido en el interior de la matriz (tras el incendio los límites vienen dados por los detectores de centelleo aún operativos).

- χ^2 del ajuste a la distribución lateral de luz Cherenkov menor que 3.

- Radio de luz (§4.2.4) positivo, $R_L > 0$

- Límites superior e inferior al valor del parámetro de la edad obtenido en el ajuste a la fórmula NKG: $0.4 < s < 1.6$

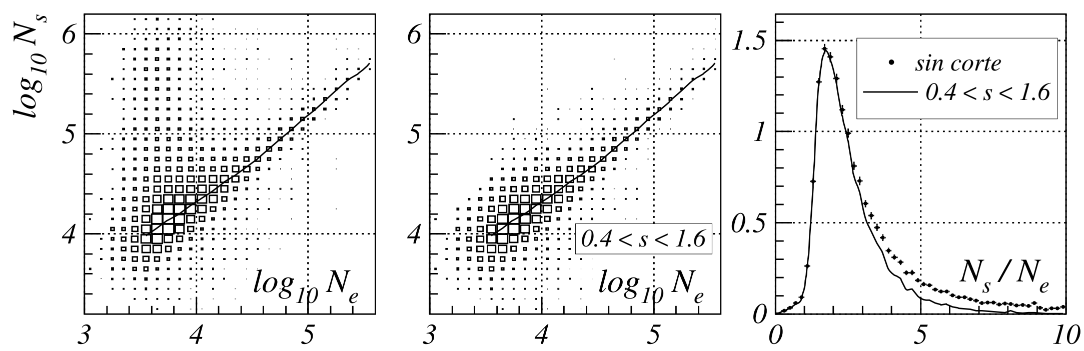

Figura 5.8: *Efecto del corte en el parámetro de la edad sobre la reconstrucción del tamaño de la cascada (hadrones, $\theta = 10°$).*

El último corte, ya utilizado en [77], se hace para eliminar ajustes erróneos de la fórmula NKG. Aplicar un corte en el valor de χ^2 de este ajuste con este mismo fin no es aconsejable, dado que existe una dependencia, que no hemos podido corregir, con la energía ($\langle\chi^2\rangle$ crece con E_0)[6] que sesgaría el espectro de la muestra. Imponer algún límite superior al valor del parámetro de la edad tiene por otro lado una justificación física *a priori*: en la figura 1.2 (p. 4) vemos que, según la aproximación de Greisen, el tamaño medio de una cascada electromagnética observada a la altura del experimento HEGRA con edad $s \geqslant 1.6$ es $N_e \lesssim 100$ partículas, y difícilmente una cascada así podría haber verificado la condición de *trigger*, por lo que seguramente se trata de una reconstrucción errónea de la fórmula NKG. En la figura 5.8 podemos ver el efecto de este corte de calidad: a la izquierda se muestra la correlación entre N_s y N_e (el número real de electrones). Un número apreciable de sucesos con valores bajos de N_e se reconstruyen con $N_s > 10^5$. Al aplicar el corte $0.4 < s < 1.6$ buena parte de ellos son eliminados (gráfica central). A la derecha vemos el cociente N_s/N_e, que tiene un pico alrededor de 2 y una larga cola hacia valores mayores que se reduce al aplicar el corte.

[6]Esta tendencia se verifica tanto en los sucesos simulados como en los reales. Debemos recordar que la fórmula NKG es una parametrización aproximada, deducida además para el caso de una cascada puramente electromagnética, por lo que no debemos esperar de nuestros ajustes distribuciones χ^2 perfectas.

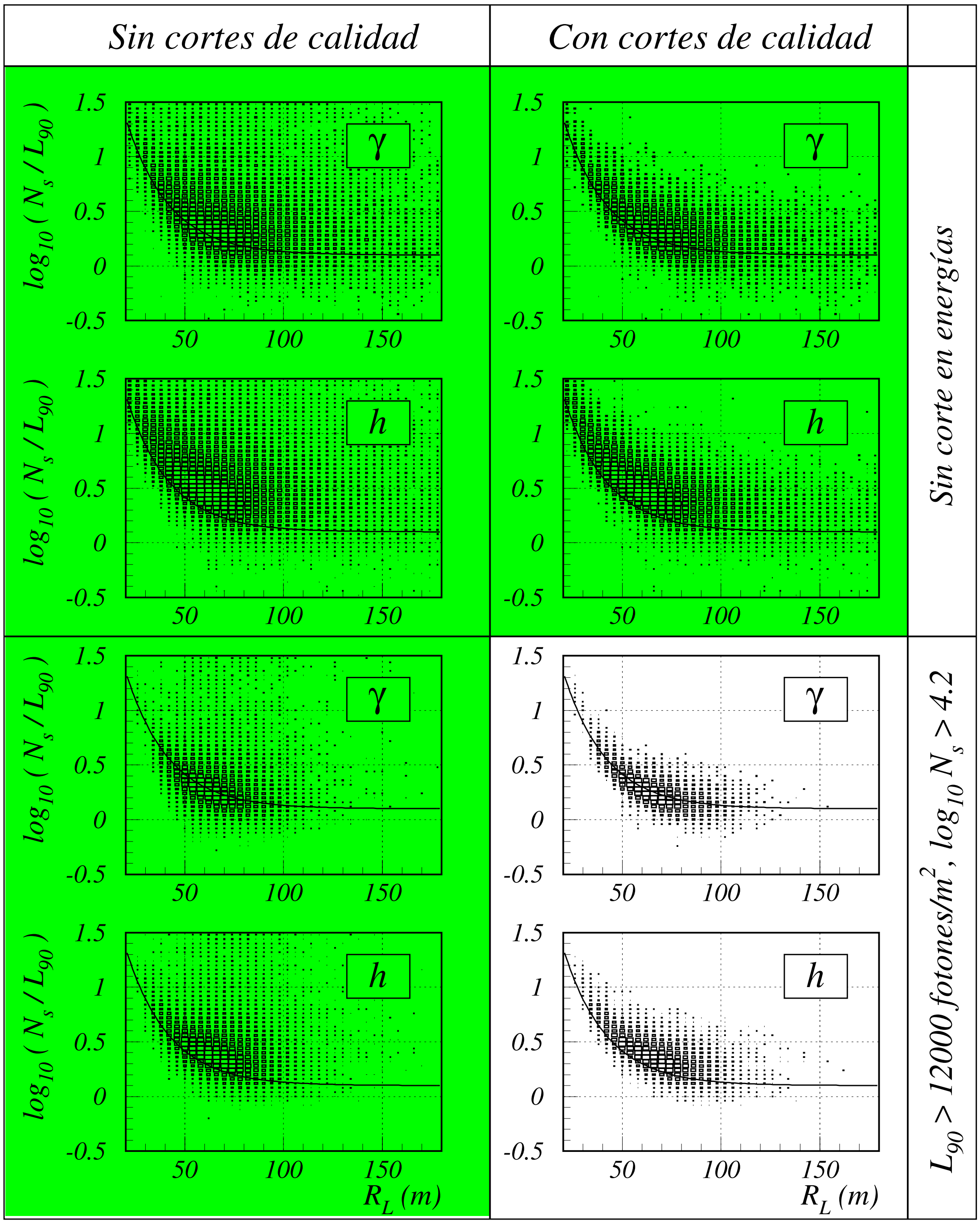

Figura 5.9: *Separación γ / hadrón con el método LES con AIROBICC 49 para cuatro muestras de sucesos (todos con $\theta = 10°$) con diferentes cortes. Las curvas dibujadas como referencia corresponden a LES $= 0.1$. En los casos que se muestran sombreados la discriminación conseguida es insuficiente.*

Muestra de alta energía. Además de aplicar los cortes de calidad definidos, dividiremos los sucesos en dos grupos: todos los sucesos reconstruidos (muestra "global") y aquellos con $L_{90} > 12000$ fotones/m^2 y $log_{10}N_s > 4.2$ (muestra "de alta energía")[7] En la figura 5.9 vemos las distribuciones de $log_{10}(N_s/L_{90})$ frente a R_L para fotones γ y hadrones (h) de las dos muestras con y sin cortes de calidad (la muestra global sin cortes de calidad es la misma de la figura 5.7). La curva dibujada corresponde a $LES = 0.1$, y se representa únicamente para facilitar la comparación de las distribuciones. Podemos apreciar que la separación entre las distribuciones correspondientes a fotones y hadrones no es en ninguno de los casos nítida. Las distribuciones de LES para las cuatro muestras las vemos en 5.10, junto con el factor de calidad y las *eficiencias* para hadrones (ε_h) y fotones (ε_γ) de los diferentes valores de corte LES_{CUT}. Sólo en la muestra de alta enegía y con cortes de calidad alcanza Q valores apreciablemente mayores que 1 para algún LES_{CUT}. Como vemos, las distribuciones de LES están en media igual de separadas en los cuatro casos, y la mejora del poder de discriminación γ/hadrón para la última muestra se produce únicamente por el estrechamiento de éstas al aplicar los cortes previos. El factor de calidad máximo conseguido es $Q \simeq 1.57$ para un corte óptimo $LES < 0.1$ que elimina el 88% de los hadrones conservando un 54% de los fotones.

Debemos advertir que en nuestra definición del factor de calidad Q (fórmula 5.21), las eficiencias ε_γ y ε_h se refieren a las fracciones de fotones y hadrones conservadas al aplicar el corte $LES < LES_{CUT}$, sin considerar los sucesos que hayan sido rechazados en los cortes de calidad previos. Podemos definir un "factor de calidad global" Q' que tenga en cuenta también la pérdida de estadística por los sucesos eliminados:

$$(5.22) \qquad \text{Cortes de calidad} + (LES < LES_{CUT}) \quad \Longrightarrow \quad Q' = \frac{f_\gamma \cdot \varepsilon_\gamma}{\sqrt{f_h \cdot \varepsilon_h}}$$

siendo f_γ y f_h las fracciones de fotones y hadrones que superan los cortes de calidad. El valor máximo de Q' se alcanza aproximadamente para el mismo LES_{CUT} que el máximo de Q, ya que los cortes de calidad no desplazan en media las distribuciones de LES, simplemente las estrechan (ver figura 5.10). Para la muestra con mayor valor de Q de la figura 5.10, el valor de Q' es sólo 1.02, lo que quiere decir que la aplicación de este método de separación prácticamente no incrementará la sensibilidad de nuestro detector respecto a un análisis sin separación gamma/hadrón.

A la vista de estos resultados, en el mejor de los casos sólo parece factible aplicar el método LES a la muestra de alta energía con cortes de calidad (la

[7] En la simulación Montecarlo, el corte en N_s es innecesario, puesto que casi todos los sucesos con $L_{90} > 12000$ fotones/m^2 lo verifican. Pero en los datos reales la determinación de la distribución lateral de luz Cherenkov es menos precisa (ver p.109), y dicho corte elimina algunos sucesos de baja energía con un valor reconstruido de L_{90} erróneamente alto. Este corte es pues necesario para conseguir un buen acuerdo entre la simulación y los datos en la muestra de alta energía, a la que aplicaremos el corte LES.

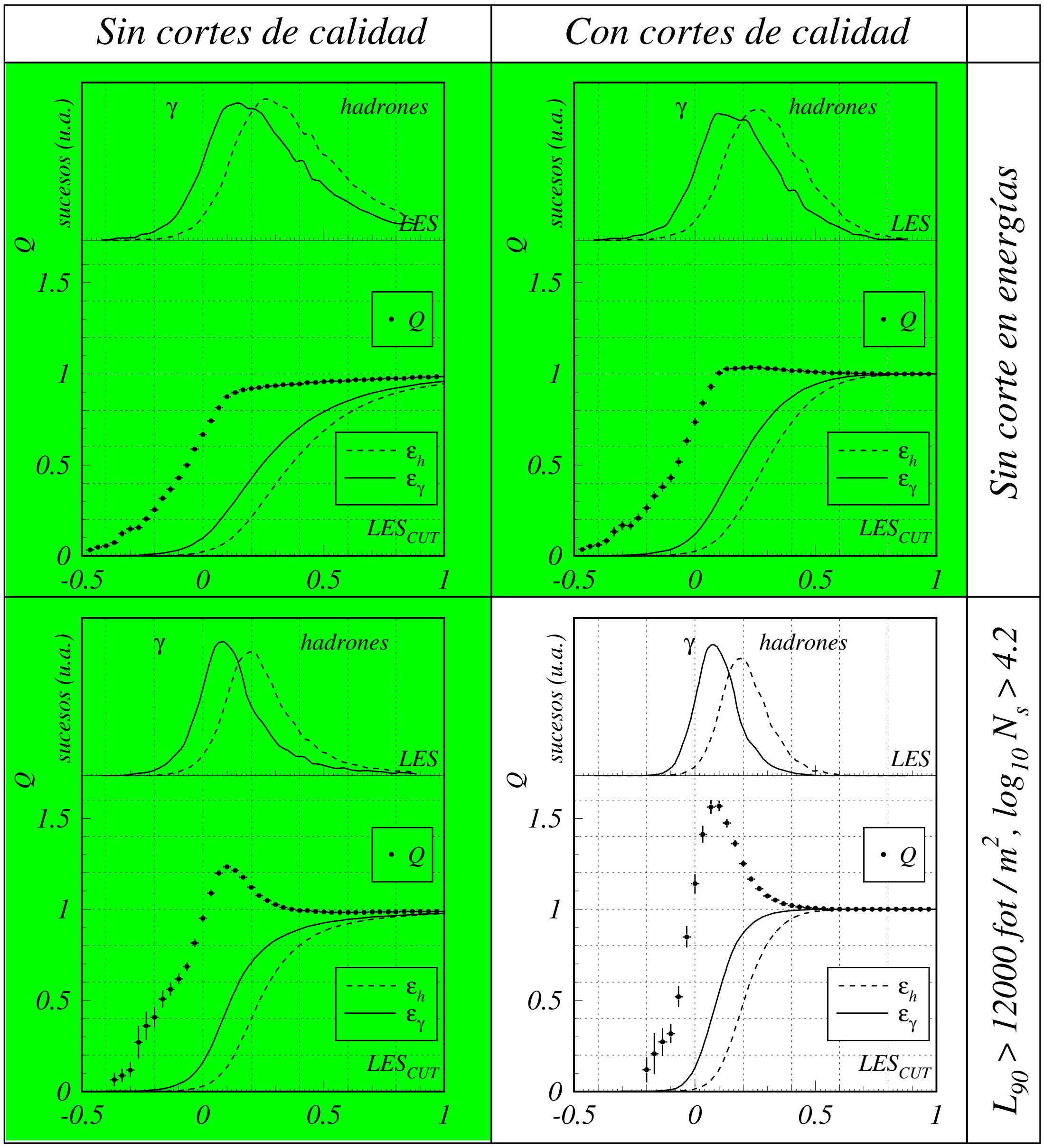

Figura 5.10: *Factor de calidad conseguido con el método LES (AIROBICC 49) para las cuatro muestras de sucesos (con $\theta = 10°$) descritas en el texto. Se muestran las distribuciones del parámetro LES y la fracción superviviente de hadrones y fotones (ε_h, ε_γ) para cada valor de corte LES_{CUT}.*

que llamaremos más adelante "muestra B"). La muestra de alta energía sin cortes de calidad alcanza, según la simulación, un factor de calidad global Q' algo mayor, pero no la consideraremos porque hemos comprobado que los cortes de calidad son necesarios para lograr un buen acuerdo entre datos y simulación en las distribuciones de L_{90}, R_L, N_s y por lo tanto del parámetro LES.

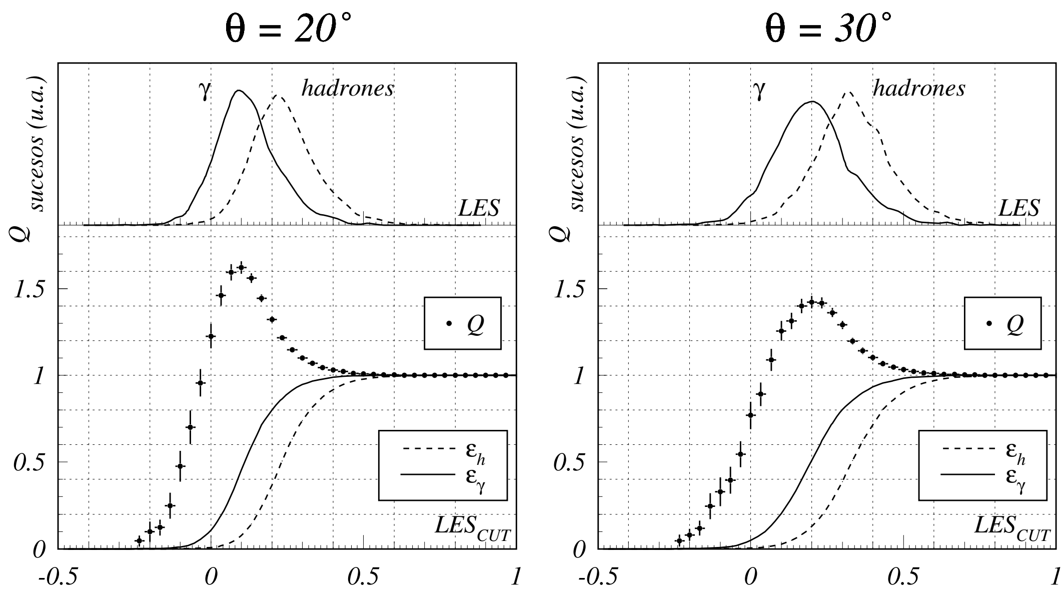

Figura 5.11: *Aplicación del corte LES a la muestra de sucesos de alta energía a diferentes ángulos cenitales (AIROBICC 49).*

Dependencia con el ángulo cenital

La conclusión sobre el método LES es la misma al analizar los sucesos a ángulo cenital mayor de 10°, siendo los valores concretos del corte óptimo diferentes pero similares los factores de calidad obtenidos. Los resultados pueden verse (únicamente para los sucesos de alta energía y con cortes de calidad) en la figura 5.11.

θ	10°	20°	30°
$E_{\gamma,umbral}$ (TeV)	50	60	90
LES_{CUT} (Q máximo)	0.10	0.10	0.22
ε_h	0.12	0.08	0.13
ε_γ	0.54	0.45	0.51
Q	1.57	1.62	1.42
Q'	1.02	1.05	0.92

Tabla 5.1: *Algunos parámetros relevantes del método LES de separación γ/hadrón para diferentes ángulos cenitales (muestra de alta energía con cortes de calidad).*

El corte $L_{90} > 12000$ fotones/m^2, que equivale aproximadamente a un umbral energético para fotones γ de $E_{\gamma,umbral} \simeq 50$ TeV para $\theta = 10°$, se convierte en $E_{\gamma,umbral} \simeq 60$ TeV para $\theta = 20°$ y $E_{\gamma,umbral} \simeq 90$ TeV para $\theta = 30°$ (ver fórmula 4.27). Estos valores se muestran en la tabla 5.1 junto con los valores óptimos de LES_{CUT} para los diferentes ángulos cenitales y los correspondientes valores de Q, Q', ε_h y ε_γ. Podemos ver que los factores de calidad globales Q' son muy bajos, apenas mayores que 1 para 10 y 20° y menor que 1 para 30°. Aún así consideramos conveniente aplicar el método de separación, dado que la muestra con cortes de calidad contiene los sucesos mejor reconstruidos de todos los registrados, y el corte LES nos permite al menos eliminar el resto de los sucesos sin reducir nuestra sensibilidad.

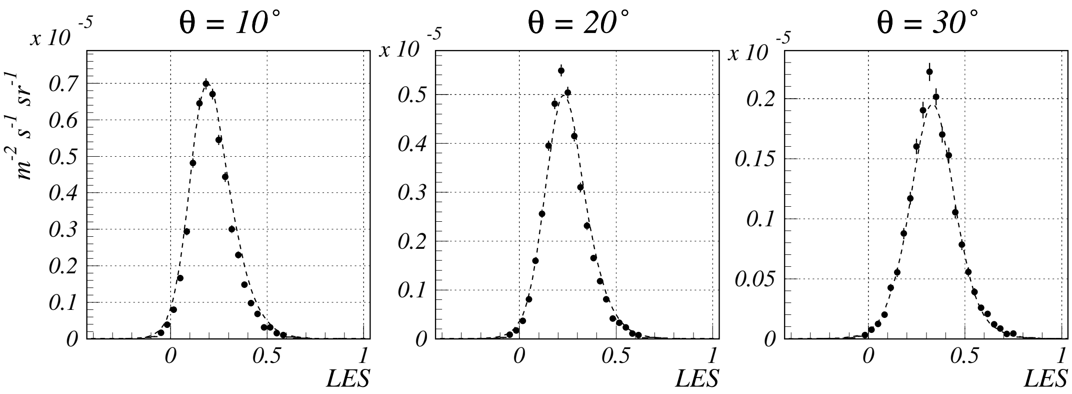

Figura 5.12: *Comparación de las distribuciones del parámetro LES para los datos reales (línea discontinua, run 2998-4613) y los hadrones de la simulación (puntos negros) para los tres ángulos cenitales simulados.*

Aplicación a los datos reales

La distribución del parámetro LES de los datos reales para los diferentes ángulos cenitales, en los periodos de toma de datos con buenas condiciones meteorológicas y funcionamiento estable del detector, coincide bien con la de los hadrones de la simulación (fig. 5.12). El hecho de que el valor medio de las distribuciones sea el mismo es la consecuencia trivial de haber utilizado la correlación entre N_s y L_{90} y el propio parámetro LES (si bien aplicado a sucesos con cortes de calidad más estrictos) para la calibración absoluta de la ganancia de AIROBICC (§4.2.5). La anchura de las distribuciones de LES para los datos es ligeramente mayor que en la simulación, debido a la mayor incertidumbre de las medidas de amplitud de AIROBICC y a la incertidumbre de la calibración absoluta de la ganancia de cada *run* (que estimamos en alrededor de un 7 %).

El valor óptimo de corte LES_{CUT} depende del ángulo cenital θ (tabla 5.1). En la simulación Montecarlo disponemos sólo de sucesos con ciertos valores de θ (10, 20 y 30°)[8]. En los tres casos, como vemos en la figura 5.13, el corte que

[8]También tenemos sucesos simulados a $\theta = 25°$, pero en número insuficiente, en el rango de energías de interés, para el estudio de la separación gamma / hadrón.

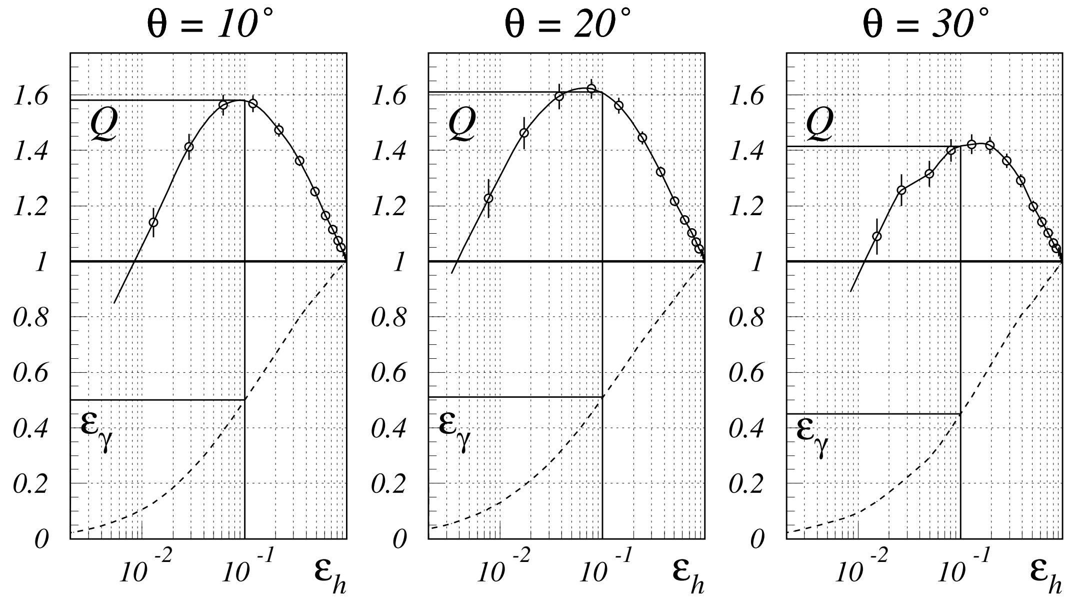

Figura 5.13: *Eficiencia ε_γ del corte LES para fotones (línea discontinua) frente a ε_h (muestra de alta energía con cortes de calidad) para tres ángulos cenitales. Se muestra también el factor de calidad Q (línea continua) y el corte de separación gamma/hadrón propuesto (caracterizado por $\varepsilon_h = 0.1$ para cualquier θ).*

elimina un 90% de los hadrones ($\varepsilon_h = 0.1$) proporciona un factor de calidad que es, considerando las incertidumbres, prácticamente igual al óptimo. La fracción de fotones que sobrevive al corte es $\varepsilon_\gamma \simeq 0.5$. En los datos reales tomaremos como valor de corte la siguiente función de θ:

$$LES_{CUT}(\theta) = c_0 \cdot (\cos\theta)^{c_1} \tag{5.23}$$

Este corte, para ciertos valores de c_0 y c_1, verifica que $\varepsilon_h = 0.1$ para θ entre 0 y 40°, y será por tanto el corte óptimo buscado. Los valores de c_0 y c_1 se determinan mediante un ajuste a los datos experimentales (en la figura 5.12 se muestra la aplicación de este método a los datos de AIROBICC 49, con el resultado $c_0 = 0.0752$, $c_1 = -6.037$).

Comparación con estudios previos del método *LES*

Los estudios originales sobre el método *LES*, presentados en [77] y [11] (ver también en [61] su aplicación a datos reales de AIROBICC), predecían una capacidad de separación γ/hadrón muy superior a la que hemos hallado en nuestro propio trabajo. Si bien en dichos estudios los cortes de calidad aplicados a los sucesos son más estrictos que los definidos por nosotros (utilizar sólo sucesos con el *core* al menos 25 metros en el interior de la matriz, por ejemplo) hemos podido

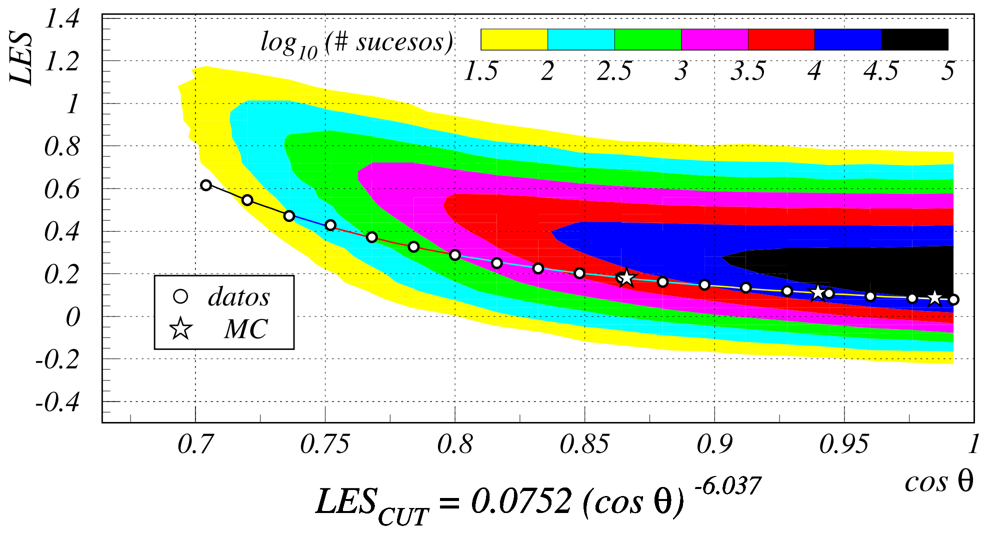

Figura 5.14: *Distribución del parámetro LES frente a cos θ para los datos reales (AIROBICC 49, muestra de alta energía con cortes de calidad, run 2998 - 4613). Los puntos indican, para distintos ángulos cenitales θ, los valores de LES_{CUT} tales que $\varepsilon_h = 0.1$. La curva ajustada es de la forma (5.23). La escala de tonos de gris (eje z de la gráfica) es logarítmica.*

comprobar que no es esa la causa de la discrepancia[9]. La razón parece ser la diferente versión del programa de simulación de cascadas atmosféricas utilizado. Las diferencias entre ambas versiones afectan fundamentalmente a la generación de la luz Cherenkov, y son las siguientes [23]:

- Modelo de la atmósfera: los resultados de [11] se obtuvieron suponiendo en la simulación una atmósfera isoterma, es decir cuya densidad varía exponencialmente con la altura (como en la fórmula 1.5, p. 8), mientras que nuestra simulación utiliza la más realista atmósfera estándar americana de CORSIKA.

- La simulación del trabajo original suponía $\beta = 1$ para todas las partículas cargadas que superaran el umbral de emisión Cherenkov, lo que fue corregido para generar los sucesos empleados en el presente trabajo.

- La simulación original de la dispersión múltiple mediante EGS4 no era realista por utilizar un paso excesivamente grande. Como consecuencia de esto las trayectorias de los electrones eran excesivamente cortas y la dispersión de sus direcciones menor que la real, resultando que la luz Cherenkov

[9]Al aplicar los estrictos cortes de las referencias originales la pérdida de estadística subsiguiente no se ve compensada por el aumento (mínimo) del factor de calidad.

emitida se concentraba demasiado cerca del *core* y su distribución lateral se veía por ello distorsionada.

Por último, hemos de tener en cuenta que el número de sucesos simulados empleados por nosotros es muy superior al de los trabajos previos, incluyendo además entre las partículas primarias los núcleos de Helio, que en aquellos se asimilaban a protones. La razón no es otra que el incremento en la potencia de los ordenadores empleados que ha tenido lugar en el tiempo transcurrido desde entonces. Por todo ello, pensamos que los resultados relativos a la capacidad de separación γ/hadrón del método LES expuestos en este trabajo son más realistas que las estimaciones de los autores originales de éste.

El método *LES* con AIROBICC 97

Todo lo que hemos dicho hasta este punto acerca del método LES se refiere a su aplicación a la configuración original de AIROBICC (49 casetas). Aunque en principio se esperaba cierto aumento de la eficacia del método en las versiones posteriores del detector (77 y 97 casetas), hemos podido comprobar que la capacidad de separación γ/hadrón del parámetro LES no mejora con el incremento de la densidad de detectores de AIROBICC (figura 5.15 a), siendo válido para AIROBICC 77 y AIROBICC 97 todo cuanto se ha expuesto sobre el método. Esto parece indicar que el método no está actualmente limitado por la precisión de la reconstrucción de la distribución lateral de luz Cherenkov, sino más bien

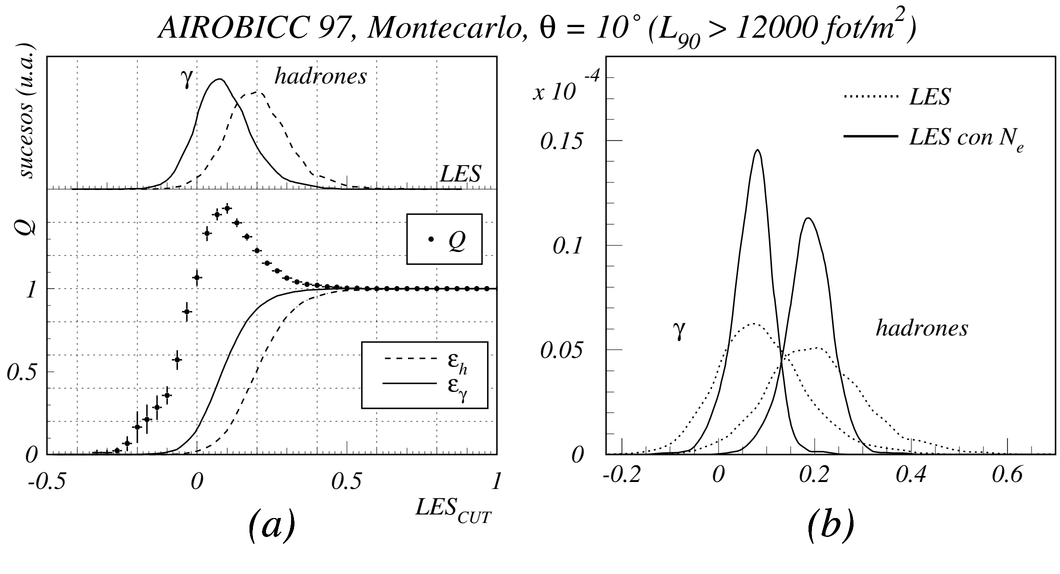

Figura 5.15: *El método LES aplicado a AIROBICC 97. El poder de separación (a) no mejora respecto al conseguido con AIROBICC 49. Al utilizar el número verdadero de electrones N_e para calcular LES, las distribuciones se estrechan considerablemente (b).*

por la de la determinación del tamaño de la cascada N_s. Las fluctuaciones de R_L y L_{90} son fundamentalmente debidas al desarrollo de la cascada, mientras que las de N_s están dominadas por las incertidumbres en la reconstrucción. Podemos ver el efecto de las fluctuaciones de N_s sobre el método LES sustituyendo, en la fórmula (5.20), N_s por la cantidad equivalente $1.65 \cdot N_e$, siendo N_e el número exacto de $e^{\pm}$ en el nivel de observación, cuyas fluctuaciones serán únicamente las debidas al desarrollo de la cascada, sin las incertidumbres adicionales causadas por el detector. Obtenemos así un análogo del parámetro LES (figura 5.15 b) cuyas distribuciones son más estrechas (permaneciendo centradas en los mismos valores para fotones y hadrones), y con el cual se alcanzarían factores de calidad superiores a 4. Naturalmente este parámetro LES modificado carece de aplicación práctica pues requiere el conocimiento de N_e, y se ha definido con la única intención de mostrar el margen de mejora del método que puede esperarse aumentando la precisión de la medida de N_s (por ejemplo, con una matriz de centelleadores más densa).

5.3 Descripción del periodo de observación analizado

La muestra de sucesos analizada en el presente trabajo se compone de los sucesos registrados por AIROBICC a lo largo de unos cuatro años, desde Agosto de 1994 hasta Agosto de 1996 y desde Junio de 1997 a Julio de 1999.

AIROBICC comenzó a funcionar, en fase de pruebas, en Enero de 1992. El análisis de los datos recogidos hasta Marzo de 1993 fue realizado en el MPI de Munich por A. Karle ([58], [60], [61]). En Junio de 1993 se cambió el sistema de toma de datos (la electrónica *CAMAC* fue sustituida por módulos *fastbus*) y la estructura de los ficheros de salida fue también modificada. Este sería el comienzo natural de nuestro periodo de análisis (nuestros programas de reconstrucción no son compatibles con la estructura de los datos anteriores a esa fecha), pero un problema en el módulo responsable de la calibración de los TDCs, no resuelto hasta Julio de 1994, nos ha obligado a retrasarlo en un año[10]. Por otra parte, el hueco entre Agosto de 1996 y Junio de 1997 se debe a un error en la configuración de la electrónica de toma de datos, que hace que los datos registrados durante ese periodo presenten interferencias ("*cross-talk*") entre las señales de TDC de los diferentes detectores de AIROBICC, lo que hace los sucesos difícilmente reconstruibles.

Hemos dividido el periodo de observación en cinco subperiodos (P1 - P5) determinados por cambios importantes (intencionados o accidentales) en la con-

[10]Los datos registrados desde Junio de 1993 a Julio de 1994, no utilizados en este trabajo, son, en principio, recuperables mediante la utilización de unos factores aproximados de calibración para los módulos de TDC, lo que requeriría modificaciones importantes de los programas de calibración.

Periodo	Fecha	♯ Run	Configuración
P1	01/08/94 - 17/06/95	2998 - 3641	AIROBICC 49, TDC *Kinetics*
P2	19/06/95 - 22/07/96	3645 - 4613	AIROBICC 49, TDC *Le Croy*
–	Periodo de interferencias entre los canales de los retardos digitales		
P3	07/06/97 - 13/10/97	6425 - 6857	AIROBICC 77
–	Incendio (15/10/97). Destruidos 1/3 de los detectores		
P4	25/10/97 - 18/04/98	6872 - 7295	AIROBICC 97 (quemado)
P5	19/04/98 - 09/07/99	7297 - 8253	AIROBICC 97 (reconstruido)

Tabla 5.2: *Periodos de observación analizados en este trabajo.*

figuración del detector, que enumeramos de forma breve en la tabla 5.2. La configuración de 77 detectores de AIROBICC entró en funcionamiento al final del periodo P2 (20/5/96), si bien un error de cableado de los TDCs[11] de los nuevos detectores nos ha forzado a analizar dichos datos como si la configuración del detector fuera AIROBICC 49.

La configuración de la matriz de centelleadores ha permanecido más o menos estable dentro de cada uno de los subperiodos definidos. La submatriz central densa fue ampliada de 52 a 76 detectores el 21/06/95 (completando un total de 243 contadores de centelleo), prácticamente coincidiendo con el comienzo del periodo P2. Con el incendio el número de centelleadores se redujo a 166 y finalmente, tras la reconstrucción de AIROBICC 97, quedó fijado en 177 (ocupando aproximadamente 2/3 del área cubierta por AIROBICC). Al contrario que AIROBICC, la matriz de centelleadores no fue completamente reconstruida tras el incendio.

5.3.1 Veto de los telescopios Cherenkov

Durante buena parte del periodo analizado, la toma de datos de AIROBICC y la matriz de centelleo se disparaba cuando alguno de los dos primeros telescopios Cherenkov de HEGRA (CT1 ó CT2) registraba una cascada, se hubiera o no verificado la condición de *trigger* de las dos matrices. El objetivo original era aumentar el número de sucesos registrados en coincidencia por AIROBICC y los telescopios (dado que con 4 ó 5 casetas de AIROBICC con señal puede conseguirse la reconstrucción de la dirección con precisión de alrededor de 1°) para facilitar la comparación de ambos detectores. Naturalmente, al realizar la búsqueda de fuentes con AIROBICC debemos utilizar únicamente aquellos sucesos que sí hayan verificado la condición de *trigger* de AIROBICC o de la matriz de centelleo,

[11]El error, descubierto y corregido en Agosto de 1996, consistía en la correspondencia incorrecta entre los nuevos detectores y sus canales de TDC.

para evitar el sesgo producido por los *triggers* de los telescopios (que aumentarán el número de cascadas registradas en las posiciones de las fuentes observadas por éstos).

Debido a errores en la configuración de la electrónica de toma de datos, durante ciertos periodos los *triggers* de CT1 y CT2 se han convertido, en la práctica, en "vetos" para el *trigger* de AIROBICC/centelleador, produciendo el efecto contrario al habitual: una disminución del número de sucesos reconstruidos en las posiciones de las fuentes monitorizadas por los telescopios. Puede parecer en principio difícil que un error así en la electrónica del detector llegue a producirse, pero en realidad basta con que el *trigger* del telescopio sea suficientemente rápido (su condición de *trigger* se verifica en apenas 10 ns): si no se retarda la señal de *START* que a continuación se envía a los TDCs de AIROBICC, las señales de *STOP* pueden llegar a éstos demasiado tarde, excediendo el rango máximo de 600 ns de los TDCs. Esto provoca que algunos o todos los detectores disparados carezcan de información temporal, haciendo imposible la reconstrucción de la dirección de la cascada.

En dos ocasiones a lo largo del periodo de funcionamiento de AIROBICC analizado en este trabajo, modificaciones en el *trigger* de los telescopios han provocado breves periodos de veto (ver tabla 5.3). Por desgracia, este error no puede ser corregido (por lo menos para el análisis de las fuentes observadas por los telescopios) y por ello estos periodos serán excluidos de nuestro análisis.

Fecha	♯ Run
20/02/95 - 05/04/95	3406 - 3499
03/09/97 - 24/11/97	6735 - 6985

Tabla 5.3: *Periodos excluidos del análisis por el veto de CT1 y CT2.*

También hemos tenido que excluir de la muestra algunas noches de observación (posteriores todas ellas a Noviembre de 1998) en las que debido a un error en la electrónica, los datos presentan multitud de *triggers* falsos (normalmente al ritmo de uno cada diez segundos, pero en ocasiones a frecuencias mucho mayores), inducidos por impulsos de luz enviados por un láser simultáneamente a veinte casetas de AIROBICC a través de fibras ópticas. El objetivo original de este sistema, instalado tras la reconstrucción de AIROBICC 97, era estudiar el error de apuntado (§4.4) de AIROBICC, pero en algunos periodos no se grabó en los datos indicación alguna que permita identificar dichos sucesos, por lo que es necesario prescindir de todos los sucesos registrados en estos periodos.

5.3.2 Estadísticas del periodo de observación

En la figura 5.16 podemos ver algunos datos relevantes sobre el conjunto de sucesos analizado. En la gráfica de la izquierda se muestra la evolución del número total de sucesos reconstruidos (todos aquellos para los que se ha conseguido obtener la dirección de la cascada con AIROBICC), integrado desde el comienzo del periodo hasta la fecha dada por *MJD* (fecha juliana modificada). A la derecha, el tiempo "vivo" de observación acumulado, cuyo cálculo discutiremos en §5.5.1. El número de sucesos descartados por el veto de los telescopios (la primera y la última de las zonas sombreadas en la figura 5.16) es de $16.4 \cdot 10^6$ (un 6.7 % del total). Otros tres millones de sucesos fueron rechazados por el problema de los *triggers* inducidos por el láser. El número de sucesos perdidos en 1996 y 1997 por el *cross-talk* entre detectores lo estimamos en unos veinte millones (el número exacto lo desconocemos puesto que no hemos reconstruido la mayor parte de esos datos). Tras estos cortes, el número total de sucesos reconstruidos en este periodo es de 225.8 millones, en un tiempo vivo de 3040 horas de observación.

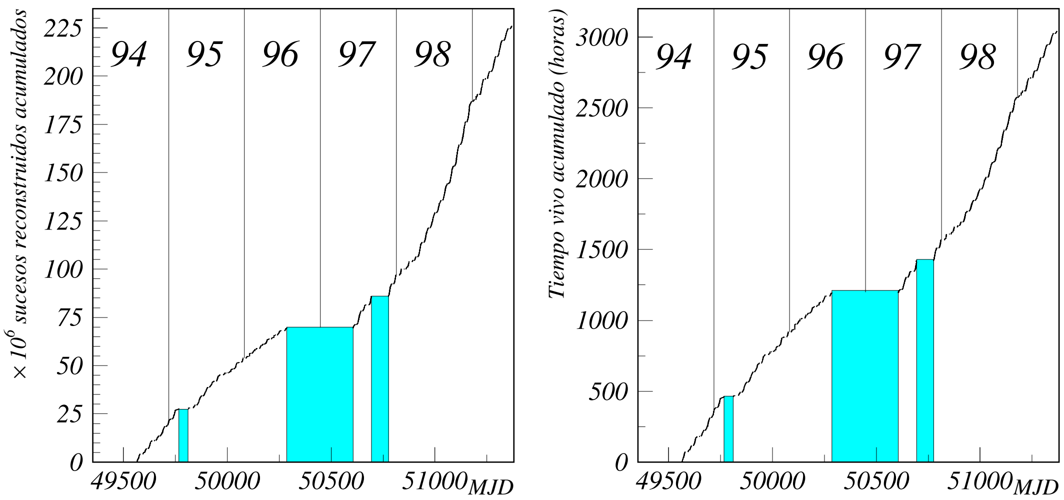

Figura 5.16: *Estadísticas de la muestra de AIROBICC analizada. A la izquierda, número total de sucesos reconstruidos en función de la fecha juliana modificada (MJD). A la derecha, tiempo vivo integrado. Las zonas sombreadas señalan los periodos no considerados en el análisis por problemas graves en la electrónica del detector.*

5.3.3 Selección de noches

Debido a las malas condiciones meteorológicas y/o a diversos problemas esporádicos en la electrónica del detector (mal funcionamiento de módulos o detectores concretos), las medidas efectuadas por AIROBICC durante algunas de las noches de observación del periodo analizado son significativamente menos precisas que lo que hemos descrito hasta ahora. En la simulación Montecarlo no se consideran condiciones atmosféricas adversas y se supone que el funcionamiento de todos los detectores es correcto. Por esta razón es conveniente tratar de identificar estas noches y eliminarlas de la muestra. Aplicaremos para ello unos cortes de calidad basados en el estado del detector y en los valores promedio a lo largo de cada *run* de algunos de los parámetros reconstruidos de las cascadas:

1. Número mínimo de detectores de AIROBICC y de centelleo en funcionamiento (en ADC y TDC):

Periodo:	P1	P2	P3	P4	P5 ($run \leqslant 7440$)	P5 ($run > 7440$)
$N_{AIR,OK} >$	44	44	75	50	90	90
$N_{CENT,OK} >$	200	225	225	156	156	168

2. Frecuencia[12] de detección de cascadas, ν:

   12 Hz $< \nu <$ 25 Hz (periodos P1 - P2)

   15 Hz $< \nu <$ 35 Hz (periodos P3 - P5)

3. Fracción de sucesos con $\theta < 15°$, Q_{15}:

   $0.25 < Q_{15} < 0.29$ (P1 - P4)

   $0.26 < Q_{15} < 0.30$ (P5)

4. Valor medio de la distribución χ^2 del ajuste al *cono fijo* de AIROBICC:

   $\langle\chi^2_{\theta,AIR}\rangle < 2$

5. Mediana del radio de luz R_L para $\log_{10} L_{90} > 3.8$ y $\theta < 15°$:

   70 m $< (R_L)_{med} <$ 85 m

Los valores de corte en ν, Q y R_L han sido fijados de manera que eliminen de la muestra aquellos *runs* que se apartan claramente (en al menos tres desviaciones estándar) de los valores típicos de éstas para el conjunto de la muestra. Obviamente, debido a las diferentes configuraciones del experimento, los valores numéricos cambian a lo largo del periodo de observación.

El corte inferior en la frecuencia ν elimina noches con baja transparencia de la atmósfera (en las que el ritmo de detección de cascadas desciende). Por otro lado, un valor de ν excesivamente alto suele indicar algún error de funcionamiento (detectores *ruidosos* por cualquier motivo). El corte en Q tiene como fin eliminar noches en las que la variación con θ de la aceptancia del detector sea diferente de la típica; la razón suele ser un cielo parcialmente cubierto de nubes. Los valores bajos de $(R_L)_{med}$, por último, están correlacionados con la presencia de nubes altas que absorben la luz Cherenkov en las primeras etapas del desarrollo de la cascada (5 - 10 km) [61]. Para calcular $(R_L)_{med}$ hemos empleado los sucesos con

[12]Nos referimos aquí a la frecuencia *real* de llegada de cascadas al detector, una vez corregida por el tiempo muerto de éste. En la sección §5.5.1 se explica en detalle el cálculo de ν.

$\theta < 15°$, $\log_{10} L_{90} > 3.8$ y core reconstruido al menos 30 metros en el interior de la matriz. Dado que se trata únicamente de juzgar la calidad de las condiciones de observación de cada noche, podemos permitirnos aplicar estos cortes (a pesar de que eliminan un gran número de sucesos) para hacer más estrecha la distribución de R_L y mejorar así su capacidad como indicador de la calidad de los datos.

En las noches que no son eliminadas por estos cortes de calidad tenemos un total de $199.7 \cdot 10^6$ sucesos (el 88.4 % de los contenidos en la muestra original). En el siguiente apartado veremos que hemos descartado algunas noches más debido a valores anormales de la resolución angular.

En la sección §5.4.2 veremos, por último, que muchas de las noches que superan estos cortes (sobre todo en los periodos P3 a P5) deberán ser eliminadas para el análisis con separación gamma / hadrón mediante el parámetro *LES*, debido a pequeños problemas en el detector que no empeoran la resolución angular, pero sí la precisión de la reconstrucción de las cantidades necesarias para calcular el valor de *LES*.

5.3.4 Evolución de la resolución angular de AIROBICC

Emplearemos a continuación el método del tablero de ajedrez, descrito anteriormente en §4.3.1, para estudiar las variaciones de la resolución angular a lo largo del periodo de datos analizado. Para cada *run* calculamos los valores de Δ_{63} en función de N_{AIR} y los ajustamos a una función de la forma:

$$\Delta_{63} = \Delta_0 \cdot (N_{AIR}/N_0)^{-\beta+\gamma(N_{AIR}-N_0)} \tag{5.24}$$

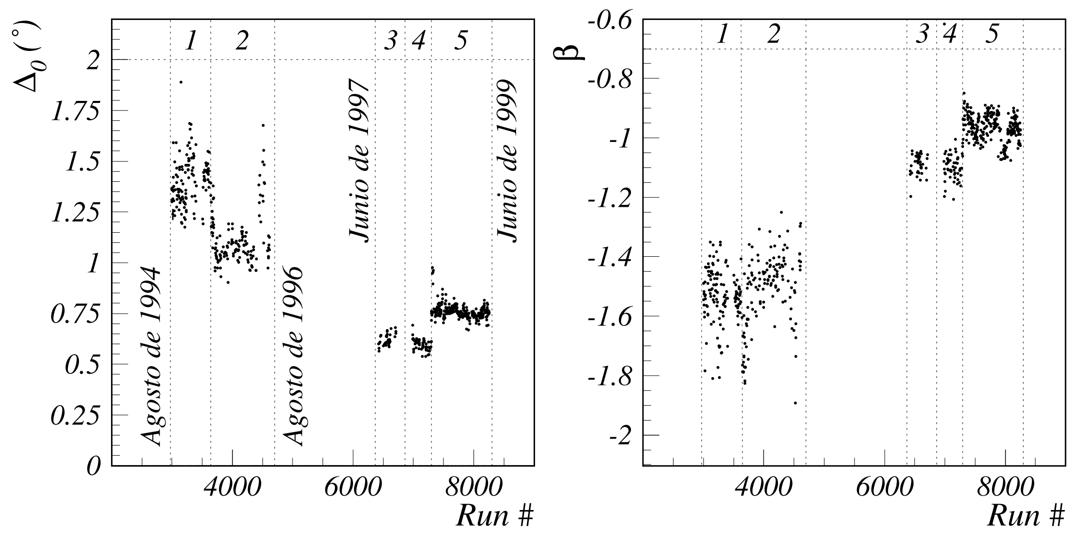

Figura 5.17: *Método del tablero de ajedrez. Evolución de los parámetros Δ_0 y β a lo largo de los cinco subperiodos analizados.*

Δ_0 no es más que el valor de Δ_{63} para $N_{AIR} = N_0$. Tomamos $N_0 = 10$ detectores para AIROBICC 49 (periodos P1 y P2) y $N_0 = 20$ para AIROBICC 97 (periodo P5). Esto facilitará la comparación de los valores de Δ_0 para las dos configuraciones, dado que la densidad de detectores es exactamente el doble en AIROBICC 97 que en AIROBICC 49 en toda la extensión de la matriz. Para los periodos intermedios P3 y P4 tomaremos también $N_0 = 20$, aunque en este caso no podemos comparar directamente los valores de Δ_0 obtenidos del ajuste con los de los otros periodos, debido a la peculiar configuración del detector en ellos:

- Durante P3 es un AIROBICC 49 ligeramente extendido (una fila y una columna más) y con una zona en el interior de la matriz (no centrada, ocupando aproximadamente 1/3 del área total) con una densidad de detectores igual a la de AIROBICC 97.

- A lo largo del periodo P4 la matriz tiene forma rectangular (de aproximadamente 180×125 m^2) y la densidad de detectores es uniforme e igual a la de AIROBICC 97.

Es fácil ver que $N_{AIR} = 20$ en el periodo P3 ó P4 corresponde a un suceso *mayor* que $N_{AIR} = 20$ en P5: los detectores disparados están más distantes entre sí y por esta razón la resolución angular σ_{63} para $N_{AIR} = 20$, y con ella Δ_0, toma valores más bajos en P3 y P4 como vemos en la figura 5.17. Como último corte de calidad, utilizaremos en nuestro análisis únicamente aquellos *runs* de cada periodo en los cuales el valor obtenido del parámetro Δ_0 no exceda en más de tres desviaciones estándar el valor medio a lo largo del correspondiente periodo (ver tabla 5.4).

Periodo:	P1	P2	P3	P4	P5
Δ_0 (°) <	1.7	1.25	0.7	0.65	0.8

Tabla 5.4: *Valores máximos permitidos de Δ_0 en cada periodo.*

Este último corte elimina un 4 % de los sucesos, quedando en la muestra un total de $190.9 \cdot 10^6$ sucesos reconstruidos. Con los supervivientes podemos obtener para el conjunto de todas las noches de cada periodo el valor de $\Delta_{63}(N_{AIR})$, y a través de las fórmulas 4.22 (periodos P1 y P2) y 4.23 (periodo P5), llegar finalmente a una expresión para $\sigma_{63}(N_{AIR})$. Para los periodos con versiones incompletas de AIROBICC (P3 y P4) hemos adaptado las características del detector de la simulación a las reales, y obtenido expresiones similares a (4.22) y (4.23) para averiguar σ_{63}. El resultado se muestra en la figura 5.18 y en la tabla 5.5.

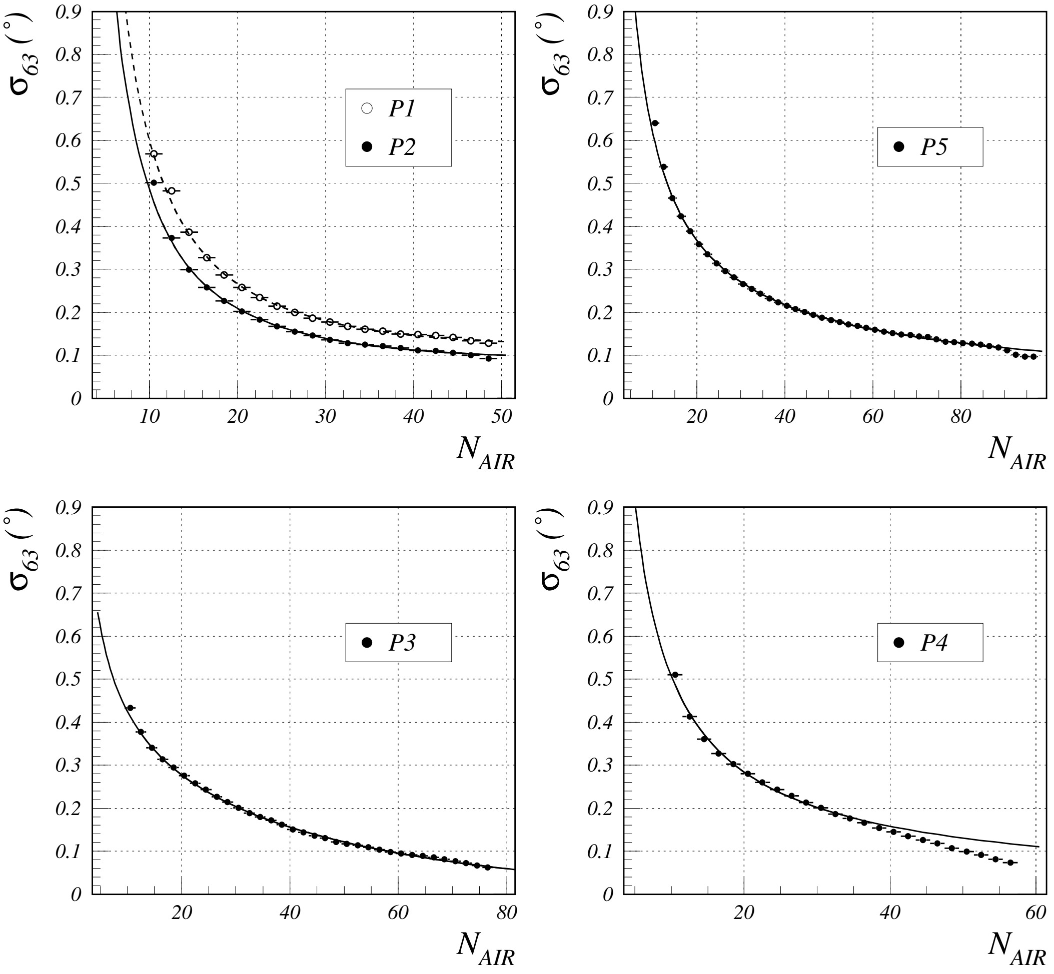

Figura 5.18: *Resolución angular σ_{63} en función de N_{AIR} obtenida por el método del tablero de ajedrez para los diferentes periodos analizados.*

Periodo:	P1	P2	P3	P4	P5
α (°)	0.60	0.48	0.28	0.28	0.37
N_0	10	10	20	20	20
β	1.25	1.29	0.69	0.84	0.75
γ	$7.8 \cdot 10^{-3}$	$7.8 \cdot 10^{-3}$	$7.2 \cdot 10^{-3}$	$2.6 \cdot 10^{-3}$	$-0.09 \cdot 10^{-3}$

Tabla 5.5: *Parámetros de la resolución angular σ_{63}, dada por la fórmula 4.21 (p.119), para los diferentes periodos analizados. El parámetro α no es más que el valor de σ_{63} para $N_{AIR} = N_0$.*

5.4 Selección de los sucesos

Una vez eliminadas de la muestra analizada las noches caracterizadas por un mal funcionamiento del detector o malas condiciones meteorológicas, aplicaremos a los sucesos restantes unos cortes básicos de calidad que definirán lo que llamaremos "muestras estándar" de nuestro análisis.

5.4.1 Definición de las muestras estándar

Trabajaremos en lo sucesivo con dos muestras estándar de sucesos:

Muestra A

- El suceso ha verificado la condición de *trigger* de AIROBICC o de la matriz de centelleadores.
- El ajuste al cono fijo de las señales temporales de AIROBICC converge y su χ^2 es menor que 3: $\chi^2_{\theta,AIR} < 3$.

Durante buena parte del periodo analizado la configuración de la electrónica de toma de datos era tal que un *trigger* de cualquiera de los dos primeros telescopios Cherenkov de HEGRA provocaba también el registro de un suceso por parte de AIROBICC y la matriz de centelleadores. La gran mayoría de estos sucesos corresponden a cascadas pequeñas (dado el umbral energético menor de los telescopios), que no verifican la condición de *trigger* de AIROBICC ni del centelleador. A pesar de ello, una vez registrados, su dirección puede ser correctamente determinada por AIROBICC, lo que provocaría un exceso de sucesos reconstruidos en la dirección de las fuentes seguidas por los telescopios. Es decir, debido a los telescopios, el umbral energético es menor en ciertas direcciones y por ello observamos un exceso de sucesos de fondo procedentes de ellas. El primer corte que

Periodo	$\sharp$ *runs*	$\sharp$ sucesos, total (rec.)	$\sharp$ sucesos, muestra A
P1	132	$32.06 \cdot 10^6$	$28.01 \cdot 10^6$
P2	120	$26.05 \cdot 10^6$	$21.55 \cdot 10^6$
P3	40	$13.01 \cdot 10^6$	$11.63 \cdot 10^6$
P4	55	$18.00 \cdot 10^6$	$15.06 \cdot 10^6$
P5	253	$101.8 \cdot 10^6$	$94.06 \cdot 10^6$
suma	600	$190.9 \cdot 10^6$	$170.31 \cdot 10^6$

Tabla 5.6: *Estadísticas de la muestra A. Se compara el número total de sucesos con dirección reconstruida por AIROBICC con el de los que pertenecen a la muestra A.*

caracteriza la muestra A tiene por objeto el eliminar estos sucesos. El segundo corte (ya mencionado en la p. 103) simplemente elimina de la muestra analizada los sucesos con un peor ajuste al cono fijo. La fracción de sucesos reconstruidos y eliminados por estos cortes básicos varía entre el 7 y el 15% dependiendo de la configuración del detector (tabla 5.6).

El análisis de los sucesos de la muestra A se llevará a cabo para todas las noches de observación que han superado las condiciones expuestas en §5.3.3 y §5.3.4.

Muestra B

Esta muestra contiene aquellos sucesos de la muestra A que verifican además las siguientes condiciones:

- *core* de la cascada contenido en el interior de la matriz.
- Ángulo cenital $\theta < 40°$.
- χ^2 del ajuste a la distribución lateral de luz Cherenkov menor que 3.
- Radio de luz positivo, $R_L > 0$.
- Límites superior e inferior al valor del parámetro de la edad obtenido en el ajuste a la fórmula NKG: $0.4 < s < 1.6$
- $L_{90} > 12000$ fotones/m^2.
- $log_{10} N_s > 4.2$

Los dos últimos cortes que definen la muestra B elevan la energía umbral para fotones hasta unos 50 TeV para $\theta = 10°$. La energía umbral de la muestra A, que discutiremos más adelante, cambia a lo largo del periodo de toma de datos al hacerlo la densidad de detectores (lo que no sucede en la muestra B debido al corte en L_{90}).

- Corte *LES* : como ya vimos en §5.2.1 definimos la muestra B para poder aplicar sobre ella el corte *LES* de separación gamma/hadrón:

$$LES = log_{10}(N_s/L_{90}) - 10^{\frac{25-R_L(m)}{50}} < LES_{CUT}(\theta) \tag{5.25}$$

que elimina el 90% de los hadrones conservando el 50% de los fotones. $LES_{CUT}(\theta)$ viene dado por (5.23), con parámetros c_0 y c_1 determinados independientemente para cada subperiodo como se explica en §5.2.1.

5.4.2 Evolución del parámetro *LES*

El buen acuerdo entre las distribuciones del parámetro *LES* de los datos y el Montecarlo es esencial para su utilización como método de discriminación de fotones. Obviamente, tenemos que estar seguros de que la fracción media de éstos que sobreviven al corte es realmente la predicha por la simulación. Para los periodos P1 y P2 el acuerdo es aceptable a todos los ángulos cenitales, como vemos en la figura 5.12, que incluye los sucesos de la muestra B de todas las noches que cumplen las condiciones establecidas en §5.3.3 y §5.3.4. Pero en el periodo P4 y en la mayor parte del P5 (hasta el *run* 7920), la mayoría de los *runs* muestra distribuciones de *LES* mucho más anchas, y en ocasiones desplazadas respecto al valor medio predicho por la simulación. En la figura 5.19 vemos las distribuciones de $LES - LES_{CUT}$ para los sucesos de la muestra B en los distintos periodos. Los sucesos por debajo del cero (zona rayada) en estas distribuciones son los que sobreviven al corte LES. En los periodos P3 y P4, además de una anchura ligeramente mayor de la distribución, puede verse que el flujo total de sucesos reconstruidos es claramente menor. Por esta razón, aunque el flujo de sucesos supervivientes al corte es el mismo que en los periodos P1 y P2, que tomamos como referencia, no son realmente el diez por ciento de la muestra B, y por ello no podemos asegurar que el método *LES* esté funcionando correctamente.

Selección de noches para la aplicación del método LES

A la vista de la figura 5.19 es claro que no podemos aplicar el método *LES* a todo el periodo de datos analizado. Del ajuste a una gaussiana de la distribución de $LES - LES_{CUT}$ para cada *run*, obtenemos su media, $\langle LES - LES_{CUT}\rangle$, su desviación estándar, $\sigma_{(LES-LES_{CUT})}$ (representadas ambas en 5.19 frente al número de *run*), y su integral en número de sucesos por metro cuadrado y por segundo, que llamaremos Φ_B (por ser el flujo de cascadas que pertenecen a la muestra B). Aplicaremos el método *LES* únicamente a aquellas noches en las que se cumplan las siguientes condiciones:

- $0.115 < \langle LES - LES_{CUT}\rangle < 0.170$
- $\sigma_{(LES-LES_{CUT})} < 0.12$
- $\Phi_B > 0.33 \cdot 10^{-4}$ sucesos m^{-2} s^{-1}

Estos cortes reducen la estadística de la muestra B aproximadamente a la mitad (tabla 5.7), pero aseguran que la distribución del parámetro *LES* es compatible con la predicha por la simulación (ver fig. 5.20).

En algunos casos hemos podido relacionar los periodos en los cuales un gran número de noches muestran malas distribuciones del parámetro *LES* con problemas conocidos en la electrónica del detector. Por ejemplo, en el periodo P1, 20 de

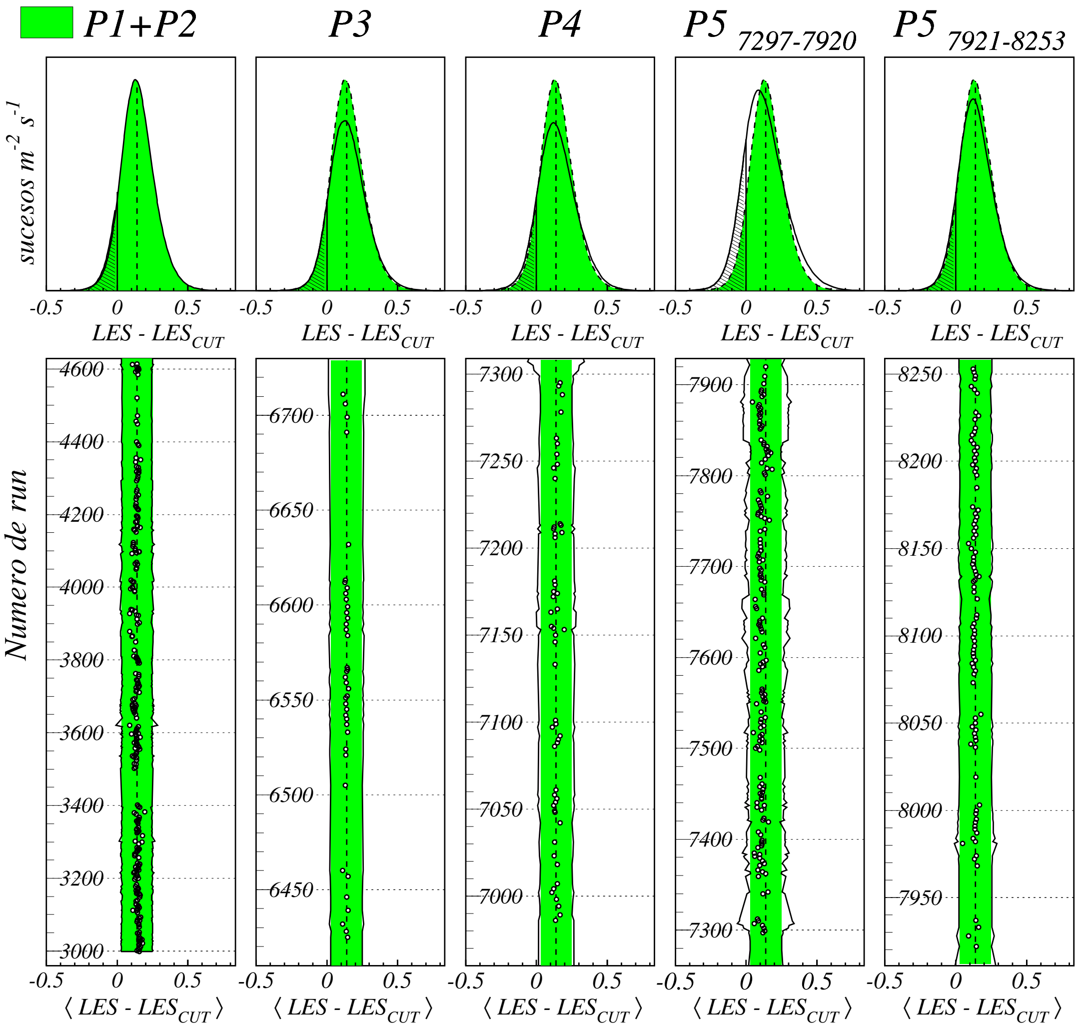

Figura 5.19: *Evolución del parámetro LES a lo largo del periodo de observación analizado. En la parte superior vemos las distribuciones de* $LES - LES_{CUT}$ *(ver fórmula 5.23), para la muestra B de sucesos. La zona rayada corresponde en cada caso a los sucesos que superan el corte LES. La distribución sombreada es en todas las gráficas la correspondiente a la suma de los periodos P1 y P2, que emplearemos como referencia por mostrar estos datos buen acuerdo con la simulación. Hemos agrupado los periodos P1 y P2, mientras que hemos partido el periodo P5 pues el comportamiento varía apreciablemente a partir del run 7920. Las gráficas inferiores muestran la evolución noche a noche de la media y la anchura de estas distribuciones, calculadas mediante un ajuste a una gaussiana. La línea recta discontinua indica la media para P1+P2, y la zona sombreada su anchura, a comparar con las obtenidas cada noche, señaladas respectivamente por los círculos y por la distancia entre las dos líneas continuas.*

	Total		Con *LES* válido	
Periodo	♯ *runs*	♯ sucesos (muestra B)	♯ *runs*	♯ sucesos (muestra B)
P1	132	$2.32 \cdot 10^6$	92	$1.78 \cdot 10^6$
P2	120	$2.15 \cdot 10^6$	86	$1.60 \cdot 10^6$
P3	40	$0.64 \cdot 10^6$	8	$0.13 \cdot 10^6$
P4	55	$0.67 \cdot 10^6$	0	0
P5	253	$4.19 \cdot 10^6$	81	$1.23 \cdot 10^6$
Suma	600	$9.96 \cdot 10^6$	267	$4.73 \cdot 10^6$

Tabla 5.7: *Estadísticas de la muestra B antes y después de eliminar las noches con distribuciones anómalas del parámetro LES.*

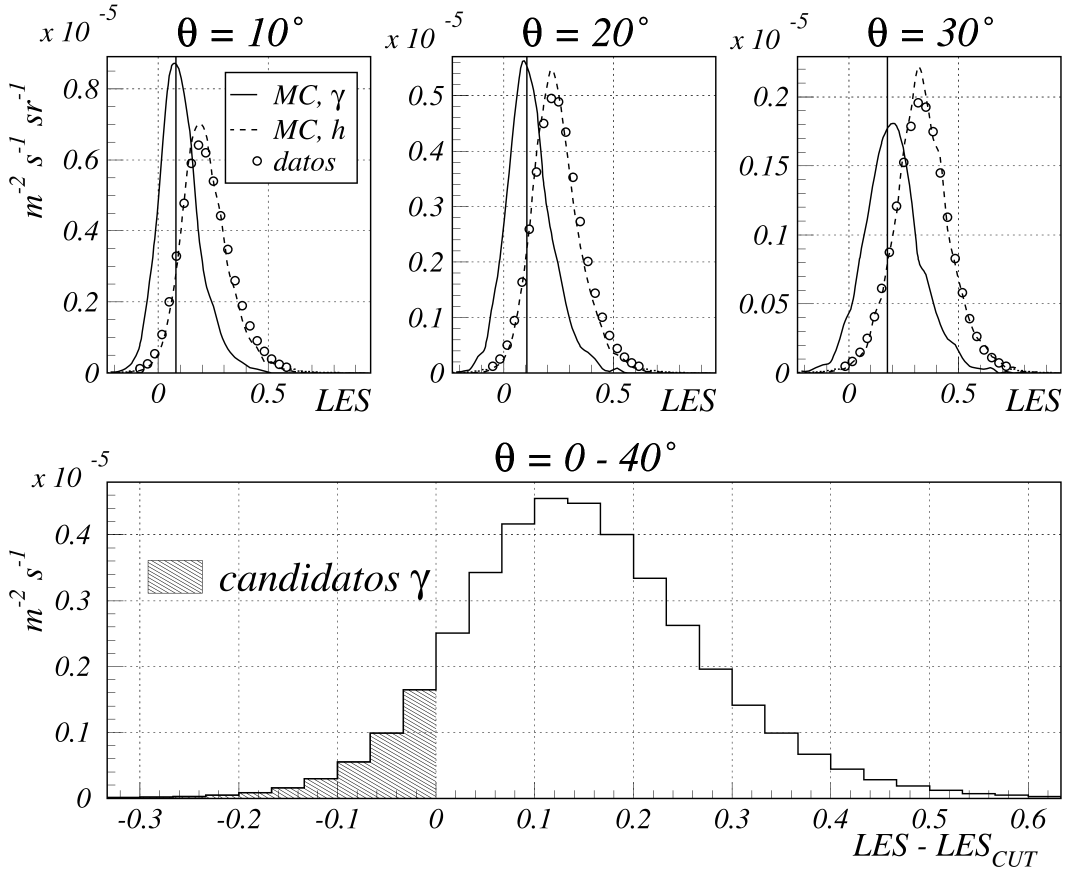

Figura 5.20: *Distribución del parámetro LES para todos los sucesos de la muestra B analizados, tras la selección de noches.*

las noches eliminadas corresponden a una época en la que un módulo de VADC de la matriz de centelleadores tuvo que ser retirado durante cuatro meses para su reparación (entre el 9/1 y 5/5 de 1995, *run* 3297-3532). Debido a esto, 64 detectores de centelleo situados en el centro de la matriz eran incapaces de medir señales de más de 10 MIPs (ver p.72) por lo que la reconstrucción de N_s para cascadas grandes como las de la muestra B resulta ser incorrecta. La saturación de los detectores centrales hace que las distribuciones laterales de la densidad de partículas aparezcan más planas de lo que son en realidad, con valores del parámetro de la edad mayores. Sólo siete noches de dicho periodo han sobrevivido a todos los cortes. En otro breve periodo (23/1 - 6/3 de 1999, *run* 7928 - 8018), el funcionamiento defectuoso de la fuente de alimentación de los retardos digitales del canal de QADC de los centelleadores provocó la pérdida de la señal de amplitud de muchos de éstos en cada suceso y en consecuencia la baja eficiencia de reconstrucción de la distribución NKG. Las 17 noches de observación de este periodo han sido descartadas por los cortes de la página 169. En este segundo caso, el comienzo del problema coincide con un corte de luz durante una época de muy mal tiempo (en la que se produjeron incluso filtraciones de agua en los contenedores de la electrónica, según el diario de la toma de datos).

En otros periodos con pocas noches válidas no se advirtió ninguna anomalía *durante* la toma de datos, pues, lamentablemente, las comprobaciones rutinarias de la calidad de los datos registrados no son lo suficientemente sensibles como para detectar los problemas que afectan sólo a las cascadas de muy alta energía. Un análisis detallado de los datos revela que en la mayoría de estas noches es la matriz de centelleadores la responsable del problema[13], pues es frecuente encontrar en ellas valores medios excesivamente altos del parámetro de la edad para cascadas grandes (en la figura 5.21 se representan los valores medios de s para cascadas con al menos 14 detectores de centelleo disparados, reconstrucción de la fórmula NKG y del ajuste lateral de luz Cherenkov y *core* al menos 30 metros dentro de la matriz). No hemos podido averiguar la razón concreta de cada periodo de mal funcionamiento, pero sí hemos podido comprobar que los comienzos y finales de dichos periodos coinciden con cortes de luz (deliberados o accidentales), lo que indica probablemente que en ocasiones algún

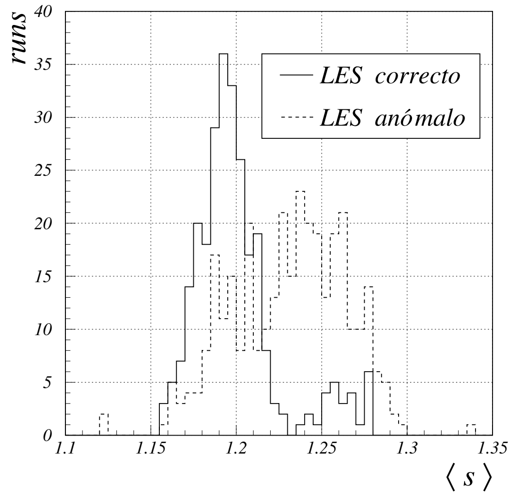

Figura 5.21: *Media del parámetro de la edad, calculada para cada noche de observación.*

[13]En estos datos, tampoco los valores absolutos de luz medidos por AIROBICC son fiables, dado que la calibración absoluta de su ganancia se hace por comparación con el tamaño de la cascada determinado por la matriz de centelleo.

módulo no se inicializa correctamente al volver a conectarlo.

5.4.3 Zona ON de las muestras estándar

Con los parámetros de la tabla 5.5, y aplicando el procedimiento descrito en §5.1.1 a las muestras A y B, podemos obtener el tamaño óptimo de la zona *ON* de búsqueda de fuentes puntuales para cada una de ellas. Calcularemos dicho valor, así como la fracción del total de fotones contenidos en la zona *ON*, bajo la suposición *pesimista* de que el error de *apuntado* es máximo, asegurándonos así de que en la zona escogida está verdaderamente contenida la fuente estudiada.

	muestra A			muestra B	
Periodo	% sucesos	$r_0(°)$	$N_\gamma/N_{\gamma,0}$	$r_0(°)$	$N_\gamma/N_{\gamma,0}$
P1	79	0.35	0.48	0.27	0.76
P2	79	0.30	0.48	0.25	0.77
P3	80	0.31	0.56	0.23	0.80
P4	87	0.33	0.53	0.26	0.79
P5	92	0.35	0.54	0.26	0.75

Tabla 5.8: *Radio óptimo r_0 de la zona ON para la búsqueda de fuentes puntuales en las muestras estándar A y B de sucesos. En la segunda columna vemos el porcentaje del total de las cascadas registradas que son reconstruidas y pertenecen a la muestra A. Junto a los valores de r_0 se muestra también la fracción $N_\gamma/N_{\gamma,0}$ del total de fotones de la fuente (§5.1.1) contenidos en la zona ON en cada caso, suponiendo un error de apuntado máximo.*

Debido a los cambios de la resolución angular a lo largo del periodo de observación, el tamaño de la zona *ON* (r_0) y la fracción mínima de fotones contenidos en ella serán diferentes en los cinco subperiodos definidos en la tabla 5.2. Los resultados se muestran en la tabla 5.8. Puede parecer sorprendente que los valores de r_0 en el periodo P5 (AIROBICC 97) sean iguales o incluso mayores que en periodos anteriores, con menor número de detectores de AIROBIC, lo que parece indicar que la resolución angular ha empeorado en la última configuración del detector. La razón de esto es que el umbral energético de la muestra A es menor para AIROBICC 97 debido a la mayor eficiencia de *trigger* y reconstrucción (véase la segunda columna de la tabla), por lo que en el periodo P5 esta muestra incluye cascadas pequeñas que ni siquiera habrían sido reconstruidas por AIROBICC 49. Por el contrario, en el caso de la muestra B, el umbral energético es prácticamente el mismo en todos los periodos debido al corte en L_{90}. Pero los sucesos contenidos en esta muestra son muy grandes (una media de 33 detectores disparados en AIROBICC 49), y como vemos en la figura 5.18, para sucesos grandes (más de 20 detectores de AIROBICC 49), la resolución angular de AIROBICC 97 no mejora a la del último periodo con 49 detectores (P2), lo que explica los valores casi idénticos de r_0.

5.5 Determinación del flujo

Si a lo largo de un periodo de observación se detectara un exceso de cascadas procedentes de la posición de una presunta fuente, y se interpretase como debido a emisión de fotones gamma por parte de ésta, nos interesaría determinar cuál es el correspondiente flujo de fotones que nos llega de la fuente por unidad de tiempo y de superficie. Para las fuentes en las que no se detectara un exceso estadísticamente significativo, podría calcularse análogamente un límite superior de flujo.

Al dar un valor del flujo de fotones gamma procedente de una fuente es necesario especificar el umbral energético del detector con el cual se ha llevado a cabo la medida. En el caso de un detector como AIROBICC, el umbral varía con el ángulo cenital de la fuente analizada, que a su vez varía a lo largo de cada noche de toma de datos. Por esta razón, trataremos de determinar un “umbral típico” del detector para cada fuente analizada y obtener, utilizando todos los datos disponibles a cualquier ángulo cenital, el valor del flujo total de fotones procedentes de la fuente por encima de dicha energía umbral. Para ello necesitaremos conocer también el área efectiva de detección de AIROBICC y el “tiempo vivo” de funcionamiento de éste durante el periodo de datos analizado.

5.5.1 Tiempo vivo del detector

Además de durante las interrupciones de la toma de datos para la realización de las calibraciones (§4.1), el detector permanece inactivo durante unos pocos milisegundos inmediatamente después de registrar cada suceso. Este tiempo es variable, pues depende de lo que tarde la electrónica en procesar las señales procedentes de todos los detectores y por tanto depende del tamaño del suceso registrado. Para calcular el flujo de rayos cósmicos detectado durante una observación necesitamos conocer con precisión el tiempo *vivo* del detector, excluyendo estos periodos de “tiempo muerto”. El ritmo de detección de sucesos sigue la estadística de Poisson, de manera que la probabilidad de observar N sucesos en un intervalo de tiempo Δt viene dada por:

$$P(N, \Delta t) = \frac{e^{-\nu \Delta t}(\nu \Delta t)^N}{N!} \tag{5.26}$$

, suponiendo que la frecuencia de llegada de sucesos al detector sea ν y que éste no tuviera tiempo muerto. Haciendo $N = 0$ obtenemos la probabilidad de no observar ningún suceso en el intervalo Δt, o, lo que es lo mismo, la distribución de probabilidad de los intervalos de tiempo Δt entre la detección de dos sucesos consecutivos:

$$\frac{dP(\Delta t)}{d(\Delta t)} \propto e^{-\nu \Delta t} \tag{5.27}$$

Por tanto, si hacemos ahora un histograma de los intervalos de tiempo Δt entre sucesos consecutivos obtendremos una exponencial decreciente cuya pendiente será la frecuencia de detección ν. Al introducir un tiempo muerto t_m después de la detección de cada suceso, los intervalos Δt se harán, en media, mayores. /par Mediante una simulación podemos ver qué sucede exactamente con la distribución de Δt. Hemos considerado tres casos: tiempo muerto nulo, tiempo muerto de duración fija (el mismo para todos los sucesos) y tiempo muerto variable aleatoriamente entre 0 y un valor máximo. El resultado se muestra en la figura 5.22. Vemos que, en los tres casos, cuando Δt es mayor que el tiempo muerto por suceso, la distribución de Δt es una exponencial cuya pendiente es siempre la misma e igual a la frecuencia "real" (no afectada por el tiempo muerto) de llegada de sucesos, ν, a la que hemos asignado el valor arbitrario $\nu = 17.5$ Hz. Hemos tomado en la simulación un valor de t_m deliberadamente alto ($\simeq 0.1$ s) para apreciar mejor en la gráfica su efecto sobre la distribución de Δt. En los datos reales observamos igualmente una distribución exponencial de los intervalos Δt para $\Delta t \gtrsim 20$ ms (el tiempo muerto medio del detector para los datos mostrados es de alrededor de 10 ms). Para calcular el tiempo vivo del detector procederemos de

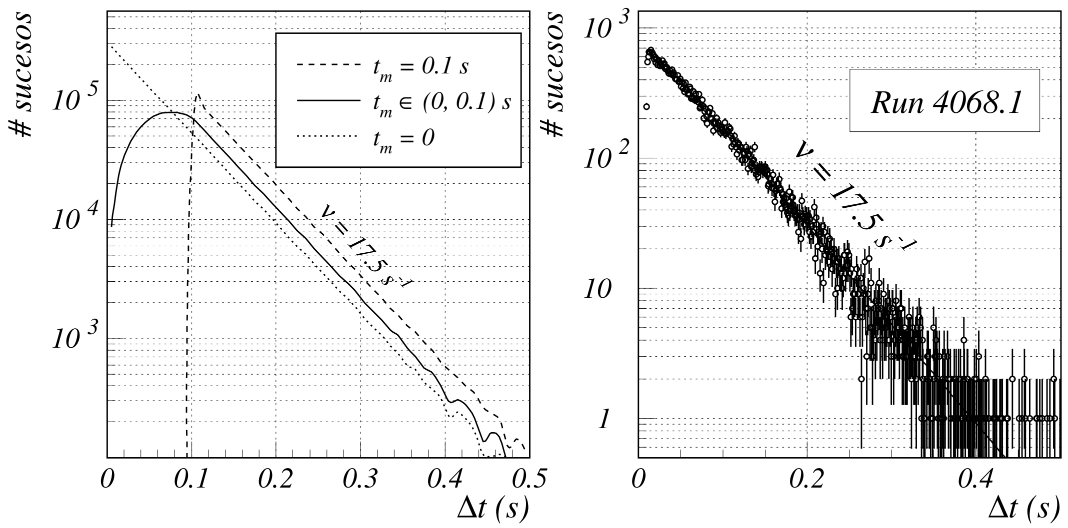

Figura 5.22: *Distribución de los intervalos Δt entre sucesos consecutivos. A la izquierda se muestra una simulación en la que podemos ver que la pendiente de la distribución no depende del tiempo muerto. A la derecha, la misma distribución para los datos reales.*

la siguiente manera: para cada *run* histogramamos los intervalos Δt y hacemos un ajuste exponencial a la distribución resultante en el intervalo $\Delta t = 0.1 - 0.6$ s. La pendiente ν de la exponencial nos proporciona la frecuencia *real* de llegada de cascadas al detector ($\nu = 17.5$ Hz en el caso mostrado en la figura 5.22). Conociendo el número total N_{run} de sucesos registrados durante el *run* es sencillo calcular el tiempo vivo del detector correspondiente a dicho *run*:

$$t_{vivo} = \frac{N_{run}}{\nu} \tag{5.28}$$

Los resultados de este cálculo para cada periodo analizado en este trabajo se encuentran en la tabla 5.11.

5.5.2 Área efectiva y umbral energético del detector

Para determinar un flujo con AIROBICC, ya sea de fotones de una fuente o el total de los rayos cósmicos, necesitamos conocer su área efectiva, es decir, la superficie de la zona del suelo en la que debe encontrarse el *core* de una cascada para que ésta sea detectable, que en general no se limita al área contenida en el interior de los límites de la matriz.

Dado un tipo de primario y un ángulo cenital de incidencia θ, la eficiencia de detección de AIROBICC viene determinada fundamentalmente por la energía de la partícula y por la posición del *core* respecto a la matriz. En la figura 5.23 vemos la eficiencia de detección para la muestra A (sucesos reconstruidos que pertenecen a la muestra A partido por el total de sucesos simulados) según la simulación Montecarlo, frente al logaritmo decimal de la energía y a $d = max\ (|x_{core}|, |y_{core}|)$ (las coordenadas del *core* están en este caso referidas a un sistema centrado en la matriz y cuyos ejes tienen las direcciones de las filas y columnas de ésta; d = 90 m en los límites de la matriz). Obviamente, las variaciones de la eficiencia no son bruscas, por lo que no podemos definir de manera trivial el área efectiva y el umbral energético de nuestro detector. Sin embargo, por conveniencia asimilaremos AIROBICC a un detector ideal (cuadrado o rectangular) cuya eficiencia fuera 1 en el interior de una cierta área S_{ef} y para $E > E_{umbral}$, y 0 en otro caso. Daremos a S_{ef} y $E_{umbral,RC}$ (umbral para el conjunto de toda la radiación cósmica cargada) valores tales que el flujo total de rayos cósmicos cargados observado a un ángulo cenital θ dado, $\Phi_{RC,medido}$, calculado tomando S_{ef} como área efectiva[14], coincida con el valor conocido [125] para $E > E_{umbral,RC}$:

$$\begin{aligned} \Phi_{RC,medido} &= \Phi_{RC}(E > E_{umbral,RC}) = \\ &= (0.163 \pm 0.015) \cdot \left(\frac{E_{umbral,RC}}{1\ \text{TeV}}\right)^{-1.68\ \pm\ 0.02} \quad m^{-2}\ s^{-1}\ sr^{-1} \end{aligned} \tag{5.29}$$

[14]El área efectiva la definimos sobre el suelo, mientras que el flujo en (5.29) es por unidad de superficie perpendicular a la dirección de observación. En el cálculo del flujo observado habrá que proyectar el área efectiva perpendicularmente a la dirección dada por θ, multiplicándola por $cos\ \theta$.

Los valores de S_{ef} y $E_{umbral,RC}$ no están aún bien determinados por esta relación, ya que para cualquier valor de S_{ef} podemos encontrar un $E_{umbral,RC}$ que verifique esta condición, así que debemos *definir* primero una de las dos cantidades y deducir después la otra de (5.29).

Definiremos el área efectiva S_{ef} como el área que contendría los *cores* de todos los sucesos reconstruidos durante el periodo de observación suponiendo que la densidad de *cores* fuera uniforme e igual a la observada en el centro del detector. De esta manera podemos obtener el área efectiva para cada una de las muestras estándar en cada subperiodo de observación directamente a partir de los datos reales, como podemos ver en la figura 5.24. Vemos que, para el caso de la muestra B, el área efectiva coincide con los límites de la matriz debido a la exigencia de que el *core* reconstruido se encuentre en el interior de ésta (p.168). Los valores del área efectiva en cada periodo analizado se muestran en la tabla 5.11. La aplicación de este método a los sucesos de la simulación Montecarlo proporciona valores del área efectiva iguales a los obtenidos con los datos reales. A partir de (5.29) obtenemos por último el valor de $E_{umbral,RC}$.

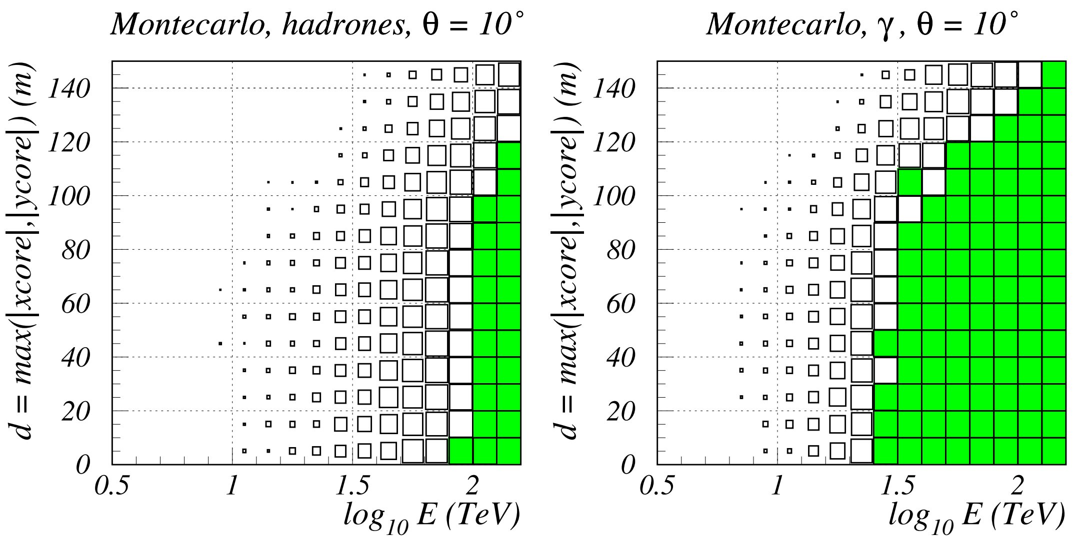

Figura 5.23: *Eficiencia de detección de AIROBICC para la muestra A en función de la posición del core de la cascada y de la energía del primario (simulación Montecarlo). En las zonas sombreadas la eficiencia es mayor que 0.95.*

5.5.3 Umbral energético para los diferentes primarios

La eficiencia de detección de AIROBICC, fijada la posición del *core*, el ángulo cenital de incidencia y la energía del primario, depende de la naturaleza de éste. Esto resulta ya evidente en la figura 5.23, en la que vemos que la eficiencia a bajas energías es notablemente mayor para fotones gamma que para el conjunto de los

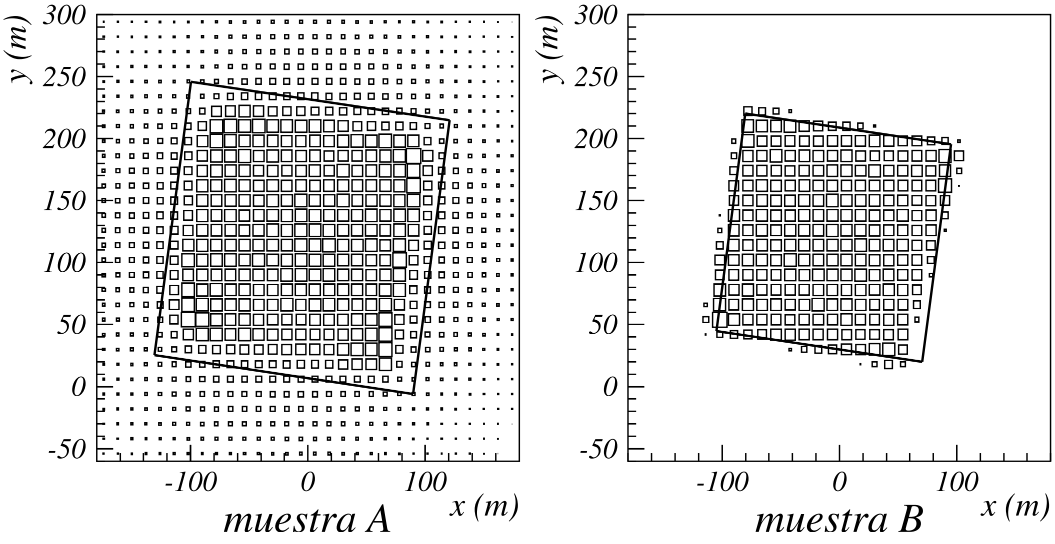

Figura 5.24: *Definición de área efectiva del detector (datos reales de AIROBICC 49). El área señalada contendría en cada caso tantos cores como el total de los registrados si la densidad de éstos fuera uniforme e igual a la medida en el centro de la matriz.*

hadrones, lo que proporciona a AIROBICC, aplicado a la astronomía gamma, una cierta ventaja frente a las matrices tradicionales de centelleadores. Las eficiencias también varían para los diferentes hadrones, como podemos ver en la figura 5.25.

Con la definición de E_{umbral} dada por (5.29), propuesta en el apartado anterior, podemos determinar los umbrales de detección no sólo para el total de la radiación cósmica, sino también para los diferentes primarios de la simulación Montecarlo por separado. Los resultados para $\theta = 10$ y $25°$ (y para los sucesos de la muestra A) se muestran en las tablas 5.9 (AIROBICC 49) y 5.10 (AIROBICC 97). La incertidumbre en los valores de E_{umbral} es de alrededor de un 5% y procede fundamentalmente de la incertidumbre en los parámetros de los espectros de cada primario [125] que se utilizan en la fórmula (5.29).

Hay que recordar que para el caso de los fotones se ha supuesto en la simulación un espectro igual al de los protones, es decir, una ley de potencias $d\Phi/dE \propto E^{-2.75}$. Losíndices espectrales de las fuentes confirmadas por diversos experimentos en el rango 0.5 - 10 TeV no se alejan mucho del valor supuesto en la simulación: $-2.59 \pm 0.03 \pm 0.05$ para el caso de la nebulosa del Cangrejo [8], $-3.09 \pm 0.07 \pm 0.10$ para Mkn 421 [7][15]. En cualquier caso, hemos comprobado,

[15]Para el caso de Mkn 421 citamos el valor del índice espectral obtenido en [7] mediante un ajuste a una ley de potencias en el rango 0.5 - 7 TeV. Por tratarse de una fuente extragaláctica es probable que su espectro se haga más "blando" por encima de 10 TeV debido a la absorción de los fotones por la radiación infrarroja de fondo. Este fenómeno se ha observado ya en otro

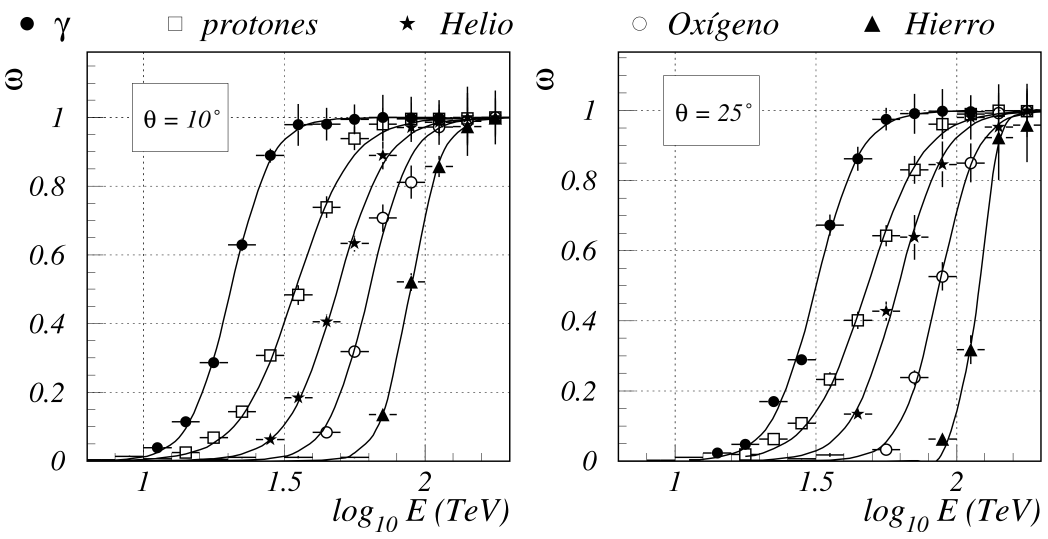

Figura 5.25: *Eficiencia de detección de AIROBICC 49 en función de la energía del primario para los sucesos de la muestra A (simulación Montecarlo, sucesos con el core verdadero contenido dentro del área efectiva, un cuadrado de 220 m de lado centrado en el detector). A cualquier energía la eficiencia ω es mayor para fotones que para hadrones; para estos últimos ω es menor cuanto mayor sea su Z.*

cambiando el índice de la ley de potencias, que el valor de $E_{umbral,\gamma}$ según nuestra definición no depende apenas del índice espectral del espectro de los fotones simulados ($E_{umbral,\gamma} = 18.1$ TeV para un espectro diferencial $\propto E^{-2}$ y $E_{umbral,\gamma} = 17.2$ TeV para $E^{-3.5}$).

	$E_{umbral}(TeV) \pm 5\%$		$E_{umbral-50\%}(TeV)$	
$\theta =$	10°	25°	10°	25°
γ	16	23	21	32
p	25	33	35	48
He	36	46	49	63
O	47	65	64	88
Fe	66	93	89	119
RC	34	45	51	70

Tabla 5.9: *Umbral energético de AIROBICC 49 (muestra A de sucesos) para los diferentes primarios de la simulación Montecarlo. Los valores de la última fila (RC) corresponden al total de la radiación cósmica cargada.*

AGN (Mkn 501), como veremos más adelante.

	$E_{umbral}(TeV) \pm 5\%$		$E_{umbral-50\%}(TeV)$	
$\theta =$	10°	25°	10°	25°
γ	14	21	19	30
p	21	28	30	42
He	31	40	46	55
O	41	57	56	78
Fe	59	84	80	110
RC	29	39	46	62

Tabla 5.10: *Umbral energético de AIROBICC 97 (muestra A) para los diferentes primarios de la simulación Montecarlo. El detector ha sido simulado con la matriz de centelleadores incompleta (debido al incendio), trigger de AIROBICC de 6 detectores y con los filtros azules sobre los fotomultiplicadores.*

Una definición alternativa del umbral. En trabajos anteriores se ha utilizado la eficiencia de detección para definir la energía umbral de AIROBICC [77]: puede definirse la energía umbral $E_{umbral-50\%}$ como aquella para la cual la eficiencia es de un 50%, aunque para ello es necesario especificar previamente en qué área se distribuyen los *cores verdaderos* de los sucesos simulados considerados en este cálculo (obviamente, para cualquier energía la eficiencia es cero si el *core* está lo suficientemente lejos del detector). Mientras que en la muestra B el área es la definida por el corte en la posición del *core* (contenido en los límites de la matriz), para la muestra A tomaremos la *definición* de área efectiva del apartado anterior[16]. Como ya comentamos al comienzo de la sección §5.5, en último término queremos que el flujo obtenido sea el flujo integral (de la fuente o de la RC) para $E > E_{umbral}$ (5.29). Esta definición alternativa $E_{umbral-50\%}$ del umbral energético no satisface en general esta condición, por lo que no la emplearemos, y la citamos únicamente por haber sido empleada en análisis anteriores de datos de AIROBICC. Los valores de $E_{umbral-50\%}$ para la muestra A pueden verse también en las tablas 5.9 y 5.10.

Aplicación a los datos reales

Por los métodos descritos podemos calcular para cada periodo de datos analizado el tiempo efectivo de observación, el área efectiva del detector y su umbral energético $E_{umbral,RC}$ para el conjunto de toda la radiación cósmica cargada (fig.

[16]Al comparar nuestros valores de $E_{umbral-50\%}$ con los de la referencia [77] debe tenerse en cuenta que en aquel trabajo se consideraron todos los sucesos de la simulación que disparan el detector (nosotros exigimos además que hayan sido reconstruidos y pertenezcan a la muestra A) y cuyo *core* real estuviera contenido dentro de los límites de la matriz. Ambos factores conducen a valores más bajos de las energías umbral para AIROBICC 49 que los presentados aquí.

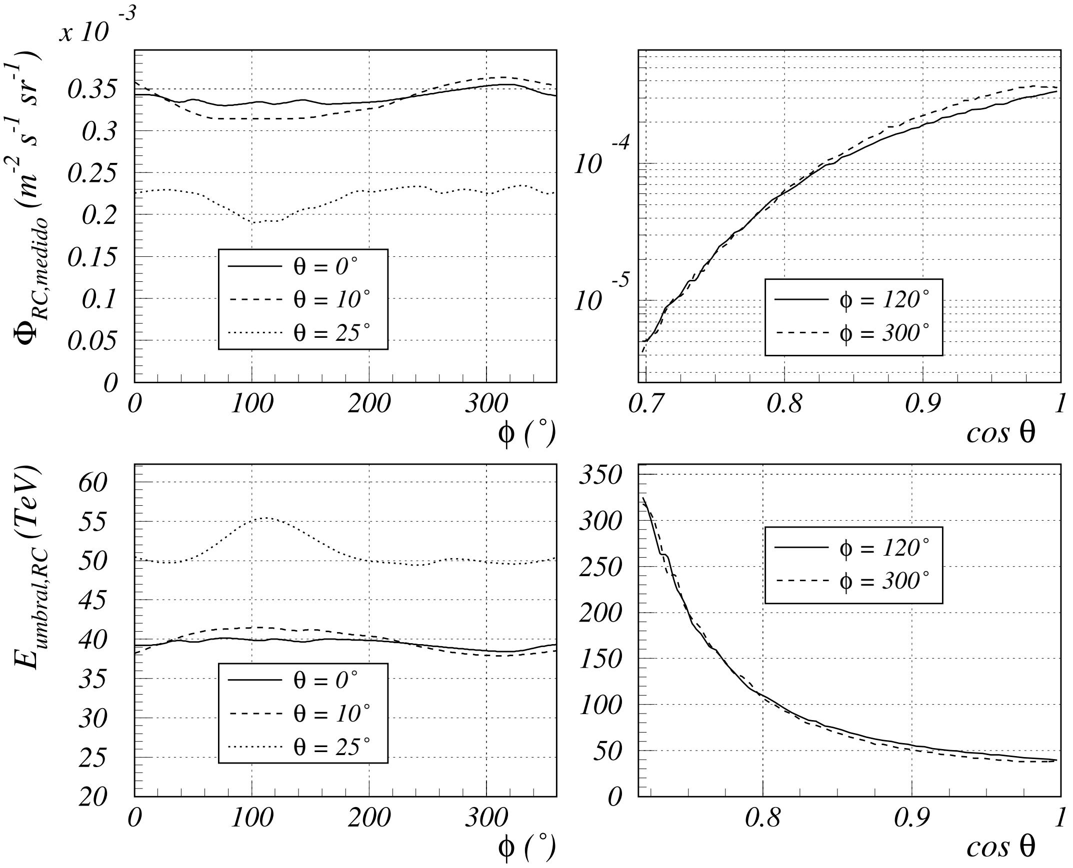

Figura 5.26: *Flujo total de rayos cósmicos medido con AIROBICC 49 y energía umbral deducida a partir de éste, en función de la dirección de observación (datos reales, muestra A, periodo P2). A la izquierda, dependencia con ϕ para varios ángulos cenitales. A la derecha, dependencia con cos θ.*

5.26). El umbral puede calcularse para cualquier ángulo cenital θ [17], y todo esto podemos hacerlo directamente a partir de los datos, sin utilizar la simulación Montecarlo. Siendo estable la configuración del detector, el umbral para cada valor de θ es aproximadamente constante en el tiempo, con pequeñas variaciones debidas fundamentalmente a reajustes del voltaje de los fotomultiplicadores. En la tabla 5.11 vemos el resultado para incidencia vertical ($\theta = 0°$) en los diferentes periodos, junto con el área efectiva y el tiempo vivo de observación (que siempre es menor para la muestra B por los cortes de calidad más estrictos aplicados a las noches de observación).

Si analizamos conjuntamente los datos de periodos con diferentes configu-

[17] En el detector real, debido a la dependencia de la ganancia de los fotomultiplicadores de AIROBICC con el ángulo acimutal de incidencia de la luz (§4.2.5), el umbral de la muestra A varía ligeramente con ϕ (fig. 5.26, izquierda).

raciones del detector, el umbral obtenido tomará un valor intermedio entre los umbrales de cada periodo (pues el método realiza implícitamente un promedio). Con este procedimiento no existe ningún inconveniente en mezclar datos de periodos con umbrales diferentes para el cálculo del flujo (o límite superior a éste) de una posible fuente. De hecho, los sucesos registrados en torno a una fuente dada a lo largo de una noche proceden obviamente de diferentes direcciones en coordenadas locales según la hora de la observación, siendo el umbral del detector, para dichos sucesos, mayor cuanto más lejos del cenit se encuentre la fuente.

	muestra A / muestra B			
	t_{vivo} (horas)	S_{ef} ($\times 10^3\ m^2$)	$E_{umbral,RC}$ (TeV)	$E_{umbral,\gamma}$ (TeV)
P1	518 / 383	49.79 / 31.94	37 / 105	18 / 53
P2	448 / 343	51.11 / 31.31	39 / 99	20 / 49
P3	158 / 30	50.14 / 31.34	29 / 104	15 / 52
P4	231 / —	34.00 / 22.13	26 / —	13 / —
P5	1134 / 349	45.96 / 24.03	26 / 100	13 / 50

Tabla 5.11: *Valores del tiempo efectivo de observación, área efectiva de detección y umbral energético de AIROBICC (para el conjunto de la radiación cósmica y para fotones) para cascadas de incidencia vertical en cada uno de los cinco periodos de datos reales analizados. En el periodo P4 ninguna noche sobrevive a los cortes de calidad que aplicamos a la muestra B.*

Umbral energético para fotones. Para deducir el correspondiente umbral para fotones, $E_{umbral,\gamma}$, utilizaremos el valor del cociente $E_{umbral,RC}/E_{umbral,\gamma}$ predicho por la simulación (tablas 5.9 y 5.10). Calculamos el valor medio de dicho cociente para 10 y 25° (ponderada con el número esperado de sucesos) y obtenemos:

$$\frac{E_{umbral,RC}}{E_{umbral,\gamma}} \simeq 2 \qquad (\pm 7\%) \tag{5.30}$$

donde la incertidumbre la hemos estimado simplemente como la mitad de la diferencia entre el valor máximo y mínimo de dicho cociente en la simulación.

En la referencia [60] (resultados de la búsqueda de fuentes puntuales en los datos del primer año de operación de AIROBICC) se obtiene, a partir del flujo observado de rayos cósmicos, el umbral $E_{umbral,p}$ para protones (para ello es necesario obtener de la simulación la fracción esperada de protones en los datos registrados). A continuación se afirma que según la simulación el umbral para fotones es un factor 1.9 menor, es decir, $E_{umbral,\gamma} \simeq E_{umbral,p}/1.9$. Sin embargo, nuestra propia simulación rebaja este factor a alrededor de 1.5, en concordancia con la simulación, independiente, del grupo HEGRA de la universidad de Hamburgo [65]. Esto indica que el umbral del detector en [60] está subestimado[18], lo que deberá tenerse en cuenta al comparar los resultados de dicha publicación con los que presentaremos en este trabajo.

5.5.4 Cálculo del flujo de una fuente

El flujo medio de radiación cósmica cargada en el entorno de una fuente durante un periodo de observación lo calculamos con la siguiente expresión [58]:

$$\langle \Phi_{RC,fuente} \rangle = \frac{1}{N_{total}} \cdot \sum_{i=0}^{N_{total}} \Phi_{RC}(\theta_i, \phi_i) \tag{5.31}$$

Donde N_{total} es el número total de sucesos registrados en el entorno de la fuente (en nuestro caso, una región circular centrada en ésta de radio 3°) en el periodo estudiado, y $\Phi_{RC}(\theta_i, \phi_i)$ es el flujo de rayos cósmicos medido a lo largo del mismo periodo, en la dirección (θ_i, ϕ_i) (ver fig. 5.26), que es la de incidencia del suceso i. Invirtiendo el espectro conocido de rayos cósmicos (5.29) obtenemos un *umbral equivalente* para el conjunto de la RC cargada alrededor de la fuente:

$$E_{umbral,RC}(TeV) = \left[\frac{\langle \Phi_{RC,fuente} \rangle (m^{-2}s^{-1}sr^{-1})}{0.163} \right]^{-1/1.68} \tag{5.32}$$

Utilizando (5.30) obtenemos a continuación la energía umbral para fotones de la fuente:

$$E_{umbral,\gamma} = \frac{E_{umbral,RC}}{2} \tag{5.33}$$

Y el límite superior al flujo de fotones será:

$$\Phi_{\gamma,UL}(E > E_{umbral,\gamma}) = \frac{N_{UL}}{\epsilon_\gamma} \cdot \frac{\langle \Phi_{RC,fuente} \rangle \cdot \Omega_{ON}}{\hat{N}_B} \quad \text{, siendo:} \tag{5.34}$$

- N_{UL} : límite superior (nivel de confianza 90%) al número de sucesos de señal en la zona *ON* (§5.1.4).
- $\epsilon_\gamma = N_\gamma / N_{\gamma,0}$: fracción del total de fotones contenidos en la zona *ON* (tabla 5.8).
- Ω_{ON} : ángulo sólido subtendido por la zona *ON*.

[18] El origen del error en [60] podría estar en la simulación Montecarlo empleada, que no incluia a los núcleos de Helio como primarios. El comportamiento de éstos se asimilaba al de los protones, cuando, como podemos ver en la figura 5.25, nuestra propia simulación muestra diferencias importantes en el umbral energético para los dos tipos de primarios.

- $\hat{N}_B$: número estimado de sucesos de fondo en la zona *ON* (§5.1.2).

Si utilizamos el método *LES* de separación gamma/hadrón, habrá que tener en cuenta las diferentes eficiencias del corte *LES* para hadrones y fotones, sustituyendo en (5.34) N_{UL} por $N_{UL}/\varepsilon_\gamma$ y $\hat{N}_B$ por $\hat{N}_B/\varepsilon_h$. Por otro lado, en caso de encontrar en alguna fuente un exceso de sucesos estadísticamente significativo, calcularíamos el flujo de fotones de dicha fuente sin más que reemplazar en la misma fórmula N_{UL} por el estimador del exceso observado: $N_s = N_{ON} - \hat{N}_B$.

La demostración de (5.34) y su generalización al caso en el que juntamos los datos de periodos con diferentes configuraciones del detector (diferente umbral y tamaño de la zona *ON*) pueden verse en el apéndice C.

Capítulo 6

Resultados experimentales

En este capítulo presentamos los resultados de la búsqueda de excesos de sucesos debidos a fuentes puntuales de fotones gamma, realizada empleando los métodos descritos en el capítulo anterior. Hemos seleccionado un conjunto de 197 objetos que por diferentes razones se consideran buenos candidatos a emisores de fotones de muy alta energía, y para ellos hemos llevado a cabo, en primer lugar, una búsqueda de posible emisión continua, integrando todos los sucesos registrados a lo largo de los cuatro años de observación. Esto lo hemos hecho sobre las dos muestras de sucesos (A y B) de AIROBICC definidas en §5.4.1. A los sucesos de la muestra B les hemos aplicado el corte LES de separación gamma/hadrón.

En previsión de que pudiera existir emisión detectable de alguna fuente intensa no incluida en nuestro catálogo, hemos construido también un mapa de los excesos registrados en todo el cielo accesible a AIROBICC. Esto nos permitirá establecer un límite superior absoluto al flujo de fuentes puntuales de muy alta energía en dicha fracción del cielo, empleando un método de búsqueda (descrito en §6.2.6) algo menos sensible que el utilizado para las fuentes particulares.

Por último, hemos realizado en la muestra A una búsqueda de emisión esporádica procedente de las 197 fuentes seleccionadas, analizando el número de sucesos registrado en cada noche de observación y comparándolo con el fondo esperado. Este método no se ha aplicado a la muestra B por su baja estadística.

6.1 Selección de las fuentes estudiadas

Las 197 fuentes candidatas seleccionadas (su lista completa puede verse en la tabla de resultados 6.1) pueden dividirse en los siguientes grupos, no excluyentes entre sí:

- Fuentes ya detectadas por telescopios Cherenkov a energías > 0.5 TeV (a las que nos referiremos simplemente como "fuentes TeV") : la Nebulosa del Cangrejo y las galaxias activas Markarian 421, Markarian 501 y 1ES 2344+514. Las tres primeras han sido confirmadas por varios experimentos, mientras que la última de ellas es cuestionable, pues sólo ha sido detectada por un grupo [16] y durante un breve periodo de tiempo. Su posible emisión continua parece ser demasiado débil para la sensibilidad de los instrumentos actuales.

- Fuentes del catálogo del XTE ASM (*X-Ray Timing Explorer All Sky Map*), según la referencia [21].
- Núcleos Galácticos Activos (AGNs) cercanos ($z \lesssim 0.2$), contenidos en la lista de AGNs propuestos para su observación con los telescopios Cherenkov de HEGRA [37]. Dicha selección se basa en los catálogos de Kühr et al. [67], Padovani [86] y Stickel y Kühr [109].
- Fuentes no identificadas del segundo catálogo de EGRET suficientemente bien localizadas. [114].
- Posiciones de GRBs (*Gamma Ray Bursts*) bien localizados [43].
- Binarias de rayos X, del catálogo de Guseinov et al. [46].
- Remanentes de supernovas (SNRs) que por su tamaño ($< 10'$) puedan considerarse como fuentes puntuales para AIROBICC, tomadas del catálogo de Green [42].

Algunas de las fuentes están incluidas en más de una de estas categorías. Por ejemplo, el catálogo de AGNs cercanos incluye a los tres detectados por encima

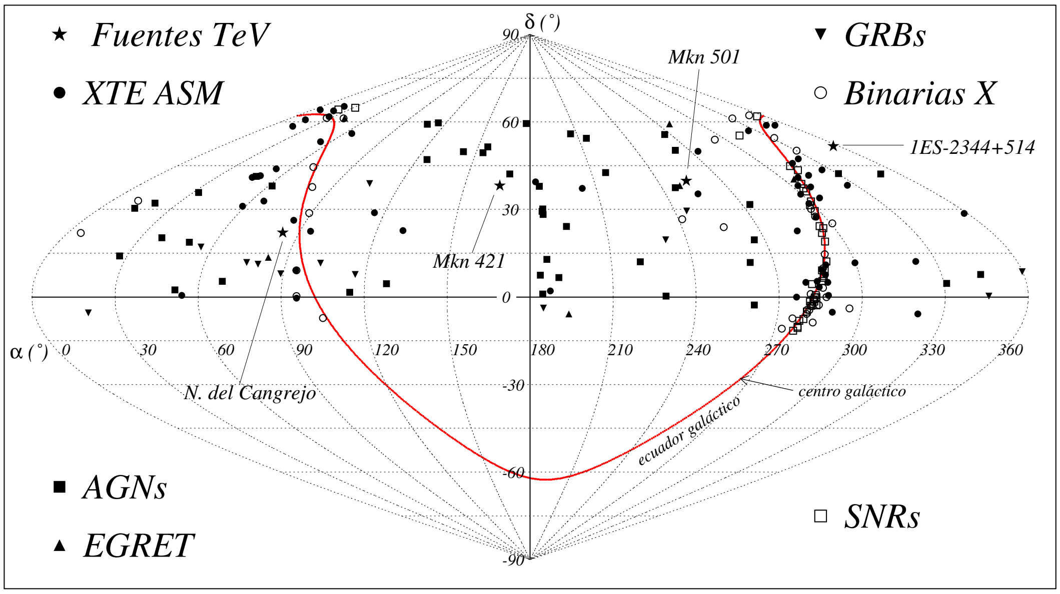

Figura 6.1: *Distribución de las fuentes estudiadas en coordenadas ecuatoriales.*

de 0.5 TeV, y, lógicamente, la Nebulosa del Cangrejo y buena parte de las binarias de rayos X se encuentran también en el catálogo del XTE. En la figura 6.1 vemos la distribución en coordenadas ecuatoriales (ascensión recta y declinación) de las fuentes estudiadas. En la selección se ha tenido en cuenta la restricción obvia de que las fuentes deben encontrarse dentro de el campo de vision de AIROBICC, por lo que todas ellas tienen declinaciones comprendidas entre -12 y $68°$.

6.2 Búsqueda de emisión continua

Los resultados de la búsqueda de emisión continua en la muestra A de sucesos para las 197 fuentes del catálogo se encuentran en la tabla 6.1. Se indican en ella las estadísticas para cada fuente: el número de sucesos en la zona *ON*, el número esperado de sucesos de fondo y el límite superior al número de sucesos de señal (N_{UL} al 90% de nivel de confianza. Se muestra también la significancia estadística del exceso o defecto de sucesos respecto al fondo, el flujo medio de rayos cósmicos en el entorno de la fuente, el umbral energético para fotones y finalmente, el límite superior al flujo de la fuente. Este último se facilita en sucesos por cm^2 y por segundo, y también en unidades del flujo (conocido o extrapolado, según la energía) de la Nebulosa del Cangrejo, la candela estándar en este rango de energías. Para ello hemos utilizado el espectro medido por el sistema de telescopios Cherenkov de HEGRA [8].

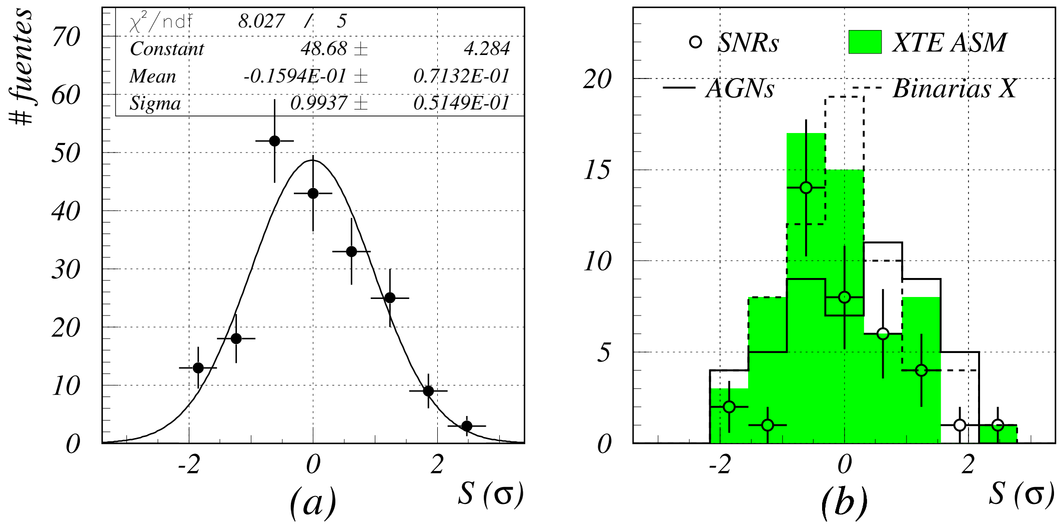

Figura 6.2: *Búsqueda de fuentes puntuales en la muestra A de sucesos. (a): Distribución de significancias para las 197 fuentes estudiadas, ajustada a una gaussiana (b): Significancias para los cuatro catálogos con mayor número de candidatos: el de XTE ASM, el de remanentes de supernovas, los núcleos galácticos activos y las binarias de rayos X).*

En la tabla de resultados, el asterisco detrás del nombre de una fuente indica que ésta ya ha aparecido previamente en la tabla, formando parte de un catálogo anterior. Los resultados para la misma fuente pueden variar ligeramente en sus distintas entradas en la tabla, pues el fondo se ha generado independientemente para cada catálogo, y en ocasiones las coordenadas varían según las distintas referencias utilizadas (aunque de forma insignificante para la resolución de AIROBICC).

Tabla 6.1: *Resultados de la búsqueda de fuentes puntuales en la muestra A.*

Fuentes TeV	N_{ON}	$\hat{N}_B$	$S(\sigma)$	$\langle\Phi_{RC}\rangle$ ($10^{-8} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$)	$E_{\gamma,umb}$ (TeV)	N_{UL} 90%nc	$\Phi_{\gamma,UL}$ (10^{-13} $cm^{-2} s^{-1}$)	$\frac{\Phi_{\gamma,UL}}{\Phi_{crab}}$
N. del Cangrejo	3955	3809.75	+2.33	4.922	16	226.63	5.87	2.89
Mkn 421	3352	3375.58	−0.40	4.466	17	82.41	2.22	1.19
Mkn 501	4871	4778.31	+1.33	4.553	17	186.43	3.49	1.85
1ES 2344+514	2511	2501.29	+0.19	3.032	21	89.02	2.18	1.68

Fuentes XTE ASM	N_{ON}	$\hat{N}_B$	$S(\sigma)$	$\langle\Phi_{RC}\rangle$ ($10^{-8} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$)	$E_{\gamma,umb}$ (TeV)	N_{UL} 90%nc	$\Phi_{\gamma,UL}$ (10^{-13} $cm^{-2} s^{-1}$)	$\frac{\Phi_{\gamma,UL}}{\Phi_{crab}}$
Tycho SNR	677	659.60	+0.67	1.074	39	55.10	1.82	3.68
4U 0054+60	1124	1139.77	−0.47	1.655	30	46.65	1.38	1.86
SAX J0104.5+5828	1544	1498.68	+1.16	2.055	27	98.89	2.76	3.04
X 0114+650	528	532.75	−0.21	0.921	43	35.20	1.24	2.89
4U 0115+634	700	718.67	−0.70	1.163	37	33.86	1.12	2.10
X 0142+614	990	1002.20	−0.38	1.503	32	45.11	1.38	2.04
Algol	3813	3836.53	−0.38	4.386	17	88.74	2.05	1.12
NGC 1275	3792	3798.46	−0.10	4.343	17	97.92	2.26	1.25
GK Per	3545	3586.42	−0.69	4.140	18	76.45	1.79	1.03
V 0332+53	2356	2347.89	+0.17	2.982	21	85.38	2.20	1.72
HR 1099	1270	1329.24	−1.63	2.568	23	33.26	1.30	1.16
X Per	4064	4192.32	−1.98	4.851	16	53.62	1.24	0.62
XTE J0421+560	1869	1869.93	−0.02	2.497	24	70.90	1.93	1.77
GRO J0422+32	4100	4113.29	−0.21	4.778	16	98.04	2.28	1.16
N. del Cangrejo*	3955	3813.35	+2.27	4.922	16	223.09	5.77	2.84
HD 245770	3953	3949.29	+0.06	4.896	16	106.24	2.64	1.31
IC 443 SNR	3833	3741.42	+1.48	4.910	16	173.88	4.58	2.26
X 0614+091	2502	2500.49	+0.03	4.060	18	83.62	2.72	1.60
X 0620-003	1084	1102.97	−0.57	2.320	25	44.11	1.86	1.84
Sig Gem	3712	3731.62	−0.32	4.823	16	89.46	2.32	1.16
SAX J0840.7+224	3552	3478.41	+1.24	4.935	16	154.25	4.38	2.15
Mkn 421*	3352	3378.75	−0.46	4.466	17	80.80	2.17	1.17
NGC 4151	3585	3523.80	+1.02	4.469	17	143.94	3.71	2.00
3C 273	1417	1418.76	−0.05	2.902	22	61.16	2.55	2.05
HR 5110	4044	4075.41	−0.49	4.748	16	87.73	2.07	1.05
Mkn 501*	4871	4775.13	+1.38	4.553	17	189.30	3.55	1.88
Her X-1	4994	5047.54	−0.75	4.798	16	88.78	1.65	0.83
Am Her	3385	3441.32	−0.96	3.416	20	67.97	1.32	0.91
X 1822-000	1458	1500.04	−1.09	2.353	25	42.66	1.30	1.27
Ser X-1	2408	2453.47	−0.92	3.331	20	58.15	1.53	1.08
XTE J1856+053	2417	2467.59	−1.02	3.357	20	56.26	1.48	1.04
XTE J1859+226	4874	4783.00	+1.31	4.897	16	184.95	3.64	1.80
XTE J1858+034	2078	2074.39	+0.08	2.994	21	77.61	2.17	1.69
SGR 1900+14	3134	3189.70	−0.98	3.996	18	64.81	1.57	0.94
X 1908+075	2904	2842.92	+1.14	3.723	19	134.69	3.40	2.17
Aql X-1	1486	1534.27	−1.23	2.434	24	40.97	1.26	1.19
SS 433	2395	2359.14	+0.73	3.278	20	106.07	2.85	2.04
GRS 1915+105	3482	3444.68	+0.63	4.214	17	123.30	2.91	1.65
X 1916-053	630	634.16	−0.16	1.287	35	39.03	1.54	2.63
3A 1942+274	4757	4726.66	+0.44	4.781	16	134.25	2.61	1.32
X 1953+319	4700	4663.35	+0.53	4.639	16	138.20	2.64	1.37
Cyg X-1	4547	4560.99	−0.21	4.512	17	103.25	1.96	1.05

Tabla 6.1: *Resultados de la búsqueda de fuentes puntuales en la muestra A.*

X 1957+115	3402	3367.11	+0.60	4.254	17	120.36	2.92	1.65
XTE J2012+381	4344	4361.28	−0.26	4.352	17	98.91	1.90	1.05
GS 2023+338	4421	4462.35	−0.62	4.537	17	87.63	1.71	0.91
EXO 2030+375	4199	4278.98	−1.22	4.356	17	69.26	1.36	0.75
Cyg X-3	4025	4070.53	−0.71	4.157	17	80.83	1.60	0.92
GRO J2058+42	3913	3905.08	+0.13	4.079	18	108.39	2.20	1.29
SAX J21035+4545	3467	3473.82	−0.12	3.716	19	93.25	1.94	1.24
XTE J2123-058	469	489.33	−0.92	1.159	37	25.56	1.18	2.21
M 15	3088	3124.54	−0.65	4.218	17	72.32	1.89	1.07
4U 2129+47	3109	3218.34	−1.93	3.528	19	47.61	1.03	0.69
Cep X-4	1690	1713.12	−0.56	2.159	26	55.34	1.38	1.45
SS Cyg	3523	3598.58	−1.26	3.892	18	62.63	1.33	0.81
Cyg X-2	3924	3958.30	−0.54	4.249	17	84.77	1.78	1.00
1E 2259+586	1422	1367.70	+1.45	1.857	28	104.55	2.86	3.47
Cas A	1371	1367.29	+0.10	1.886	28	63.53	1.77	2.12
2 Peg	4001	4087.98	−1.36	4.728	16	64.59	1.48	0.76
AGNs cercanos	N_{ON}	$\hat{N}_B$	$S(\sigma)$	$\langle\Phi_{RC}\rangle$ ($10^{-8} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$)	$E_{\gamma,umb}$ (TeV)	N_{UL} 90%nc	$\Phi_{\gamma,UL}$ (10^{-13} $cm^{-2} s^{-1}$)	$\frac{\Phi_{\gamma,UL}}{\Phi_{crab}}$
NGC 4278	3889	3835.20	+0.86	4.961	16	141.66	3.71	1.81
MESSIER 084	3034	2966.84	+1.22	4.693	16	141.80	4.56	2.35
NGC 3894	1189	1141.56	+1.39	1.866	28	93.59	3.14	3.79
NGC 0315	4302	4187.92	+1.75	4.817	16	200.14	4.61	2.31
NGC 1275*	3794	3805.12	−0.18	4.343	17	95.25	2.20	1.21
1H 1720+117	3849	3881.54	−0.52	4.563	17	84.66	1.94	1.02
PKS 2201+04	1846	1897.93	−1.19	3.111	21	46.31	1.48	1.12
Mkn 421*	3354	3367.96	−0.24	4.466	17	87.59	2.36	1.27
NGC 6454	2351	2375.49	−0.50	2.545	23	66.63	1.41	1.27
V71 1721-026	1142	1082.06	+1.80	1.848	28	104.22	3.50	4.26
3C 120.0	2068	2045.96	+0.48	3.470	19	90.00	3.07	2.09
Mkn 501*	4878	4786.19	+1.32	4.553	17	185.72	3.47	1.84
Mkn 273	1872	1947.64	−1.72	2.566	23	39.34	1.06	0.95
UGC 01651	4093	4143.60	−0.78	4.692	16	79.45	1.81	0.93
UGC 03927	1202	1146.21	+1.63	1.827	29	101.54	3.29	4.05
1ES 2344+514*	2511	2495.42	+0.31	3.032	21	92.98	2.28	1.76
CGCG 021-063	1515	1462.12	+1.37	2.526	24	105.04	3.64	3.32
4C 37.11	3844	3952.25	−1.72	4.539	17	56.41	1.31	0.69
I Zw 187	3310	3431.10	−2.07	3.425	20	47.13	0.93	0.64
4C 31.04	4130	4209.25	−1.22	4.798	16	68.71	1.57	0.79
1ES 2321+419	3651	3613.61	+0.62	4.043	18	125.63	2.81	1.66
MS 1214.3+3811	3564	3613.49	−0.82	4.577	17	73.16	1.88	0.99
BL Lac	3758	3673.84	+1.38	3.991	18	166.23	3.55	2.12
1ES 1741+196	4767	4813.58	−0.67	5.036	16	89.31	1.81	0.87
W Com	3891	3836.60	+0.87	4.996	16	142.18	3.75	1.82
EXO 1811.7+3143	5119	5134.66	−0.22	4.850	16	109.09	2.00	1.00
PKS 1215+013	1232	1249.73	−0.50	2.667	23	48.23	2.10	1.82
EXO 1118.0+4228	3215	3189.45	+0.45	4.200	17	110.81	2.97	1.69
1ES 0145+138	3483	3447.68	+0.60	4.754	16	121.79	3.36	1.71
EXO 0706.1+5913	1227	1238.90	−0.34	1.923	28	51.10	1.62	1.90
1ES 1426+428	3902	3999.12	−1.53	4.355	17	60.26	1.33	0.73
1H 1219+301	3724	3840.11	−1.87	4.937	16	52.99	1.38	0.68
3C 197.1	2885	2786.67	+1.84	3.740	19	168.57	4.58	2.90
1ES 1212+078	2158	2190.96	−0.70	3.920	18	59.36	2.17	1.32
B3 0309+411B	3866	3805.21	+0.98	4.357	17	147.15	3.41	1.88
1ES 0229+200	4045	3991.34	+0.84	5.032	16	143.49	3.63	1.75
1ES 1255+244	3968	3955.12	+0.20	5.158	15	112.35	2.96	1.40
MS 1019.0+5139	2131	2158.44	−0.59	3.162	21	61.44	1.83	1.36
1H 0323+022	1642	1642.07	−0.00	2.949	21	66.95	2.43	1.92
1ES 1239+069	2186	2144.31	+0.89	3.803	18	107.32	3.89	2.43
PG 1418+546	2355	2297.04	+1.20	2.821	22	123.87	3.09	2.54
3C 273*	1413	1416.92	−0.10	2.902	22	59.79	2.51	2.01
1ES 1440+122	3392	3477.67	−1.45	4.662	16	57.68	1.56	0.81
HB89 0829+046	1726	1680.79	+1.09	3.289	20	102.22	3.99	2.85

Tabla 6.1: *Resultados de la búsqueda de fuentes puntuales en la muestra A.*

1ES 0927+500	2331	2390.33	−1.21	3.410	20	51.70	1.50	1.03
MS 0317.0+1834	3947	3856.51	+1.44	4.992	16	174.21	4.52	2.20
HB89 2254+074	2342	2344.23	−0.05	3.660	19	78.65	2.43	1.57
HB89 0736+017	1385	1315.05	+1.90	2.717	23	118.54	4.91	4.18
RX J16247+3726	4929	4891.53	+0.53	4.708	16	141.48	2.68	1.38
1H 1013+498	2439	2404.18	+0.70	3.434	20	105.97	3.09	2.12
Fuentes EGRET	N_{ON}	$\hat{N}_B$	$S(\sigma)$	$\langle\Phi_{RC}\rangle$ ($10^{-8} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$)	$E_{\gamma,umb}$ (TeV)	N_{UL} 90%nc	$\Phi_{\gamma,UL}$ (10^{-13} $cm^{-2} s^{-1}$)	$\frac{\Phi_{\gamma,UL}}{\Phi_{crab}}$
2EG J0241+6119	1053	1058.95	−0.18	1.586	31	50.13	1.52	2.14
2EG J0531+1324	3201	3153.98	+0.83	4.605	16	127.07	3.72	1.95
2EG J1256-0546	473	480.63	−0.35	1.291	35	31.60	1.75	2.97
2EG J1635+3813	4935	4873.54	+0.87	4.661	16	160.28	3.02	1.56
2EG J1835+5919	1589	1603.85	−0.37	1.861	28	57.47	1.32	1.59
2EG J2020+4026	4045	4169.38	−1.93	4.205	17	54.38	1.06	0.60
GRBs	N_{ON}	$\hat{N}_B$	$S(\sigma)$	$\langle\Phi_{RC}\rangle$ ($10^{-8} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$)	$E_{\gamma,umb}$ (TeV)	N_{UL} 90%nc	$\Phi_{\gamma,UL}$ (10^{-13} $cm^{-2} s^{-1}$)	$\frac{\Phi_{\gamma,UL}}{\Phi_{crab}}$
GRB970111	4610	4560.60	+0.73	5.127	15	146.89	3.28	1.56
GRB970228	2919	2976.21	−1.05	4.441	17	61.21	1.83	0.99
GRB970616	534	543.44	−0.40	1.309	35	32.88	1.60	2.69
GRB980329	3553	3572.98	−0.33	4.407	17	87.10	2.17	1.18
GRB980703	2467	2546.06	−1.57	3.919	18	47.37	1.46	0.88
GRB981220	3703	3697.83	+0.08	4.920	16	103.82	2.77	1.36
GRB990704	649	637.24	+0.46	1.659	30	49.99	2.66	3.58
GRB991014	2777	2774.10	+0.05	4.375	17	88.91	2.81	1.54
GRB991216	2910	2871.39	+0.72	4.356	17	116.20	3.54	1.95
GRB991217	1182	1194.94	−0.37	2.315	25	49.49	1.90	1.88
GRB000126	2123	2191.00	−1.45	3.830	18	45.57	1.59	0.99
GRB000301C	5076	5111.32	−0.49	5.051	16	98.23	1.91	0.92
GRB000307	2394	2342.62	+1.05	3.878	18	118.79	3.95	2.42
Binarias X (LM)	N_{ON}	$\hat{N}_B$	$S(\sigma)$	$\langle\Phi_{RC}\rangle$ ($10^{-8} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$)	$E_{\gamma,umb}$ (TeV)	N_{UL} 90%nc	$\Phi_{\gamma,UL}$ (10^{-13} $cm^{-2} s^{-1}$)	$\frac{\Phi_{\gamma,UL}}{\Phi_{crab}}$
RX J0019+2155	4123	3948.68	+2.74	4.875	16	257.13	6.32	3.14
3U 0042+32	4107	4129.92	−0.36	4.696	16	92.88	2.11	1.09
X 0142+614*	990	996.75	−0.21	1.503	32	48.06	1.48	2.18
GRO J0422+32*	4100	4100.85	−0.01	4.778	16	105.33	2.46	1.25
4U 0614+09	2570	2497.18	+1.44	4.060	18	140.39	4.59	2.70
A 0620-00	1213	1190.52	+0.65	2.464	24	73.12	3.04	2.83
MX 656-07	365	332.06	+1.77	0.989	41	58.02	3.44	7.51
MS 1603+2600	4977	5052.61	−1.06	5.126	15	79.58	1.59	0.75
Her X-1 *	5003	5049.62	−0.65	4.798	16	92.00	1.71	0.86
1704+240	5118	5066.53	+0.72	5.119	15	154.31	3.04	1.44
X 1822-000 *	1461	1503.56	−1.10	2.357	25	42.52	1.30	1.26
Ser X-1*	2408	2463.68	−1.12	3.331	20	54.20	1.42	1.00
EXO 1846-031	934	959.62	−0.83	1.705	30	37.34	1.29	1.69
4U 1850-08	301	306.86	−0.33	0.741	49	25.33	1.19	3.42
4U 1857+01	1436	1437.41	−0.04	2.321	25	61.79	1.94	1.91
Aql X-1*	1486	1534.50	−1.24	2.434	24	40.89	1.26	1.18
GRS 1915+105 *	3482	3444.82	+0.63	4.214	17	123.20	2.90	1.65
X 1916-053*	630	633.12	−0.12	1.287	35	39.63	1.56	2.66
4U 1918+15	4084	3976.19	+1.69	4.591	16	191.85	4.26	2.24
1940-04	794	785.41	+0.30	1.524	32	52.17	1.96	2.86
X 1957+115*	3402	3375.05	+0.46	4.254	17	114.47	2.77	1.56
2000+251	4566	4570.31	−0.06	4.783	16	109.10	2.19	1.11
GS 2023+338*	4409	4472.41	−0.95	4.537	17	77.92	1.52	0.81
M 15*	3085	3119.14	−0.61	4.218	17	73.39	1.92	1.09
4U 2129+47*	3109	3215.94	−1.89	3.528	19	48.21	1.04	0.69
Cyg X-2*	3924	3967.86	−0.69	4.249	17	80.30	1.68	0.95
1E 2259+586*	1422	1360.75	+1.64	1.857	28	110.98	3.04	3.69
2318+620	865	867.80	−0.09	1.316	35	46.94	1.44	2.40

Tabla 6.1: *Resultados de la búsqueda de fuentes puntuales en la muestra A.*

Binarias X (HM)	N_{ON}	$\hat{N}_B$	$S(\sigma)$	$\langle\Phi_{RC}\rangle$ ($10^{-8} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$)	$E_{\gamma,umb}$ (TeV)	N_{UL} 90%nc	$\Phi_{\gamma,UL}$ ($10^{-13} cm^{-2} s^{-1}$)	$\frac{\Phi_{\gamma,UL}}{\Phi_{crab}}$
4U 0054+60*	1136	1134.29	+0.05	1.648	30	56.78	1.68	2.28
X 0114+650*	526	533.58	−0.33	0.921	43	33.58	1.18	2.75
4U 0115+634*	700	725.13	−0.93	1.163	37	31.11	1.02	1.91
LSI+61235	1079	1059.58	+0.59	1.571	31	67.61	2.04	2.89
LSI+61303	1062	1087.15	−0.76	1.603	31	40.75	1.22	1.70
V 0332+53*	2356	2354.19	+0.04	2.982	21	81.36	2.09	1.64
X Per*	4064	4181.19	−1.81	4.851	16	56.42	1.31	0.65
BSD-24-491	3306	3413.13	−1.83	4.045	18	50.52	1.21	0.72
H0-521+373	3830	3840.14	−0.16	4.512	17	96.29	2.28	1.21
HD 245770*	3953	3951.34	+0.03	4.896	16	104.96	2.61	1.29
HD 249179	3920	3938.68	−0.30	4.840	16	92.73	2.29	1.14
4U 1807-10	203	174.19	+2.12	0.477	63	47.33	2.53	10.92
Sct X-1	424	436.59	−0.60	0.948	42	27.25	1.16	2.63
1839-045	784	762.14	+0.78	1.443	33	61.75	2.28	3.49
1839-06	592	587.13	+0.20	1.190	37	43.33	1.71	3.13
GS 1843+00	1670	1649.82	+0.49	2.526	24	81.15	2.41	2.20
GS 1845-043	748	746.40	+0.06	1.419	33	46.21	1.70	2.66
GS 1843-02	1049	1060.71	−0.36	1.832	28	46.88	1.58	1.93
1845-03	905	945.94	−1.33	1.690	30	30.87	1.07	1.42
1855-02	948	1000.77	−1.67	1.767	29	28.29	0.97	1.23
4U 1901+03	2022	2024.52	−0.06	2.954	21	72.81	2.06	1.62
4U 1907+09	3302	3285.35	+0.29	4.067	18	105.79	2.53	1.48
SS 433*	2395	2358.11	+0.75	3.278	20	106.89	2.87	2.06
1936+541	2548	2519.37	+0.57	2.731	22	102.98	2.18	1.85
1942+274	4745	4737.11	+0.11	4.778	16	118.82	2.30	1.16
1947+300	4716	4703.18	+0.19	4.706	16	121.68	2.34	1.20
X 1953+319*	4703	4660.12	+0.62	4.639	16	142.92	2.74	1.42
Cyg X-1 *	4545	4546.52	−0.02	4.512	17	110.52	2.11	1.13
EXO 2030+375*	4199	4279.65	−1.23	4.356	17	69.02	1.36	0.75
Cyg X-3*	4027	4064.24	−0.58	4.156	17	84.68	1.68	0.96
Cep X-4*	1690	1716.98	−0.65	2.159	26	53.53	1.33	1.41
2202+501	2817	2744.55	+1.37	3.167	21	143.54	3.28	2.42
4U 2206+54	2126	2082.82	+0.94	2.545	23	107.54	2.61	2.36
2214+589	1067	1019.64	+1.46	1.461	33	90.86	2.59	3.93

SNRs $< 10'$	N_{ON}	$\hat{N}_B$	$S(\sigma)$	$\langle\Phi_{RC}\rangle$ ($10^{-8} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$)	$E_{\gamma,umb}$ (TeV)	N_{UL} 90%nc	$\Phi_{\gamma,UL}$ ($10^{-13} cm^{-2} s^{-1}$)	$\frac{\Phi_{\gamma,UL}}{\Phi_{crab}}$
G20.0-0.2	156	139.81	+1.34	0.403	70	33.00	1.86	9.40
G21.5-0.9	178	185.71	−0.57	0.508	61	17.87	0.95	3.88
G21.8-0.6	201	210.24	−0.64	0.559	58	18.50	0.96	3.56
G23.6+0.3	341	352.43	−0.61	0.814	46	24.37	1.10	2.88
G24.7-0.6	376	409.05	−1.65	0.915	43	17.88	0.78	1.83
G27.4+0.0	698	700.39	−0.09	1.354	34	42.24	1.59	2.59
G29.7-0.3	911	974.04	−2.03	1.723	30	24.85	0.86	1.12
G30.7-2.0	1021	977.24	+1.38	1.735	29	86.54	2.98	3.85
G30.7+1.0	1186	1206.36	−0.58	2.013	27	45.89	1.49	1.67
G31.5-0.6	1181	1192.07	−0.32	2.012	27	50.46	1.66	1.86
G31.9+0.0	1349	1306.11	+1.17	2.138	26	92.90	2.95	3.14
G32.8-0.1	1471	1438.89	+0.84	2.297	25	86.33	2.68	2.66
G33.2-0.6	1440	1456.85	−0.44	2.319	25	53.31	1.65	1.62
G33.6+0.1	1565	1580.65	−0.39	2.461	24	56.55	1.71	1.60
G36.6+2.6	2319	2310.07	+0.18	3.210	20	85.29	2.30	1.68
G39.2-0.3	2474	2469.45	+0.09	3.370	20	85.07	2.25	1.57
G40.5-0.5	2625	2655.34	−0.59	3.548	19	68.24	1.76	1.17
G41.1-0.3	2739	2781.64	−0.81	3.650	19	64.46	1.63	1.06
G42.8+0.6	3121	3146.67	−0.46	3.959	18	78.04	1.90	1.14
G43.3-0.2	3127	3129.26	−0.04	3.960	18	91.07	2.22	1.34
G46.8-0.3	3667	3620.85	+0.76	4.356	17	132.66	3.07	1.69
G54.1+0.3	4341	4381.90	−0.62	4.785	16	86.87	1.82	0.92
G57.2+0.8	4744	4577.46	+2.43	4.827	16	255.56	5.18	2.60

Tabla 6.1: *Resultados de la búsqueda de fuentes puntuales en la muestra A.*

G59.5+0.1	4654	4610.22	+0.64	4.819	16	143.04	2.87	1.44
G59.8+1.2	4710	4660.85	+0.72	4.822	16	147.86	2.94	1.47
G65.7+1.2	4660	4692.68	−0.48	4.725	16	94.69	1.83	0.94
G67.7+1.8	4635	4681.05	−0.67	4.661	16	88.01	1.68	0.87
G69.7+1.0	4595	4605.42	−0.15	4.603	16	105.87	2.03	1.07
G73.9+0.9	4502	4443.56	+0.87	4.448	17	152.87	2.95	1.59
G74.9+1.2	4378	4390.59	−0.19	4.399	17	101.96	1.97	1.07
G76.9+1.0	4228	4293.98	−1.00	4.308	17	74.77	1.45	0.81
G84.2-0.8	3827	3759.65	+1.09	3.941	18	152.23	3.11	1.88
G84.9+0.5	3625	3608.32	+0.28	3.810	18	110.33	2.27	1.41
G93.3+6.9	2063	2062.54	+0.01	2.446	24	75.37	1.76	1.65
G114.3+0.	903	924.20	−0.70	1.388	34	38.46	1.17	1.86
G126.2+1.	676	652.59	+0.91	1.082	39	59.86	2.02	4.06
G130.7+3.	636	592.40	+1.76	1.003	41	76.70	2.65	5.70

En la figura 6.2 podemos ver la distribución de significancias resultante, que como vemos es compatible con la gaussiana de media cero y varianza 1 que esperaríamos en ausencia de señal procedente de los objetos analizados. El exceso más significativo (2.74 σ) corresponde a RX J0019+2155, una binaria de rayos X de baja masa. La probabilidad de obtener por puro azar al menos una fluctuación del fondo mayor o igual de 2.74 σ en una búsqueda sobre 197 objetos es del 45%. No existe pues, para nuestra muestra de fuentes, evidencia estadísticamente significativa de emisión de fotones por encima del umbral de AIROBICC. Los límites superiores al flujo obtenidos son, en promedio, de alrededor de 1.3 veces el de la Nebulosa del Cangrejo (la distribución tiene su máximo en 1) para energías umbral de entre 15 y 20 TeV.

Es interesante destacar que el tercer exceso más significativo (2.33 σ) corresponde a la Nebulosa del Cangrejo, la fuente estable más intensa conocida en el rango de muy alta energía, siendo además la única galáctica de las cuatro fuentes *TeV* estudiadas. Discutiremos este resultado en el apartado §6.2.2.

6.2.1 Búsqueda con el método *LES*

En la sección §5.2.1 llegábamos a la conclusión de que el método *LES* de separación gamma/hadrón no es aplicable a los sucesos de energía próxima al umbral de AIROBICC (muestra A). Por esta razón definíamos la muestra B de sucesos de alta energía, caracterizados por los cortes enumerados en la p.168, para la cual el factor de calidad alcanzado con el corte *LES* óptimo era de alrededor de 1.6. Por otro lado, para la muestra B, una mayor fracción de sucesos de una posible fuente estaría contenida en una zona *ON* más pequeña con respecto a la de la muestra A (tabla 5.8), debido a la mejora de la resolución angular de AIROBICC con la energía.

A pesar de todo, la baja estadística de la muestra B, resultado de los estrictos cortes de calidad que la definen (incluyendo el corte en L_{90} que elimina las cascadas de menor energía), y también de la necesidad de excluir del periodo analizado más de la mitad de las noches debido a distribuciones anómalas del parámetro

LES (§5.4.2), hacen que la sensibilidad de la búsqueda de fuentes puntuales en dicha muestra sea de hecho menor que en la muestra A, sin separación gamma/hadrón. Al tener las muestras A y B energías umbral diferentes, es necesario suponer un espectro de la fuente para comparar la sensibilidad de una y otra. En esta estimación suponemos que el espectro de la fuente cae aproximadamente como el del fondo; si el espectro es mas blando que el del fondo, como sucede en el caso de las fuentes extragalácticas cuyo espectro se ha medido hasta energías de varios TeV, la comparación es aún menos favorable para la muestra B.

En la figura 6.3 vemos las distribuciones de significancias de las fuentes para la muestra B, antes y después de aplicar el corte *LES*. De nuevo las distribuciones son las esperadas de las fluctuaciones del fondo, sin que exista ninguna desviación estadísticamente significativa. Al ser los números de sucesos implicados (N_{ON}, $\hat{N}_B$ tan bajos, el cálculo de la significancia no puede hacerse con la fórmula de Li y Ma (5.10), por lo que hemos empleado la expresión (5.12) para obtener la probabilidad poissoniana de cada exceso y a continuación hemos obtenido la significancia estadística equivalente.

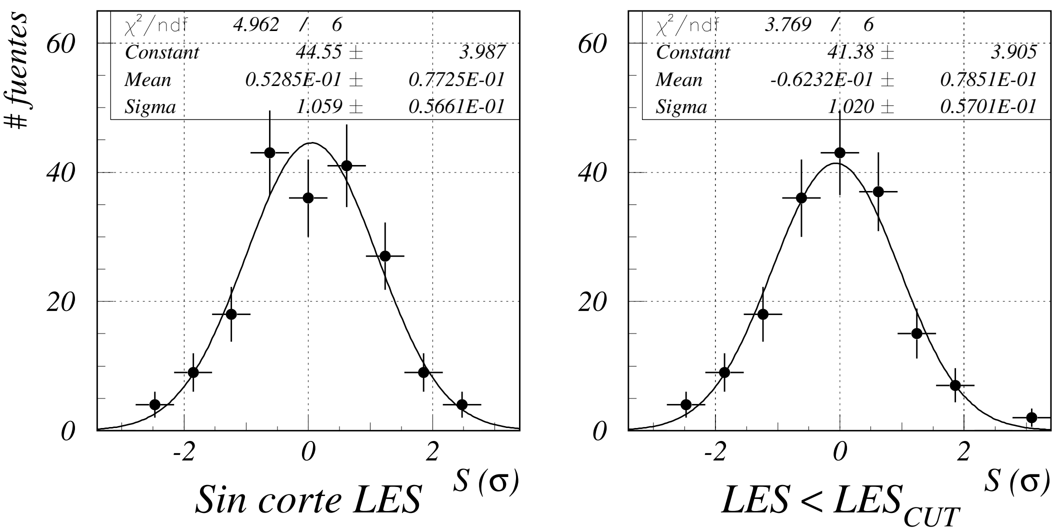

Figura 6.3: *Muestra B de sucesos. Distribución de significancias de las fuentes antes y después de aplicar el corte LES.*

Conclusión sobre el parámetro *LES*

La comparación de los límites superiores obtenidos para cada fuente con las dos muestras de sucesos (fig. 6.4), normalizados al flujo de la nebulosa del Cangrejo (a las energías correspondientes), nos permite apreciar cómo efectivamente los límites impuestos por el análisis de la muestra A son mucho más restrictivos (aproximadamente un factor 2 menores) que los obtenidos con la muestra B y el corte *LES*. La conclusión obvia es que el método *LES* no mejora en absoluto la sensibilidad de AIROBICC para la búsqueda de fuentes puntuales. En la tabla 6.2 se muestran los resultados del análisis de la muestra B para las fuentes comprendidas entre 5 y 55 grados de declinación (se omiten las fuentes más alejadas del cenit de La Palma, que en media tienen menos de tres sucesos en la zona *ON*).

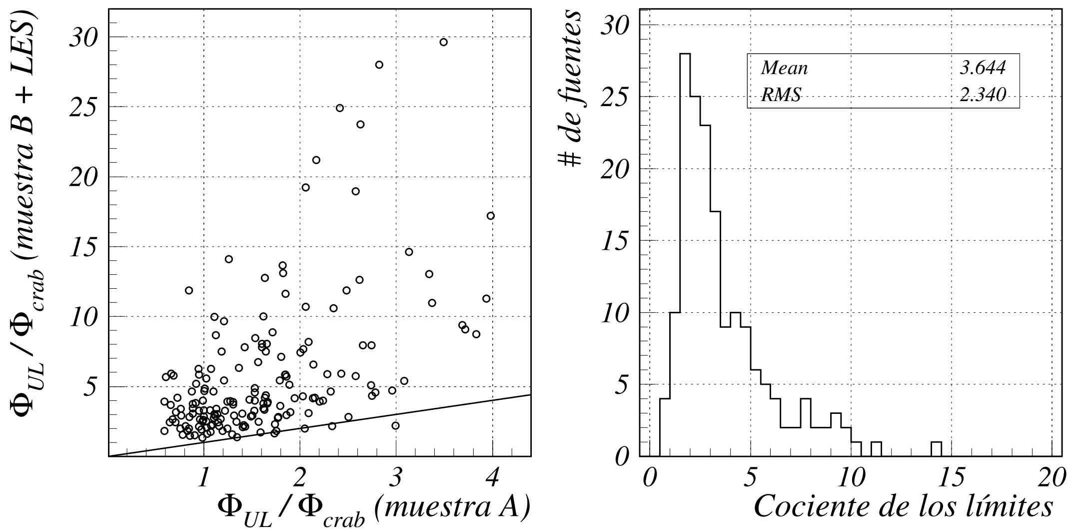

Figura 6.4: *Comparación de los límites superiores al flujo de las fuentes estudiadas obtenidos con la muestras A y B de sucesos. Para la comparación los flujos se expresan en unidades del flujo de la Nebulosa del Cangrejo (Φ_{crab}), ya que las dos muestras tienen energías umbral diferentes.*

Tabla 6.2: *Resultados de la búsqueda de fuentes puntuales en la muestra B. Los números entre paréntesis son los resultados antes de aplicar el corte LES.*

Fuentes TeV	N_{ON}	$\hat{N}_B$	$S(\sigma)$	$\langle\Phi_{RC}\rangle$ ($10^{-8} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$)	$E_{\gamma,umb}$ (TeV)	N_{UL} 90%nc	$\Phi_{\gamma,UL}$ (10^{-13} $cm^{-2} s^{-1}$)	$\frac{\Phi_{\gamma,UL}}{\Phi_{crab}}$
N. del Cangrejo	9 (76)	6.24 (66.8)	+0.9 (+1.1)	0.513	61	8.21	1.09 (1.48)	4.4
Mkn 421	5 (53)	5.40 (56.5)	−0.3 (−0.5)	0.500	62	4.97	0.74 (0.86)	3.1
Mkn 501	6 (82)	8.79 (82.8)	−1.1 (−0.1)	0.496	62	4.44	0.44 (0.78)	1.8
1ES 2344+514	3 (38)	4.01 (40.0)	−0.7 (−0.4)	0.331	79	3.97	0.57 (0.76)	3.5
Fuentes XTE	N_{ON}	$\hat{N}_B$	$S(\sigma)$	$\langle\Phi_{RC}\rangle$ ($10^{-8} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$)	$E_{\gamma,umb}$ (TeV)	N_{UL} 90%nc	$\Phi_{\gamma,UL}$ (10^{-13} $cm^{-2} s^{-1}$)	$\frac{\Phi_{\gamma,UL}}{\Phi_{crab}}$
Algol	3 (52)	6.80 (67.5)	−1.8 (−2.0)	0.475	64	3.35	0.41 (0.47)	1.8
NGC 1275	3 (64)	6.67 (65.2)	−1.8 (−0.2)	0.468	64	3.37	0.42 (0.87)	1.9
GK Per	5 (70)	6.99 (61.7)	−0.9 (+1.0)	0.446	66	4.38	0.55 (1.32)	2.5
V 0332+53	3 (40)	4.14 (36.1)	−0.8 (+0.6)	0.296	84	3.93	0.56 (1.03)	3.8
X Per	10 (66)	7.50 (75.0)	+0.8 (−1.1)	0.533	59	8.26	1.02 (0.66)	4.0
GRO J0422+32	11 (88)	7.26 (72.9)	+1.2 (+1.7)	0.528	60	9.51	1.19 (1.80)	4.7
N. del Cangrejo*	9 (76)	6.41 (68.5)	+0.8 (+0.9)	0.513	61	8.08	1.05 (1.36)	4.2
HD 245770	10 (64)	7.52 (74.2)	+0.7 (−1.3)	0.536	59	8.24	1.03 (0.63)	4.0
IC 443 SNR	9 (69)	6.48 (67.2)	+0.8 (+0.2)	0.518	60	8.02	1.07 (1.07)	4.3
X 0614+091	4 (37)	4.48 (39.9)	−0.4 (−0.5)	0.370	74	4.57	0.73 (0.80)	4.0
Sig Gem	7 (72)	6.52 (70.3)	+0.1 (+0.2)	0.540	59	6.07	0.80 (1.08)	3.1
SAX J0840.7+224	3 (64)	5.84 (61.9)	−1.5 (+0.2)	0.519	60	3.51	0.50 (1.14)	2.0

Tabla 6.2: *Resultados de la búsqueda de fuentes puntuales en la muestra B.*

Mkn 421*	5 (53)	5.79 (56.8)	−0.5 (−0.6)	0.500	62	4.80	0.71 (0.85)	3.0
NGC 4151	6 (63)	6.24 (58.7)	−0.2 (+0.5)	0.492	62	5.38	0.76 (1.22)	3.2
HR 5110	7 (78)	7.15 (69.1)	−0.2 (+1.0)	0.516	61	5.73	0.72 (1.39)	2.9
Mkn 501*	6 (82)	8.78 (84.9)	−1.1 (−0.3)	0.496	62	4.44	0.43 (0.71)	1.8
Her X-1	8 (80)	8.73 (89.9)	−0.4 (−1.1)	0.530	60	5.74	0.56 (0.56)	2.2
Am Her	3 (54)	5.86 (57.8)	−1.5 (−0.6)	0.367	74	3.51	0.37 (0.60)	2.0
Ser X-1	2 (31)	3.23 (34.4)	−1.0 (−0.7)	0.295	84	3.47	0.49 (0.62)	3.3
XTE J1856+053	4 (32)	3.49 (34.1)	+0.1 (−0.4)	0.300	84	5.05	0.73 (0.70)	4.9
XTE J1859+226	8 (99)	7.23 (80.3)	+0.2 (+2.0)	0.517	60	6.53	0.69 (1.74)	2.8
SGR 1900+14	5 (55)	4.62 (46.3)	+0.0 (+1.2)	0.366	74	5.35	0.70 (1.30)	3.9
X 1908+075	7 (43)	3.80 (40.5)	+1.3 (+0.3)	0.339	78	8.06	1.11 (0.95)	6.6
GRS 1915+105	6 (51)	4.54 (50.7)	+0.5 (+0.0)	0.391	71	6.37	0.81 (0.85)	4.2
3A 1942+274	10 (100)	7.87 (83.0)	+0.6 (+1.8)	0.539	59	7.98	0.85 (1.68)	3.3
X 1953+319	9 (77)	7.86 (81.8)	+0.3 (−0.6)	0.532	59	7.04	0.76 (0.72)	2.9
Cyg X-1	8 (76)	7.92 (79.8)	−0.1 (−0.5)	0.518	60	6.14	0.66 (0.73)	2.6
X 1957+115	3 (56)	4.82 (49.8)	−1.1 (+0.8)	0.405	70	3.73	0.50 (1.20)	2.5
XTE J2012+381	7 (80)	7.21 (76.9)	−0.2 (+0.3)	0.497	62	5.70	0.61 (0.96)	2.5
GS 2023+338	12 (78)	6.98 (79.2)	+1.6 (−0.2)	0.525	60	10.87	1.19 (0.83)	4.7
EXO 2030+375	6 (88)	6.31 (73.7)	−0.3 (+1.6)	0.500	62	5.34	0.60 (1.56)	2.5
Cyg X-3	9 (67)	6.70 (70.8)	+0.7 (−0.5)	0.474	64	7.85	0.87 (0.71)	3.8
GRO J2058+42	4 (65)	6.45 (67.3)	−1.2 (−0.3)	0.465	64	3.93	0.45 (0.77)	2.0
SAX J21035+4545	5 (55)	6.07 (58.8)	−0.6 (−0.5)	0.420	68	4.69	0.56 (0.69)	2.7
M 15	6 (34)	3.88 (44.1)	+0.8 (−1.6)	0.406	70	6.86	1.12 (0.58)	5.6
4U 2129+47	6 (60)	5.42 (53.0)	+0.1 (+0.9)	0.396	71	5.81	0.73 (1.19)	3.7
SS Cyg	1 (59)	5.28 (58.8)	−2.6 (−0.0)	0.443	66	2.66	0.34 (0.89)	1.6
Cyg X-2	6 (79)	6.67 (66.1)	−0.4 (+1.5)	0.489	63	5.18	0.64 (1.59)	2.7
2 Peg	10 (66)	7.14 (71.9)	+0.9 (−0.7)	0.536	59	8.54	1.09 (0.76)	4.2

AGNs cercanos	N_{ON}	$\hat{N}_B$	$S(\sigma)$	$\langle\Phi_{RC}\rangle$ ($10^{-8}cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}$)	$E_{\gamma,umb}$ (TeV)	N_{UL} 90%nc	$\Phi_{\gamma,UL}$ ($10^{-13}cm^{-2}s^{-1}$)	$\frac{\Phi_{\gamma,UL}}{\Phi_{crab}}$
NGC 4278	2 (60)	5.97 (62.8)	−2.1 (−0.4)	0.535	59	3.02	0.43 (0.90)	1.7
MESSIER 084	4 (42)	3.79 (42.0)	−0.1 (−0.1)	0.421	68	4.89	0.83 (1.02)	4.0
NGC 0315	10 (89)	7.41 (75.9)	+0.8 (+1.4)	0.538	59	8.33	1.02 (1.65)	4.0
NGC 1275*	3 (64)	7.06 (64.4)	−1.9 (−0.1)	0.468	64	3.32	0.42 (0.90)	1.8
1H 1720+117	3 (40)	5.38 (56.2)	−1.3 (−2.3)	0.412	69	3.60	0.43 (0.39)	2.2
Mkn 421*	5 (53)	5.84 (58.1)	−0.5 (−0.7)	0.500	62	4.78	0.70 (0.79)	2.9
3C 120.0	5 (32)	3.26 (28.9)	+0.7 (+0.5)	0.296	84	6.24	1.11 (1.13)	7.5
Mkn 501*	6 (82)	8.91 (83.4)	−1.2 (−0.2)	0.496	62	4.41	0.43 (0.76)	1.8
UGC 01651	8 (77)	7.52 (73.8)	+0.1 (+0.3)	0.510	61	6.36	0.77 (1.08)	3.1
1ES 2344+514*	3 (38)	4.14 (40.6)	−0.8 (−0.5)	0.331	79	3.93	0.56 (0.72)	3.4
4C 37.11	13 (88)	7.33 (69.9)	+1.8 (+2.0)	0.497	62	11.68	1.44 (1.95)	6.0
I Zw 187	10 (59)	5.90 (56.0)	+1.4 (+0.3)	0.360	75	9.60	1.02 (0.84)	5.7
4C 31.04	5 (72)	7.44 (76.1)	−1.1 (−0.5)	0.531	59	4.25	0.52 (0.80)	2.0
1ES 2321+419	2 (70)	6.23 (62.3)	−2.2 (+0.9)	0.470	64	2.99	0.40 (1.36)	1.7
MS 1214.3+3811	6 (47)	5.72 (59.2)	−0.0 (−1.7)	0.502	62	5.64	0.81 (0.57)	3.3
BL Lac	8 (73)	5.48 (61.5)	+0.9 (+1.4)	0.458	65	7.76	0.97 (1.51)	4.4
1ES 1741+196	5 (84)	7.93 (76.6)	−1.3 (+0.8)	0.496	62	4.12	0.44 (1.15)	1.8
W Com	4 (71)	5.63 (62.2)	−0.9 (+1.0)	0.533	59	4.15	0.60 (1.55)	2.3
EXO 1811.7+3143	7 (86)	8.53 (90.1)	−0.7 (−0.5)	0.545	59	5.13	0.51 (0.72)	1.9
EXO 1118.0+4228	6 (48)	5.40 (52.7)	+0.1 (−0.7)	0.461	65	5.82	0.86 (0.77)	3.8
1ES 0145+138	5 (65)	5.22 (53.3)	−0.2 (+1.5)	0.436	67	5.05	0.72 (1.68)	3.4
1ES 1426+428	6 (57)	6.64 (66.9)	−0.4 (−1.3)	0.468	64	5.19	0.61 (0.56)	2.7
1H 1219+301	5 (60)	6.35 (65.2)	−0.7 (−0.7)	0.536	59	4.58	0.64 (0.80)	2.5
3C 197.1	7 (50)	5.60 (50.4)	+0.4 (−0.1)	0.413	69	6.64	0.93 (0.90)	4.6
1ES 1212+078	10 (34)	3.01 (29.7)	+3.0 (+0.7)	0.342	77	12.40	2.41 (1.34)	14.2
B3 0309+411B	8 (81)	6.70 (67.8)	+0.4 (+1.5)	0.471	64	6.87	0.83 (1.60)	3.6
1ES 0229+200	8 (69)	6.17 (66.3)	+0.6 (+0.3)	0.496	62	7.23	0.95 (1.09)	3.9
1ES 1255+244	7 (75)	5.77 (61.0)	+0.4 (+1.7)	0.530	60	6.53	0.96 (1.96)	3.8
MS 1019.0+5139	3 (23)	3.42 (36.4)	−0.4 (−2.4)	0.332	79	4.18	0.65 (0.41)	3.9
PG 1418+546	5 (30)	3.54 (33.8)	+0.6 (−0.7)	0.276	88	6.03	0.82 (0.59)	6.0
1ES 1440+122	4 (39)	5.02 (50.2)	−0.6 (−1.7)	0.415	69	4.35	0.60 (0.51)	3.0
1ES 0927+500	4 (42)	4.26 (40.2)	−0.3 (+0.2)	0.365	74	4.66	0.72 (1.02)	4.0
MS 0317.0+1834	6 (53)	6.04 (62.9)	−0.2 (−1.3)	0.483	63	5.47	0.73 (0.61)	3.1

Tabla 6.2: *Resultados de la búsqueda de fuentes puntuales en la muestra B.*

HB89 2254+074	1 (30)	3.06 (33.5)	−1.7 (−0.7)	0.347	77	2.84	0.51 (0.78)	3.0
RX J16247+3726	4 (97)	9.03 (86.0)	−2.0 (+1.1)	0.514	61	3.46	0.34 (1.27)	1.4
1H 1013+498	8 (46)	4.02 (40.2)	+1.6 (+0.8)	0.368	74	9.03	1.41 (1.29)	7.8
Fuentes EGRET	N_{ON}	$\hat{N}_B$	$S(\sigma)$	$\langle\Phi_{RC}\rangle$ ($10^{-8} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$)	$E_{\gamma,umb}$ (TeV)	N_{UL} 90%nc	$\Phi_{\gamma,UL}$ (10^{-13} $cm^{-2} s^{-1}$)	$\frac{\Phi_{\gamma,UL}}{\Phi_{crab}}$
2EG J0531+1324	4 (53)	5.29 (50.3)	−0.7 (+0.3)	0.435	67	4.26	0.64 (1.12)	3.0
2EG J1635+3813	11 (97)	9.00 (84.5)	+0.5 (+1.3)	0.511	61	8.13	0.81 (1.34)	3.3
2EG J2020+4026	4 (65)	6.81 (71.6)	−1.3 (−0.8)	0.482	63	3.84	0.43 (0.64)	1.8
GRBs	N_{ON}	$\hat{N}_B$	$S(\sigma)$	$\langle\Phi_{RC}\rangle$ ($10^{-8} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$)	$E_{\gamma,umb}$ (TeV)	N_{UL} 90%nc	$\Phi_{\gamma,UL}$ (10^{-13} $cm^{-2} s^{-1}$)	$\frac{\Phi_{\gamma,UL}}{\Phi_{crab}}$
GRB970111	5 (72)	6.79 (72.0)	−0.9 (−0.0)	0.495	62	4.44	0.51 (0.87)	2.1
GRB970228	8 (53)	4.94 (45.8)	+1.1 (+1.0)	0.409	70	8.20	1.27 (1.43)	6.3
GRB980329	8 (66)	7.22 (67.9)	+0.2 (−0.3)	0.495	62	6.54	0.82 (0.86)	3.4
GRB980703	11 (53)	3.36 (38.5)	+3.2 (+2.2)	0.363	75	13.24	2.14 (2.04)	12.0
GRB981220	1 (62)	5.73 (59.0)	−2.7 (+0.3)	0.470	64	2.64	0.37 (1.13)	1.6
GRB991014	5 (55)	4.63 (46.0)	+0.0 (+1.2)	0.410	69	5.35	0.82 (1.55)	4.1
GRB991216	7 (55)	4.64 (45.1)	+0.9 (+1.4)	0.402	70	7.35	1.13 (1.62)	5.8
GRB000126	5 (33)	3.62 (35.3)	+0.5 (−0.4)	0.347	77	5.98	1.01 (0.82)	5.9
GRB000301C	5 (75)	9.14 (88.4)	−1.6 (−1.5)	0.547	58	3.86	0.39 (0.52)	1.5
GRB000307	4 (32)	3.84 (36.2)	−0.1 (−0.8)	0.349	76	4.86	0.81 (0.72)	4.7
Binarias X (LM)	N_{ON}	$\hat{N}_B$	$S(\sigma)$	$\langle\Phi_{RC}\rangle$ ($10^{-8} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$)	$E_{\gamma,umb}$ (TeV)	N_{UL} 90%nc	$\Phi_{\gamma,UL}$ (10^{-13} $cm^{-2} s^{-1}$)	$\frac{\Phi_{\gamma,UL}}{\Phi_{crab}}$
RX J0019+2155	4 (63)	5.71 (66.6)	−0.9 (−0.5)	0.512	61	4.13	0.55 (0.84)	2.2
3U 0042+32	3 (79)	6.90 (74.3)	−1.8 (+0.5)	0.532	59	3.34	0.42 (1.18)	1.6
GRO J0422+32*	11 (88)	7.24 (73.7)	+1.2 (+1.6)	0.528	60	9.53	1.18 (1.73)	4.7
4U 0614+09	6 (44)	4.44 (39.1)	+0.6 (+0.7)	0.370	74	6.44	1.06 (1.28)	5.8
MS 1603+2600	11 (83)	9.04 (87.3)	+0.5 (−0.5)	0.543	59	8.10	0.83 (0.73)	3.2
Her X-1 *	8 (80)	8.17 (88.6)	−0.2 (−1.0)	0.530	60	6.01	0.60 (0.60)	2.3
1704+240	7 (95)	7.70 (87.4)	−0.4 (+0.8)	0.532	59	5.47	0.55 (1.13)	2.1
Ser X-1*	2 (31)	3.34 (35.5)	−1.0 (−0.8)	0.295	84	3.44	0.47 (0.58)	3.2
GRS 1915+105 *	6 (51)	4.43 (50.0)	+0.6 (+0.1)	0.391	71	6.45	0.83 (0.88)	4.3
4U 1918+15	8 (60)	5.80 (60.4)	+0.7 (−0.1)	0.444	66	7.51	0.91 (0.84)	4.2
X 1957+115*	3 (56)	4.90 (48.7)	−1.1 (+1.0)	0.405	70	3.71	0.51 (1.29)	2.6
2000+251	6 (70)	7.15 (76.6)	−0.6 (−0.8)	0.529	60	4.98	0.57 (0.68)	2.2
GS 2023+338*	12 (76)	8.37 (81.4)	+1.1 (−0.6)	0.525	60	9.63	1.03 (0.69)	4.1
M 15*	6 (34)	3.91 (45.2)	+0.8 (−1.8)	0.406	70	6.84	1.09 (0.55)	5.5
4U 2129+47*	6 (60)	5.48 (52.5)	+0.1 (+1.0)	0.396	71	5.77	0.73 (1.22)	3.7
Cyg X-2*	6 (79)	6.61 (69.4)	−0.4 (+1.1)	0.489	63	5.20	0.61 (1.34)	2.6
Binarias X (HM)	N_{ON}	$\hat{N}_B$	$S(\sigma)$	$\langle\Phi_{RC}\rangle$ ($10^{-8} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$)	$E_{\gamma,umb}$ (TeV)	N_{UL} 90%nc	$\Phi_{\gamma,UL}$ (10^{-13} $cm^{-2} s^{-1}$)	$\frac{\Phi_{\gamma,UL}}{\Phi_{crab}}$
V 0332+53*	3 (40)	3.87 (35.0)	−0.7 (+0.8)	0.296	84	4.02	0.59 (1.11)	4.0
X Per*	10 (66)	7.55 (74.7)	+0.7 (−1.1)	0.533	59	8.22	1.02 (0.67)	4.0
BSD-24-491	11 (84)	6.69 (60.8)	+1.4 (+2.8)	0.439	67	10.01	1.25 (2.27)	5.9
H0-521+373	5 (69)	7.21 (70.6)	−1.0 (−0.2)	0.502	62	4.31	0.53 (0.87)	2.2
HD 245770*	10 (64)	7.64 (72.1)	+0.7 (−1.0)	0.536	59	8.15	1.05 (0.69)	4.0
HD 249179	6 (74)	7.86 (73.4)	−0.8 (+0.0)	0.540	59	4.72	0.60 (1.00)	2.3
4U 1907+09	4 (43)	4.76 (48.3)	−0.5 (−0.8)	0.374	73	4.45	0.57 (0.62)	3.1
1936+541	6 (30)	4.23 (39.8)	+0.7 (−1.7)	0.284	86	6.59	0.78 (0.40)	5.5
1942+274	9 (86)	7.83 (82.8)	+0.3 (+0.3)	0.540	59	7.06	0.76 (1.00)	2.9
1947+300	8 (90)	8.16 (83.1)	−0.2 (+0.7)	0.539	59	6.02	0.64 (1.16)	2.5
X 1953+319*	9 (78)	8.02 (82.2)	+0.2 (−0.5)	0.532	59	6.94	0.74 (0.73)	2.9
Cyg X-1 *	8 (76)	8.25 (79.6)	−0.2 (−0.4)	0.518	60	5.97	0.64 (0.74)	2.6
EXO 2030+375*	6 (88)	7.50 (74.2)	−0.7 (+1.5)	0.500	62	4.85	0.54 (1.53)	2.2
Cyg X-3*	9 (67)	6.43 (69.8)	+0.8 (−0.4)	0.474	64	8.06	0.91 (0.75)	3.9
2202+501	1 (48)	4.94 (43.8)	−2.4 (+0.6)	0.353	76	2.68	0.38 (1.10)	2.2
4U 2206+54	4 (28)	3.10 (31.3)	+0.3 (−0.7)	0.268	90	5.29	0.80 (0.64)	5.9

Tabla 6.2: *Resultados de la búsqueda de fuentes puntuales en la muestra B.*

SNRs < $10'$	N_{ON}	$\hat{N}_B$	$S(\sigma)$	$\langle\Phi_{RC}\rangle$ ($10^{-8} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$)	$E_{\gamma,umb}$ (TeV)	N_{UL} 90%nc	$\Phi_{\gamma,UL}$ ($10^{-13} cm^{-2} s^{-1}$)	$\frac{\Phi_{\gamma,UL}}{\Phi_{crab}}$
G39.2-0.3	4 (35)	3.16 (35.1)	+0.3 (−0.1)	0.303	83	5.25	0.74 (0.78)	4.9
G40.5-0.5	3 (33)	4.08 (39.5)	−0.7 (−1.1)	0.321	80	3.95	0.53 (0.53)	3.3
G41.1-0.3	5 (39)	3.85 (40.9)	+0.4 (−0.4)	0.332	79	5.82	0.78 (0.71)	4.7
G42.8+0.6	3 (52)	4.76 (45.3)	−1.1 (+0.9)	0.362	75	3.75	0.49 (1.18)	2.8
G43.3-0.2	5 (48)	4.31 (46.2)	+0.2 (+0.2)	0.362	75	5.53	0.71 (0.90)	4.0
G46.8-0.3	7 (57)	5.05 (53.6)	+0.7 (+0.4)	0.409	70	7.03	0.88 (1.00)	4.4
G54.1+0.3	8 (72)	6.47 (68.6)	+0.5 (+0.4)	0.484	63	7.02	0.82 (1.02)	3.5
G57.2+0.8	7 (85)	6.42 (73.4)	+0.1 (+1.3)	0.505	61	6.12	0.69 (1.43)	2.8
G59.5+0.1	7 (83)	7.24 (77.3)	−0.2 (+0.6)	0.519	60	5.69	0.63 (1.11)	2.5
G59.8+1.2	6 (84)	6.68 (77.9)	−0.4 (+0.6)	0.525	60	5.17	0.58 (1.14)	2.3
G65.7+1.2	4 (68)	8.03 (81.3)	−1.7 (−1.6)	0.540	59	3.61	0.39 (0.52)	1.5
G67.7+1.8	9 (82)	8.30 (81.6)	+0.1 (+0.0)	0.535	59	6.77	0.73 (0.89)	2.8
G69.7+1.0	3 (84)	7.85 (80.8)	−2.2 (+0.3)	0.530	60	3.22	0.35 (1.00)	1.4
G73.9+0.9	8 (89)	7.18 (78.0)	+0.2 (+1.2)	0.511	61	6.56	0.71 (1.35)	2.9
G74.9+1.2	6 (69)	7.57 (79.3)	−0.7 (−1.2)	0.504	61	4.82	0.51 (0.55)	2.1
G76.9+1.0	9 (71)	7.13 (74.5)	+0.6 (−0.4)	0.494	62	7.53	0.83 (0.73)	3.5
G84.2-0.8	6 (69)	6.49 (63.1)	−0.3 (+0.7)	0.449	66	5.26	0.62 (1.12)	2.8
G84.9+0.5	12 (69)	6.37 (61.1)	+1.9 (+0.9)	0.432	67	11.45	1.35 (1.21)	6.4

6.2.2 La Nebulosa del Cangrejo

En el hemisferio norte, la nebulosa del Cangrejo es la única fuente conocida de radiación gamma de energía superior a 1 TeV cuyo flujo, medido por multitud de experimentos a lo largo de la última década, parece ser constante. Por esta razón este objeto es la candela estándar de la astronomía gamma de muy alta energía, y expresaremos, en ocasiones, el flujo de una fuente cualquiera en "*crabs*" o unidades del flujo de la Nebulosa del Cangrejo. Esta fue la primera fuente detectada con telescopios Cherenkov basados en la técnica de *imaging*, y más recientemente, la primera en ser detectada a un nivel de 5 σ con un detector de gran aceptancia (la matriz de centelleadores de Tibet [10]).

Por tratarse de una fuente galáctica (situada a tan solo 1.9 Kpc), su emisión no es atenuada por la radiación intergaláctica de fondo y sin duda se trata, *a priori*, del mejor candidato a ser detectado por AIROBICC. La nebulosa del Cangrejo tiene un tamaño angular aproximado de 7×5 minutos de arco, por lo que puede considerarse una fuente puntual para AIROBICC.

Para la muestra A de sucesos (tabla 6.1) obtenemos en la zona *ON* en torno al centro de la nebulosa un total de 3955 sucesos para un fondo esperado de 3809.75. La significancia de dicho exceso es de 2.3σ, que es la tercera mayor obtenida para las 197 fuentes estudiadas. En la figura 6.5 vemos la distribución angular de los sucesos alrededor de la fuente, para el total del periodo de observación y para los cuatro subperiodos en los que se encontraba dentro del campo de visión de AIROBICC. El umbral energético para fotones es de unos 20 TeV en los dos primeros subperiodos y de unos 14 TeV para los dos últimos. El mayor exceso se registra en el periodo P2 (2.99 σ), que contiene el 40% del exceso aunque dicho periodo supone sólo el 9% de la estadística total. El periodo P4, que contribuye

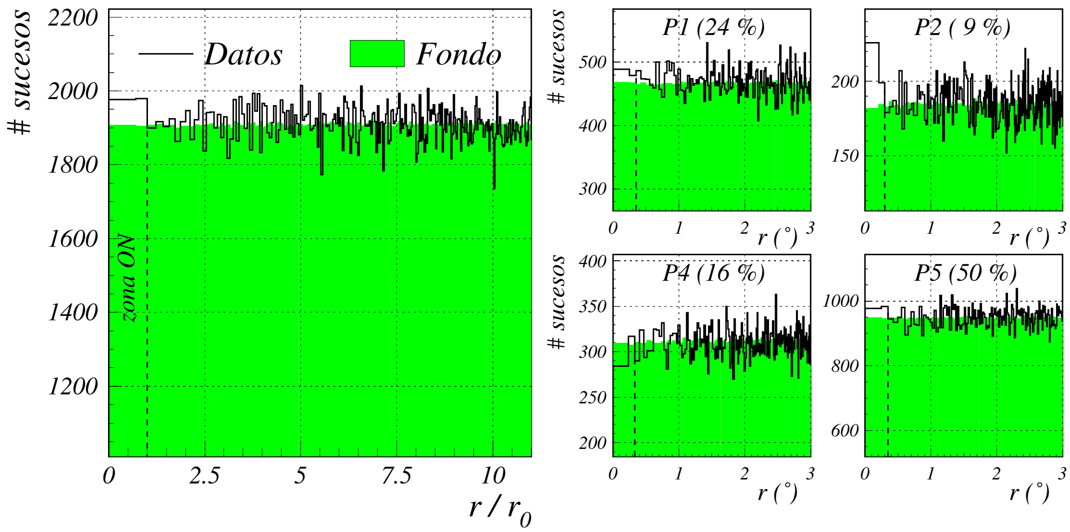

Figura 6.5: *Distribución de los sucesos registrados en torno a la nebulosa del Cangrejo (muestra A). El eje x representa la distancia angular r a la posición de la fuente (en unidades del radio de la zona ON en la gráfica de la izquierda). Todos los canales de cada histograma cubren el mismo ángulo sólido, por lo que su anchura decrece con r. La zona ON para la búsqueda de fuentes puntuales abarca los dos primeros canales. A la derecha vemos la distribución de los sucesos en los cuatro subperiodos en los que la fuente se encontraba visible desde la Palma.*

con un 16% de la estadística total, muestra por el contrario un defecto de sucesos en la zona *ON* de $-0.61\ \sigma$ respecto al fondo. Los dos periodos con mayor número de sucesos, P1 y P5, muestran excesos relativos (1.1 y 1.6 σ respectivamente), consistentes con su estadística (en el caso de tratarse de excesos genuinos de fotones).

En la figura 6.6 podemos ver la distribución, en ascensión recta y declinación, de los excesos de sucesos de la muestra A respecto al fondo. El histograma de la izquierda es una simple proyección de las direcciones reconstruidas de los sucesos, en el que cada canal cubre un ángulo sólido similar al de la zona *ON* media a lo largo de todo el periodo de observación. El exceso en el canal central, que contiene la nebulosa, es ligeramente menor que el que obtuvimos con la zona *ON* circular óptima (124 sucesos frente a 145). La diferencia no es significativa, pero en el caso de una señal real sería de esperar cierta disminución, ya que en este histograma bidimensional utilizamos el mismo tamaño de canal para todos los subperiodos, mientras que en la búsqueda convencional optimizamos el radio de la zona *ON* de acuerdo con la resolución angular del detector en cada uno de ellos.

En la gráfica de la derecha hemos empleado la función de resolución angular de AIROBICC (una gaussiana bidimensional de anchura dada por la expresión 4.21) para distribuir cada suceso alrededor de la dirección reconstruida, según

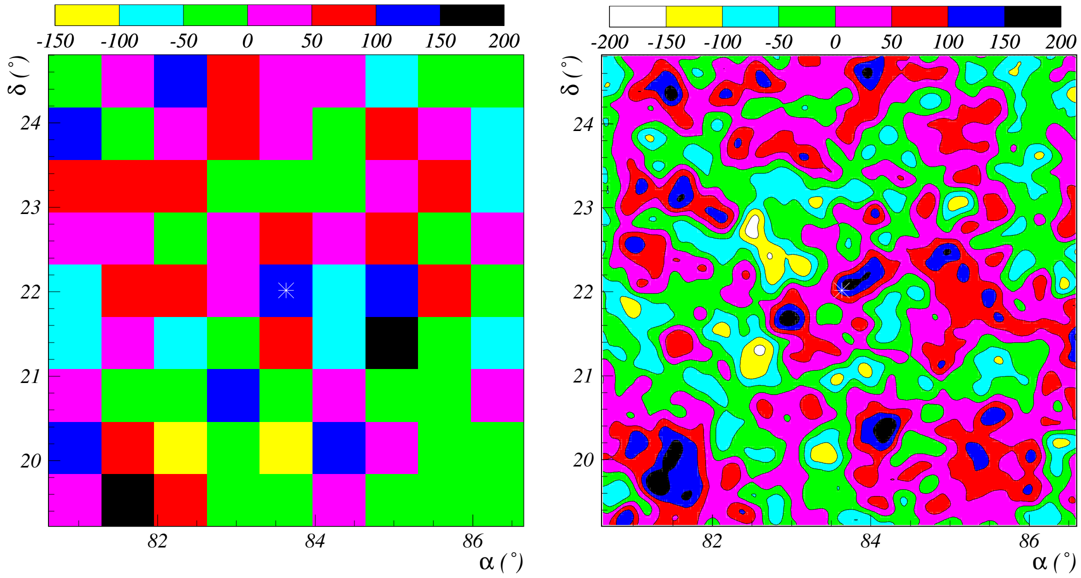

Figura 6.6: *Distribución en ascensión recta y declinación (α, δ) de los excesos de sucesos sobre el fondo (muestra A) en torno a la Nebulosa del Cangrejo. El asterisco indica la posición del centro de la nebulosa. En la gráfica de la derecha hemos empleado la función de resolución angular de AIROBICC (dependiente del periodo de la observación y del número de detectores disparados) para suavizar la distribución.*

el método descrito en [9]. De esta forma sí tenemos en cuenta las variaciones de la resolución en las diferentes configuraciones del detector, aproximándose el exceso en la posición de la fuente a los 150 sucesos[1]. Como vemos, en un entorno de $6 \times 6^\circ$ centrado en la fuente, hay varios excesos similares al observado en la posición de ésta, lo que era de esperar dado que no se trata de un exceso muy significativo.

Por último, en la figura 6.7 vemos la distribución angular de los sucesos de la muestra *B* con y sin corte *LES*, que para un umbral de unos 60 TeV, presenta en ambos casos un mínimo exceso de 1 σ.

Espectro de la Nebulosa del Cangrejo

El límite superior al flujo de la nebulosa del Cangrejo obtenido en nuestro análisis es, comparado con el de otras fuentes con similar estadística, muy alto. Obviamente, esto es debido a que se trata de uno de los mayores excesos observados. Como podemos ver en las tablas 6.1 y 6.2, los límites a 16 y 61 TeV son iguales a 2.9 y 4.4 veces el flujo Φ_{crab} de la propia nebulosa, según el espectro determinado por el sistema de telescopios de HEGRA [8]. Si en lugar del límite superior

[1]En este mapa las unidades del eje z se han convertido a “sucesos (diferencia respecto al fondo) en un ángulo sólido igual al de la zona *ON*”.

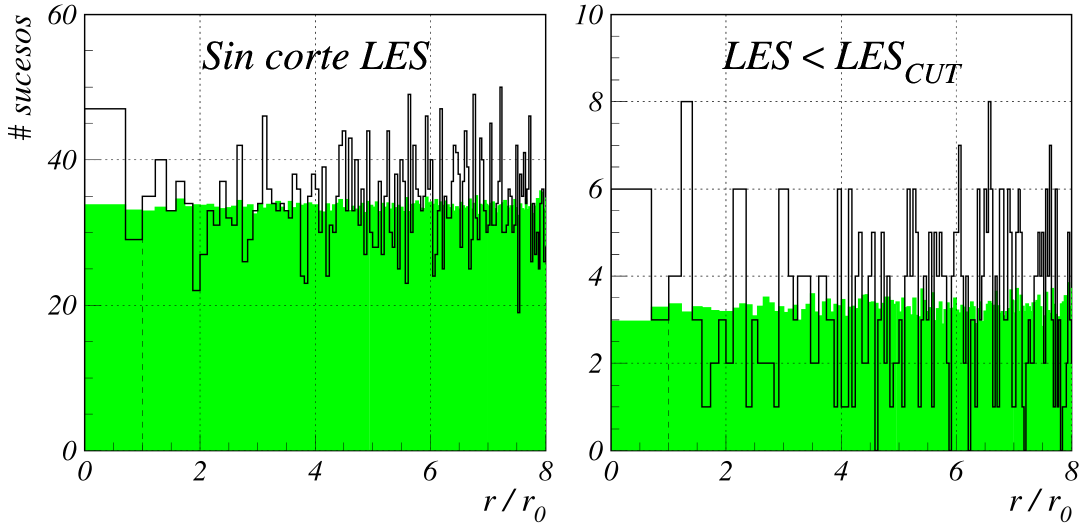

Figura 6.7: *Distribución de los sucesos de la muestra B alrededor de la Nebulosa del Cangrejo ($E_{\gamma,umbral} = 61$ TeV), antes y después del aplicar el corte LES de separación gamma/hadrón.*

calculamos el flujo al que correspondería el exceso observado, obtenemos:

$$\Phi_\gamma = (3.8 \pm 1.6) \cdot 10^{-13} \quad cm^{-2}\ s^{-1} \quad \text{para } E_\gamma > 16\ TeV \tag{6.1}$$

El error indicado es el estadístico. El error sistemático, que estimamos en alrededor de un 10%, procede fundamentalmente de la incertidumbre en la energía umbral para fotones (fórmula 5.30). Este valor es marginalmente compatible con el flujo medido por el sistema de telescopios, $(2.1 \pm 0.5) \cdot 10^{-13}\ cm^{-2}s^{-1}$, que equivaldría a unos 80 fotones de la nebulosa reconstruidos en la zona *ON* a lo largo de todo el periodo de observación. En la figura 6.8 se muestra el resultado (6.1) con su incertidumbre, junto con los límites superiores al flujo obtenidos con las dos muestras de sucesos.

Debe señalarse que el espectro de la Nebulosa del Cangrejo medido por el telescopio *Whipple* [53], que podemos ver también en la figura 6.8 junto con las medidas de otros experimentos, proporciona valores absolutos del flujo algo mayores y un espectro más duro (índice espectral diferencial -2.49 frente a -2.59) que los medidos por los telescopios de HEGRA (aunque compatibles dentro de las incertidumbres). Las medidas a alto ángulo cenital de *Cangaroo* [110] se aproximan más a las de HEGRA, mientras que las de *Themistocle* [113] dan valores del flujo entre el 10 y el 20% menores. La reciente medida de Tibet [10] sitúa el flujo en el rango entre 3 y 20 TeV en más de un factor 2 por encima del resto de experimentos. La baja significancia estadística del resultado obtenido en este trabajo hace que el flujo resultante sea compatible con cualquiera de estas medidas.

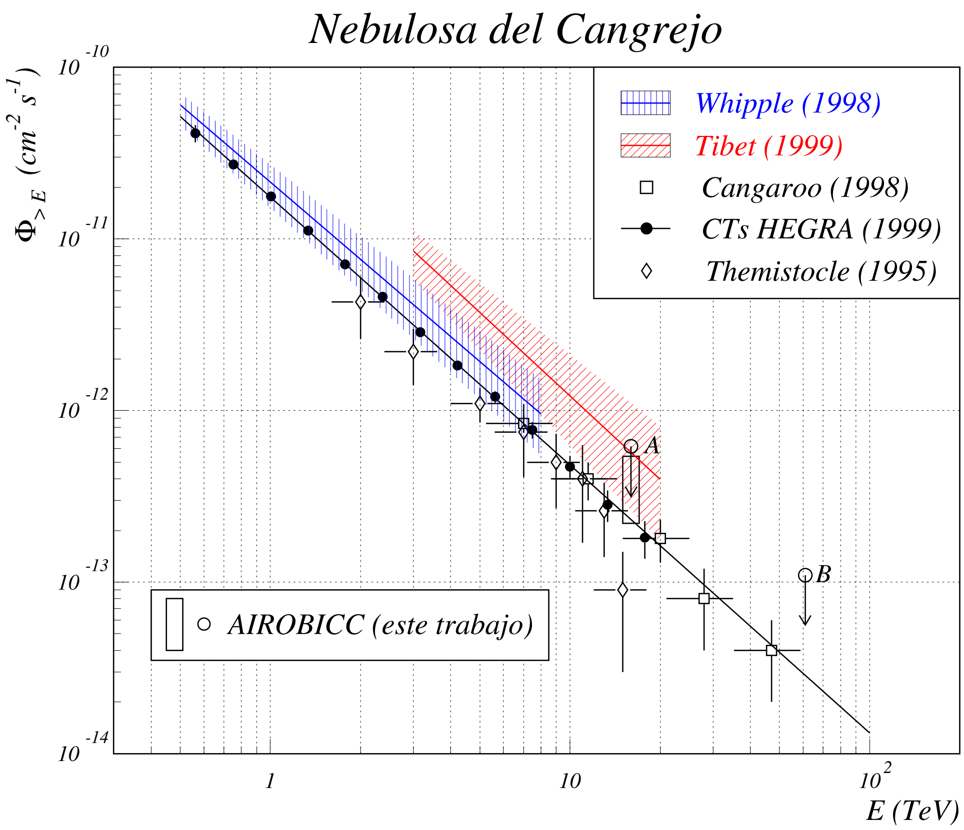

Figura 6.8: *Espectro de fotones de muy alta energía de la Nebulosa del Cangrejo, según distintos experimentos, junto a los resultados de este trabajo (a dos energías, las correspondientes a las muestras A y B de sucesos de AIROBICC): los círculos son límites superiores al flujo, y el rectángulo indica el intervalo ($\pm 1\sigma$) de posibles valores del flujo obtenidos al interpretar el exceso de 2.3 σ como debido a fotones. Las fechas entre paréntesis son las de publicación de los resultados de los diferentes experimentos (ver referencias en el texto).*

6.2.3 Mkn 501 y Mkn 421

Además de la nebulosa del Cangrejo, diversos experimentos han detectado emisión continua por encima de 1 TeV para otras dos fuentes visibles desde el hemisferio norte: los núcleos galácticos activos Markarian 421 y Markarian 501, pertenecientes a la subclase de los blázars. Estas dos fuentes han demostrado tener flujos altamente variables: detectadas en un principio [99, 100] como fuentes débiles, con flujos del 30 y del 8% del flujo de la Nebulosa del Cangrejo respectivamente, ambas han alcanzado esporádicamente y durante breves periodos picos de hasta 10 *crabs*, con variaciones muy significativas en escalas de tiempo del orden de una hora.

En la figura 6.9 vemos la distribución angular de sucesos de AIROBICC (mues-

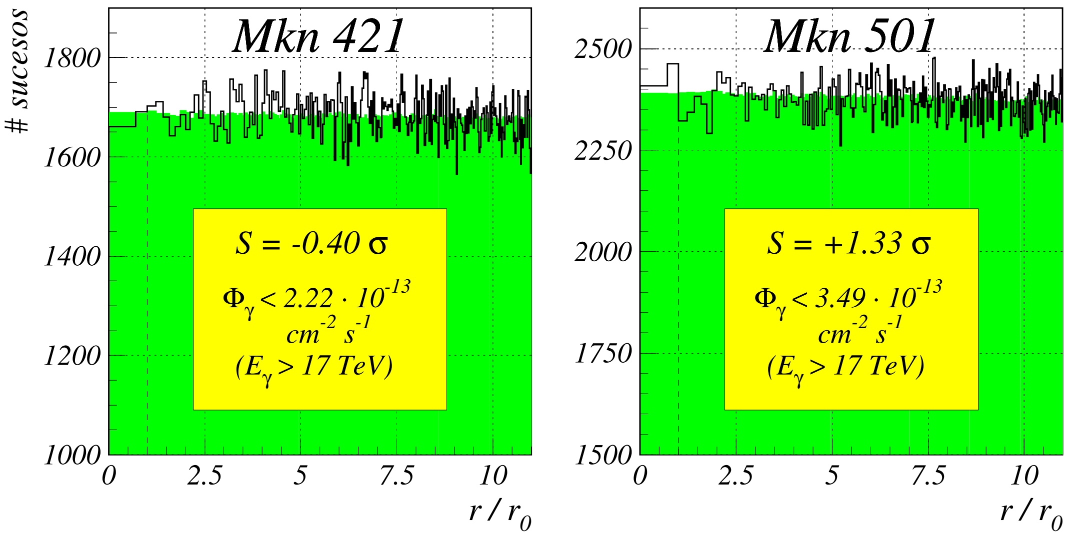

Figura 6.9: *Distribucion angular de los sucesos de la muestra A en torno a los blázars Mkn 421 y Mkn 501. Los histogramas sombreados corresponden al fondo estimado.*

tra *A*) alrededor de estos dos objetos. El umbral para ambos es de 17 TeV. Sólo Mkn 501 muestra en la zona *ON* un exceso sobre el fondo estimado, pero apenas es significativo y además la mayor parte de los sucesos están en el borde de la zona *ON*. Se obtiene un límite superior al flujo a lo largo de todo el periodo de observación de 1.2 *crabs* para Mkn 421 y 1.8 *crabs* para Mkn 501. Dada la variabilidad de estas fuentes, los límites a su emisión continua lo son al flujo *medio* de la fuente en dicho periodo.

Markarian 421. Se muestran en la figura 6.10 diversas medidas del espectro de Mkn 421, algunas de ellas realizadas en la *campaña de observación multifrecuencia* de Abril de 1998, durante la cual tuvo lugar un *flare* (con un flujo medio a 1 TeV de alrededor de 1 *crab* [7]). Vemos que el límite impuesto por AIROBICC en cuatro años de observaciones (debe señalarse que el 75% de los sucesos proceden de los dos últimos, 1998 y 99) es un factor 4.5 mayor que la extrapolación del espectro medio medido por el sistema de telescopios de HEGRA y por el telescopio *CAT* durante dicho *flare*. El flujo medio en 1997 y 1998 se encuentra más de un orden de magnitud por debajo de nuestro límite. Para la extrapolación hemos considerado que el espectro se ajusta a una simple ley de potencias. El índice espectral diferencial medido por *CAT* y HEGRA por debajo de 10 TeV está en torno a -3, considerablemente más blando que el de la nebulosa del Cangrejo[2]. Aunque

[2]Los espectros medidos por *Whipple* en diferentes épocas [127, 66], son sistemáticamente más duros, particularmente durante los *flares*, con índices de alrededor de -2.54 (diferencial). La extrapolación de dichos espectros está por tanto mucho más próxima a los límites de AIROBICC [58, 93]. Sin embargo, la coincidencia entre los resultados de *CAT* y HEGRA sugiere

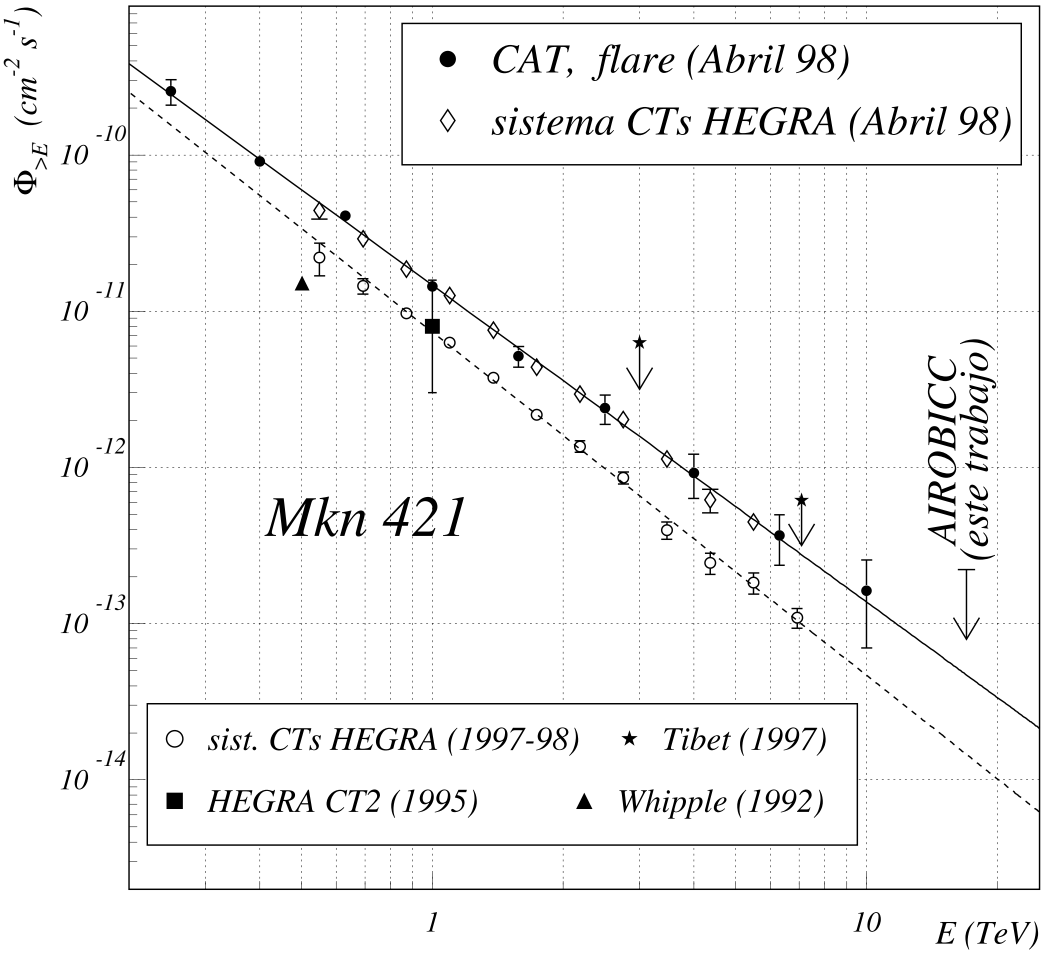

Figura 6.10: *Espectro integral de Markarian 421 según distintos experimentos, de las referencias [7, 89, 91, 99, 115]. Las fechas entre paréntesis indican el periodo de observación. Se incluyen las observaciones durante el flare de Abril de 1998. El límite superior de AIROBICC corresponde a la emisión media a lo largo del periodo analizado en este trabajo (1994-99).*

no hay medidas por encima de 10 TeV que indiquen que el espectro se curve (haciéndose aún más blando), es plausible que esto suceda debido a la interacción de los fotones gamma con el fondo intergaláctico de radiación infrarroja.

El flujo de Markarian 421 por encima de 17 TeV se encuentra por tanto muy por debajo de la sensibilidad de AIROBICC y el límite superior impuesto aporta poca información sobre su espectro.

la posibilidad de algún error sistemático en el análisis de *Whipple*, por lo que omitimos dichos datos en la figura 6.10.

Markarian 501. Este blázar fue la primera fuente cuya emisión de radiación gamma fue descubierta mediante observaciones desde tierra [100]. En 1997 experimentó un *flare* de gran intensidad, alcanzando un flujo máximo por encima de 1 TeV de 10 *crabs*, con un valor medio de unos 4 *crabs* durante los meses de las observaciones. Las medidas de diferentes experimentos en dicho periodo coinciden en que su espectro en el rango de 0.25 a 20 TeV no puede ajustarse por una simple ley de potencias: el espectro se hace progresivamente más blando al aumentar la energía (lo que puede ser debido a un *cutoff* en el espectro de las partículas cargadas aceleradas en la fuente, o bien a la absorción de la radiación en el fondo infrarrojo intergaláctico). Las observaciones de *Whipple* [66] y el sistema de telescopios de HEGRA [5] indican además que la forma espectral es independiente del flujo absoluto (en este punto, discrepan los resultados de *CAT* [112], que sugieren un endurecimiento del espectro durante los *flares*).

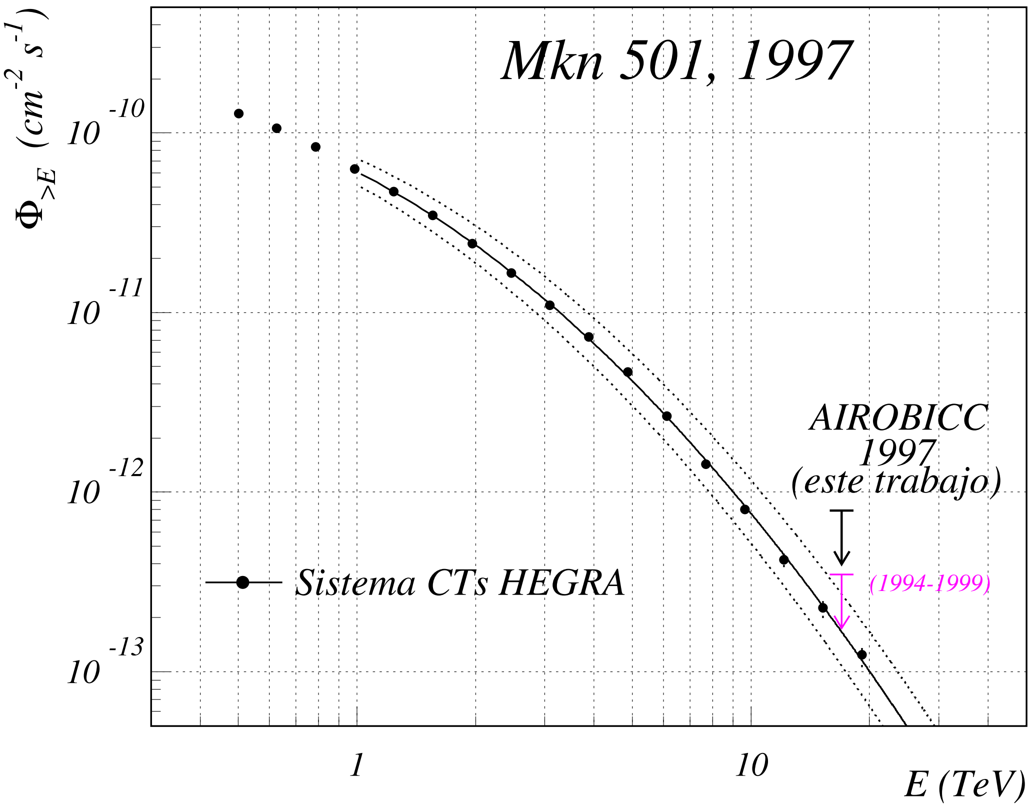

Figura 6.11: *Espectro integral medio de fotones de Markarian 501 durante 1997, medido por el sistema de telescopios Cherenkov de HEGRA [5]. Las líneas punteadas indican los límites del error sistemático. Se muestra también (flecha negra) el límite superior obtenido con AIROBICC en este trabajo para el mismo periodo. La flecha gris indica el límite superior al flujo medio en el periodo total analizado.*

Lamentablemente, disponemos de pocos datos de AIROBICC en 1997 debido a distintos problemas en la electrónica (fig. 5.16), que nos han impedido utilizar las observaciones anteriores al 7 de Junio y las realizadas entre el 3 de Septiembre y el 24 de Noviembre. Sólo disponemos de 36 noches de observaciones en las que Markarian 501 se encontrara visible desde La Palma, entre el 7 de Junio y el 31 de Agosto. En la sección §6.3.4 estudiaremos las observaciones de AIROBICC noche a noche y las compararemos con las del sistema de telescopios.

En lo que respecta a la emisión media, en la figura 6.11 podemos ver el espectro integral promedio determinado por los telescopios Cherenkov de HEGRA en 1997, comparado con los límites superiores de AIROBICC a 17 TeV en 1997 y en el total del periodo de observación:

$$\begin{aligned} \Phi_{\gamma,UL} &= 7.91 \cdot 10^{-13} \quad cm^{-2}s^{-1} \text{ para } E_\gamma > 17\ TeV \quad (1997) \\ \Phi_{\gamma,UL} &= 3.48 \cdot 10^{-13} \quad cm^{-2}s^{-1} \text{ para } E_\gamma > 17\ TeV \quad (1994-1999) \end{aligned} \tag{6.2}$$

Si bien el límite global de AIROBICC a la emisión media es menor que el de 1997 (obviamente, por la mayor estadística), el flujo de Markarian 501 medido en años anteriores se mantuvo por debajo de 0.5 *crabs*[3], por lo que nuestro resultado en 1997 es de hecho más restrictivo que el obtenido con toda la estadística.

El flujo integral por encima de 17 TeV en 1997, según el sistema de telescopios de HEGRA[4], es de $\Phi_{>17\ TeV} \simeq 1.75 \cdot 10^{-13}\ cm^{-2}s^{-1}$. Pese al estado de actividad de la fuente en 1997, la curvatura del espectro hace que este valor sea inferior al flujo de la Nebulosa del Cangrejo a la misma energía, y alrededor de un factor 4.5 veces menor que el límite de AIROBICC (6.2). Nuestro resultado está por otro lado claramente por debajo de la simple extrapolación del espectro a 1 TeV según una ley de potencias, confirmando la curvatura de éste y descartando que se trate de un artificio debido a algún tipo de error sistemático de las observaciones con telescopios.

6.2.4 Otros blázars cercanos

En la referencia [74], Mannheim et al. utilizan el modelo de cascadas protónicas en blázars para predecir el flujo de fotones de muy alta energía procedente de quince blázars cercanos (z $\lesssim$ 0.1), de los cuales trece son observables desde el hemisferio norte (Mkn 501 y Mkn 421 entre ellos). De estos trece, diez se encuentran incluidos en nuestra muestra de AGNs (tabla 6.3).

Sumando los recuentos de sucesos de señal y de fondo en todos ellos para el periodo analizado en este trabajo, obtenemos $N_{ON} = 32314$, $\hat{N}_B = 32324.4$, que

[3] Nos referimos de nuevo al flujo a $E > 1$ TeV, pues no existen medidas de espectro por encima de 10 TeV para el estado "normal" de la fuente.

[4] Las medidas del sistema llegan sólo hasta 20 TeV. El flujo integral que citamos lo obtenemos a partir de uno de los posibles ajustes al espectro diferencial, concretamente el que utiliza el modelo de *Band* [5].

Fuente		z	Tipo	α (°) (J2000)	δ (°) (J2000)	$\in$
NGC 0315	(0055+300)	0.017	FS	14.45	30.35	W
PKS 2201+04	(2201+044)	0.028	BL Lac	331.07	4.67	M,W
Mkn 421	(1101+384)	0.031	BL Lac	166.11	38.21	M,W
3C 120.0	(0430+052)	0.033	FS	68.3	5.35	M,W
Mkn 501	(1652+398)	0.034	BL Lac	253.47	39.76	M,W
1ES 2344+514	(2344+514)	0.044	BL Lac	356.77	51.71	W
CGCG 021-063	(1514+004)	0.052	FS	229.17	0.25	M,W
4C 37.11	(0402+379)	0.055	FS	61.60	38.06	W
I Zw 187	(1727+502)	0.055	BL Lac	262.08	50.22	M,W
4C 31.04	(0116+319)	0.059	FS	19.90	32.18	M,W
MS 1214.3+3811	(1214+381)	0.062		184.22	37.91	M,W
BL lac	(2200+420)	0.069	BL Lac	330.68	42.28	M
W Com	(1219+285)	0.102	BL Lac	185.38	28.23	M

Tabla 6.3: *Lista de AGNs cercanos estudiados en este trabajo que pertenecen también a los catálogos seleccionados por Mannheim [74] y Westerhoff [122] (M y W respectivamente, en la última columna). FS = Flat Spectrum radio source.*

corresponde a una significancia estadística $S = -0.06\,\sigma$ (figura 6.12 a). El umbral energético medio para fotones para el conjunto de los diez objetos y el total del periodo de observación es de 17 TeV. Podemos obtener, como si se tratara de una única fuente, un límite superior al flujo que será el límite a la emisión media para el blázar "genérico" de dicha muestra:

$$\Phi_{\gamma,UL} = 7.31 \cdot 10^{-14} \quad cm^{-2}s^{-1} \quad \text{por blázar} \quad \text{para } E_\gamma > 17\ TeV \tag{6.3}$$

Este resultado se muestra en la figura 6.13, comparado con las predicciones de Mannheim para las distintas fuentes. Los flujos esperados a 17 TeV se encuentran en el mejor de los casos un factor 7 por debajo de nuestro límite, lo que nos impide obviamente verificar si el modelo de Mannheim es o no correcto. También puede verse en la gráfica el límite obtenido con la muestra de alta energía y el método *LES*. Dado que la gráfica, procedente de [74], muestra la suma para los trece blázars septentrionales, hemos incluido también nuestros límites multiplicados por 13 a efectos de comparación. Estos valores se encuentran por encima del flujo total esperado de los trece objetos incluso en ausencia de absorción por interacción con el fondo intergaláctico de radiación infrarroja.

Nuestro resultado contrasta con el obtenido por Westerhoff et al. [122] utilizando datos de la matriz de centelleadores de HEGRA ($E_\gamma > 55$ TeV) registrados entre Noviembre y Diciembre de 1994 y entre Febrero y Abril de 1995. Con la ayuda de un método de separación gamma/hadrón [121] que utiliza la información de las torres Geiger, Westerhoff analizó datos de doce blázars cercanos (definidos arbitrariamente como aquellos con $z \leqslant 0.062$), ocho ellos incluidos en la lista de Mannheim. Para la superposición de los doce obtuvo un exceso sobre el fondo de 4 σ, correspondiente a un flujo por blázar de $\Phi_{>55\ TeV} = (1.4 \pm 0.4\ ^{+1.0}_{-0.7}) \cdot 10^{-13} cm^{-2} s^{-1}$, claramente incompatible con nuestro límite superior (6.3), más si tenemos en cuenta que el flujo integral debe disminuir aproximadamente por un orden de magnitud (fig. 6.13) al aumentar el umbral de 17 a 55 TeV. El exceso de Westerhoff se encontraba repartido de manera uniforme entre todas las fuentes, por lo que no cabe achacarlo a ninguna de las añadidas a la lista de Mannheim, ni a un *flare* especialmente intenso en alguna de ellas (no es probable, por otro lado que todas ellas se encontraran simultaneamente en estado de *flare*)g.

Once de los doce objetos de Westerhoff están en nuestro catálogo de AGNs (tabla 6.3) y el límite a la emisión continua por blázar que obtenemos para ellos es incluso menor que (6.3). En la tabla 6.4 mostramos nuestros resultados para la superposición de los blázars seleccionados por Westerhoff y Mannheim.

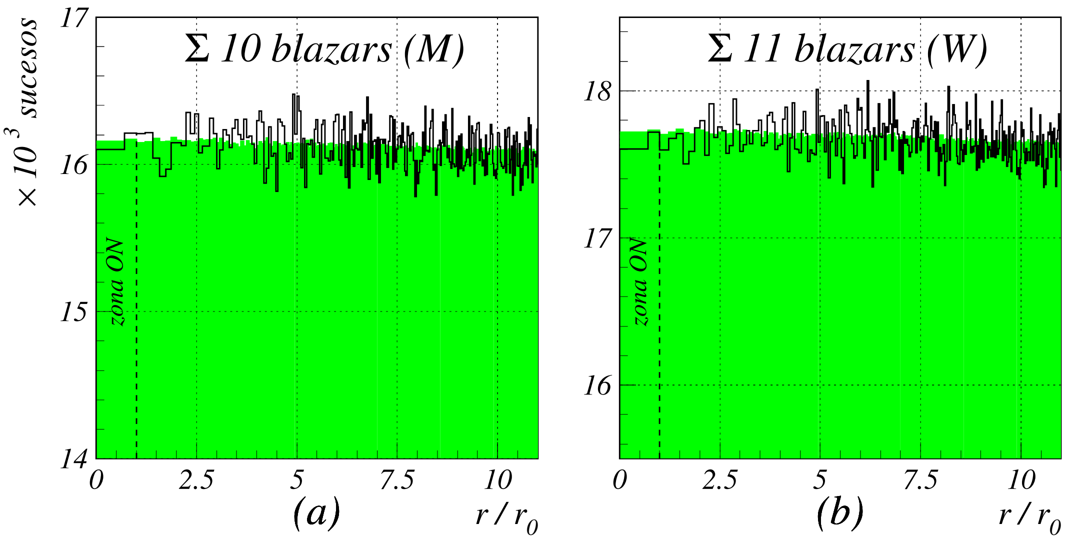

Figura 6.12: *Distribución angular de los sucesos de la muestra A reconstruidos en torno los blázars cercanos contenidos en nuestro catálogo (tabla 6.3). (a): superposición de 10 blázars de la lista de Mannheim. (b): superposición de 11 blázars de la lista de Westerhoff. Las zonas grises indican el fondo estimado.*

El método de discriminación gamma/hadrón empleado por Westerhoff en [122] obtiene, según sus autores, un factor de calidad de 2. Por otro lado, el tiempo efectivo de observación de los blázars para los datos allí analizados es similar al de nuestro análisis, pese a que aquél abarca sólo cinco meses de observaciones (la razón, obviamente, es que los centelleadores, al contrario que AIROBICC, pueden funcionar veinticuatro horas al día e incluso con malas condiciones atmosféricas). Sin embargo, el mayor umbral energético de la matriz de centelleadores respecto a AIROBICC y su peor resolución angular (el radio óptimo de la zona *ON* para

Muestra	$E_{\gamma,umbral}$ (TeV)	N_{ON}	$\hat{N}_B$	$S(\sigma)$	$N_{UL,90\%nc}$	$\Phi_{\gamma,UL}$ por blázar $(cm^{-2}s^{-1})$
M	17	32314	32324.4	-0.06	290.9	7.31×10^{-14}
W	17	35322	35449.6	-0.67	242.7	5.51×10^{-14}
M & W	17	42971	42960.0	$+0.05$	349.5	6.65×10^{-14}

Tabla 6.4: *Resultados de nuestro análisis para la superposición de los blázars seleccionados por Mannheim y Westerhoff. El límite superior de la última columna es para el blázar "genérico" de cada una de las muestras.*

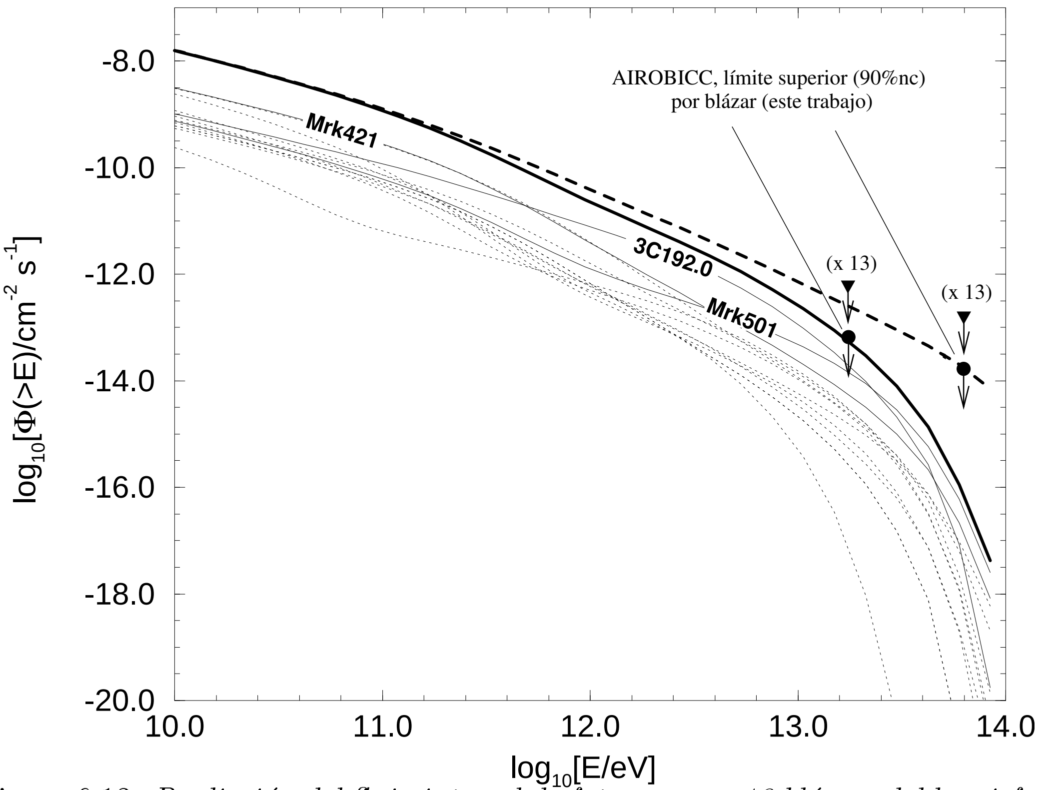

Figura 6.13: *Predicción del flujo integral de fotones para 13 blázars del hemisferio norte, según Mannheim et al. [74]. Las dos líneas superiores corresponden a la suma de las 13 fuentes (la discontinua indica el flujo total esperado de no existir absorción de los fotones por el fondo intergaláctico de radiación infrarroja, la continua incorpora la absorción estimada en [27]). Diez de estos blázars se encuentran incluidos en nuestra muestra de AGNs. Los puntos negros son los límites superiores genéricos impuestos por AIROBICC para el flujo medio de cada uno de estos diez blázars (a $E_\gamma > 17$ TeV y $E_\gamma > 65$ TeV). Los triángulos indican los límites para la suma de los 13 objetos, y se muestran para su comparación con el flujo total previsto.*

la matriz de centelleadores es $\simeq 1°$) hacen que la sensibilidad de nuestro análisis sea al menos un factor 5 mayor que la del realizado por Westerhoff[5]. Esto implica que, de haber sido su exceso producido por un flujo real de fotones procedente de los blázars, deberíamos haber obtenido un resultado claramente más significativo que aquél (del orden de 20 σ). Nuestra conclusión es que dicho resultado es producto de una fluctuación estadística quizás combinada con un cierto sesgo en la selección de los datos y la muestra de fuentes.

6.2.5 Explosiones de rayos gamma

Los resultados de la búsqueda de emisión gamma continua para las posiciones de trece GRBs bien localizados se muestran en la tabla 6.1. Si bien no abordaremos la búsqueda con AIROBICC de emisión de muy alta energía en coincidencia con la fecha de detección de los GRBs por los observatorios espaciales (estudio que está siendo llevado a cabo por otros autores [84, 85]), hemos dividido para estos objetos el periodo de observación en sucesos registrados antes y después de la explosión. Esto sólo lo hemos hecho para los seis primeros GRBs de la lista, dado que para el resto (los más recientes), todos los sucesos registrados por AIROBICC son anteriores a la fecha de la explosión.

GRB	N_{ON}	$\hat{N}_B$	$S(\sigma)$	$E_{\gamma,umb}$ (TeV)	$\Phi_{\gamma,UL}$ $(10^{-13}$ $cm^{-2}s^{-1})$	$\frac{\Phi_{\gamma,UL}}{\Phi_{crab}}$
970111	909 / 3701	877.5 / 3683.1	+1.05 / +0.30	21 / 14	5.30 / 3.51	3.9 / 1.4
970228	992 / 1927	1005.6 / 1970.7	−0.43 / −0.98	22 / 15	2.80 / 2.83	2.2 / 1.2
970616	185 / 349	172.2 / 371.3	+0.96 / −1.16	44 / 31	3.81 / 1.83	9.1 / 2.5
980329	1861 / 1692	1861.3 / 1711.7	0.00 / −0.47	18 / 15	2.86 / 3.55	1.6 / 1.5
980703	1066 / 1401	1096.2 / 1449.8	−0.91 / −1.28	21 / 16	2.09 / 2.75	1.5 / 1.3
981220	3619 / 105	3605.2 / 117.3	+0.23 / −1.15	16 / 16	2.93 / 9.05	1.4 / 4.3

Tabla 6.5: *Búsqueda de emisión continua (muestra A) para seis GRBs bien localizados, antes / después de la explosión de rayos gamma.*

Los resultados se encuentran en la tabla 6.5. Como vemos, no hay tampoco ningún exceso significativo en las posiciones de estos seis GRBs ni antes ni después de las respectivas explosiones.

[5]Para este cálculo se ha supuesto que el espectro de las fuentes cae igual que el del fondo de rayos cósmicos. En realidad, por lo que se conoce de Mkn 501, el espectro de todas estas fuentes decrece probablemente más rápido que el del fondo, por lo que el factor 5 obtenido es sólo una cota inferior.

6.2.6 Mapa del cielo

A pesar de haber centrado nuestro análisis en los sucesos registrados en torno a los más probables candidatos conocidos a emisores de radiación gamma de muy alta energía, hemos creído conveniente realizar una búsqueda de posibles fuentes puntuales no incluidas en nuestro catálogo. Se trata pues de realizar un mapa de la distribución de sucesos en la parte del cielo observable desde La Palma.

Como eje y de nuestro mapa utilizaremos la declinación δ, y como eje x tomaremos $(\alpha - 180°) \cdot cos(\delta)$. Dividiendo la fracción de cielo comprendida en $\pm 40°$ en torno al cenit de La Palma —es decir, $\delta \in (-12°, 68°)$— en celdillas cuadradas definidas por intervalos $\Delta x = \Delta y = 0.62°$, obtenemos un total de $61.2 \cdot 10^3$ celdas (fig. 6.15), cada una de las cuales cubre un ángulo sólido igual a $1.17 \cdot 10^{-4}$ sr. Este ángulo sólido es el mismo para cualquier valor de δ, y es igual al subtendido por una zona circular de $0.35°$ de radio (se ha elegido este valor por ser la zona *ON* óptima para la muestra A en la mayor parte de los datos analizados). Puede comprobarse que, dada una fuente centrada en una cualquiera de tales celdillas, la fracción de fotones de la fuente contenida en ella no depende de δ y es prácticamente igual que en una zona circular de igual ángulo sólido (sólo un 1.5% para una resolución angular gaussiana [9]).

Utilizaremos dichas celdillas como zonas *ON* para la búsqueda de excesos debidos a fuentes puntuales. Este método es menos sensible que el empleado anteriormente para fuentes concretas, por varias razones:

- La fracción de fotones de la fuente en la zona *ON* es ligeramente menor que en una zona circular de igual ángulo sólido, aunque este efecto es prácticamente despreciable.

- Las celdillas empleadas son las mismas para los cinco periodos P1 - P5 de datos analizados, mientras que con una zona *ON* circular utilizábamos en cada periodo el tamaño óptimo en función de las variaciones de resolución angular.

- Por último, la fuente puede muy bien no estar centrada en la celda que la contiene (en contraste con la zona circular, que definíamos en torno a la posición de un objeto conocido). En el peor de los casos, podría estar situada exactamente en la intersección de cuatro celdas, por lo que la señal se repartiría entre ellas. Para paliar este problema hemos realizado cuatro teselaciones diferentes del cielo, desplazando los límites de las celdillas en un ángulo igual a la mitad de su anchura y/o altura (fig. 6.14). De esta manera, aun en el peor de los casos una fracción considerable de la señal estará contenida en alguna celdilla. La contrapartida obvia es que los contenidos de las $244.8 \cdot 10^3$ celdillas totales no son estadísticamente independientes, pues cada una comparte la mitad de sus sucesos con otras dos y la cuarta parte con una tercera.

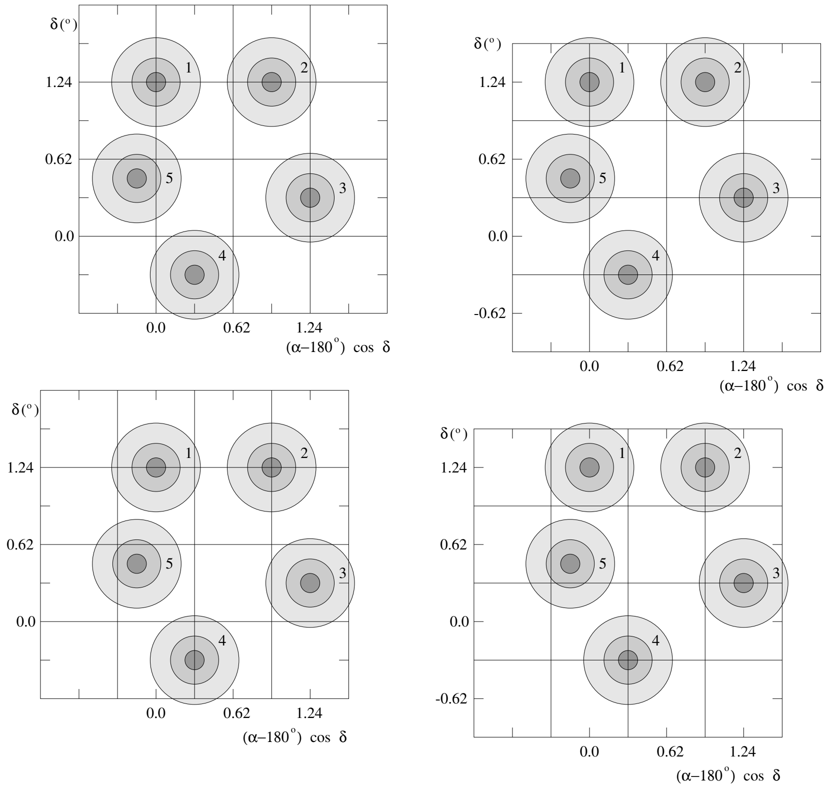

Figura 6.14: *Método empleado para la búsqueda de fuentes puntuales en la parte del cielo accesible a AIROBICC. Se muestran las cuatro teselaciones realizadas. Las cinco fuentes representadas (la tercera circunferencia en torno a cada una contiene un mínimo del* 50% *de los fotones de la fuente) ejemplifican posibles posiciones de éstas respecto a las divisiones de las celdillas. Las fuentes* $1-4$ *reparten su señal entre dos o cuatro celdas en tres de las teselaciones, pero se encuentran perfectamente centradas en una celda de la restante. La fuente 5, por el contrario, representa el caso límite en el que la fuente está máximamente descentrada en las cuatro teselaciones. Por ello, la fracción mínima de sucesos de la fuente en la zona ON que utilizaremos en el cálculo de* Φ_{UL}*, la determinaremos para un caso como el de la fuente 5.*

Según el periodo (P1 - P5), obtenemos que, para la muestra A, un *mínimo* de entre un 34 y un 43% de los fotones de cualquier fuente puntual se reconstruyen en el interior de alguna de las cuatro celdillas que la contienen. Para este cálculo hemos considerado el caso más desfavorable en cuanto a la posición de la fuente (el caso 5 en la figura 6.14). También hemos tenido en cuenta la incertidumbre en el error sistemático de apuntado del detector (hemos utilizado la cota superior de $0.15°$ obtenida en §4.4), suponiendo que la dirección de la desviación ha podido variar de cualquier manera a lo largo del periodo de observación.

El cálculo del número de sucesos de fondo esperados en cada celda lo hacemos

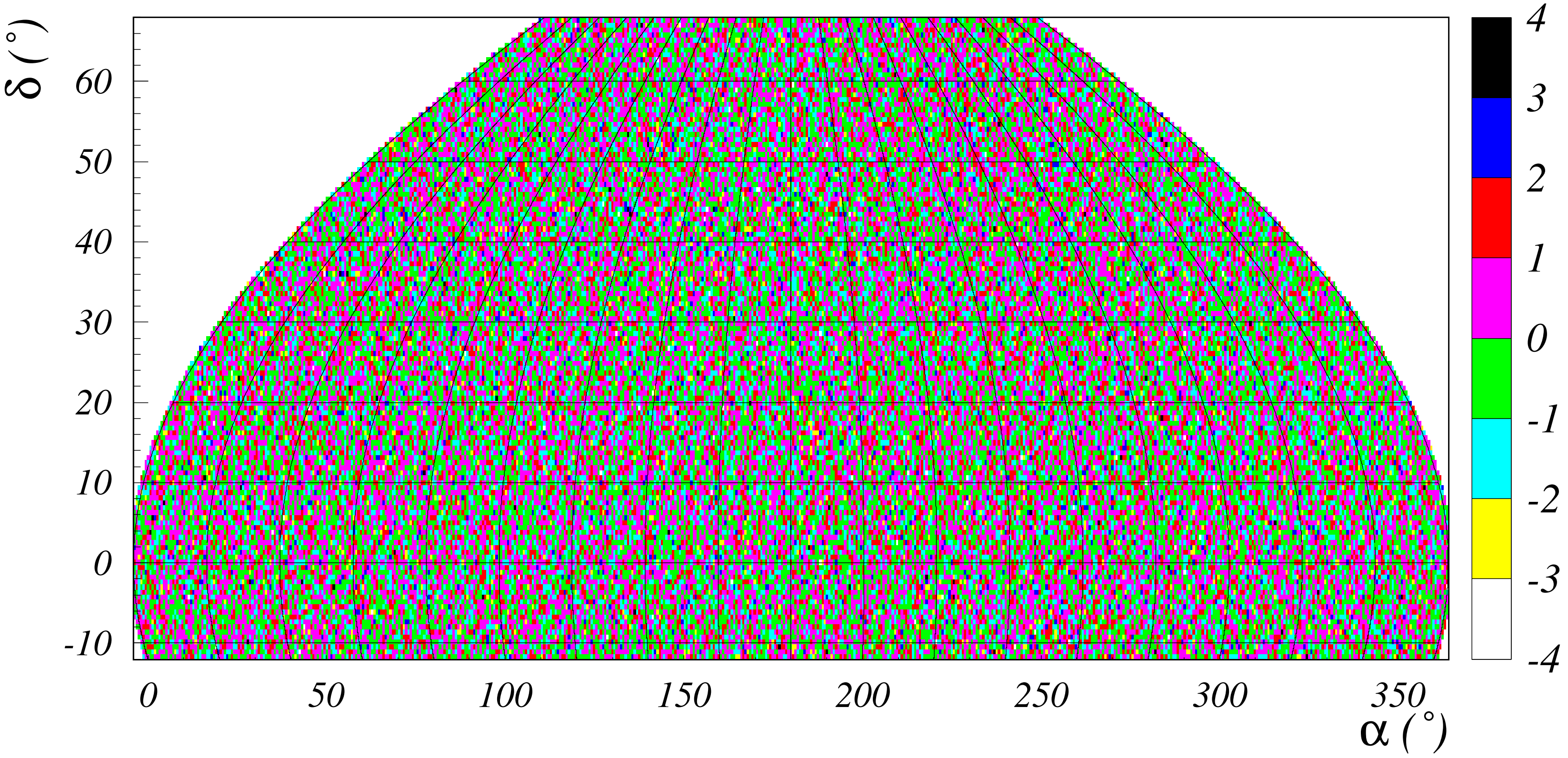

Figura 6.15: *Búsqueda de fuentes puntuales con AIROBICC (muestra A de sucesos) extendida a todo el cielo observable desde La Palma. Mapa de significancias en coordenadas ecuatoriales, ascensión recta (α) y declinación (δ), para una de las cuatro teselaciones del cielo realizadas.*

212

sumando los sucesos en una zona *OFF* compuesta por diez celdas vecinas situadas en la misma declinación que la celda considerada, cinco de ellas a ascensión recta mayor y otras cinco a ascensión recta menor que ésta, y separadas de ella por un par de celdas (para no incluir en el fondo la posible contribución de una fuente puntual). Elegimos celdas situadas en la misma declinación para minimizar el efecto de la variación de eficiencia de AIROBICC con θ. Las variaciones lineales con α de la exposición de cada celda se compensan al tomar igual número de celdas a mayor y menor ascensión recta que la celda de señal. Como veremos, existe un pequeño sesgo en este método de estimación del fondo debido a las variaciones no lineales en α de la exposición.

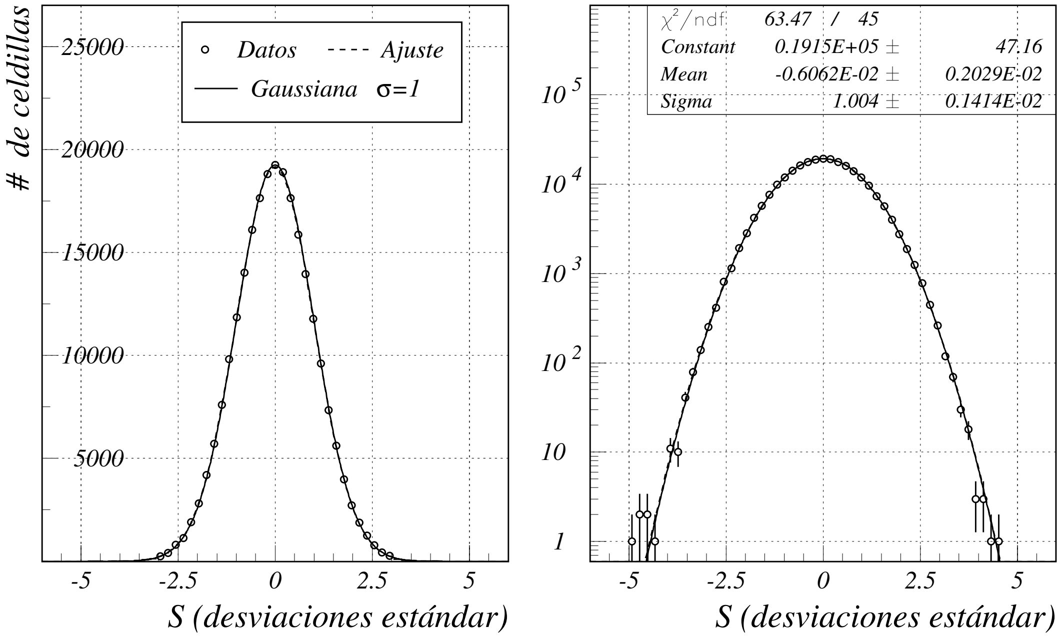

Figura 6.16: *Distribución de las significancias calculadas para las 245000 celdillas en que hemos dividido el cielo observable por AIROBICC (ver texto). La línea continua es una gaussiana de media cero y varianza 1.*

Con todo esto, calculamos la significancia de los excesos y el límite superior al flujo del mismo modo que en nuestra búsqueda restringida. La distribución de significancias obtenidas por este método para el total del cielo accesible a AIROBICC (fig. 6.15) es prácticamente una gaussiana de media cero y varianza 1 (fig. 6.16). La distribución está ligeramente sesgada hacia valores negativos ($\langle S \rangle = -0.006 \pm 0.002$), debido a que el método de estimación del fondo es imperfecto (la exposición de cada celda varía con α, aunque suavemente, hasta un $\pm 20\%$ en todo el rango de ascensión recta). Las mayores desviaciones observadas ($+4.4$ y $-4.9\,\sigma$) son compatibles con fluctuaciones del fondo isótropo de radiación cósmica cargada, dado el gran número de celdas estudiadas. Podemos por tanto excluir la presencia de fuentes puntuales[6] de flujo superior a un cierto valor que depende fundamentalmente de la declinación, al igual que el umbral energético del detector. En la figura 6.17 vemos el umbral para fotones y el valor medio del límite superior al flujo de éstos (al 90% de nivel de confianza) en función de δ. También se muestra el valor máximo de Φ_{UL} para cada banda de 5° de declinación, que será el límite absoluto impuesto por AIROBICC en dicha banda.

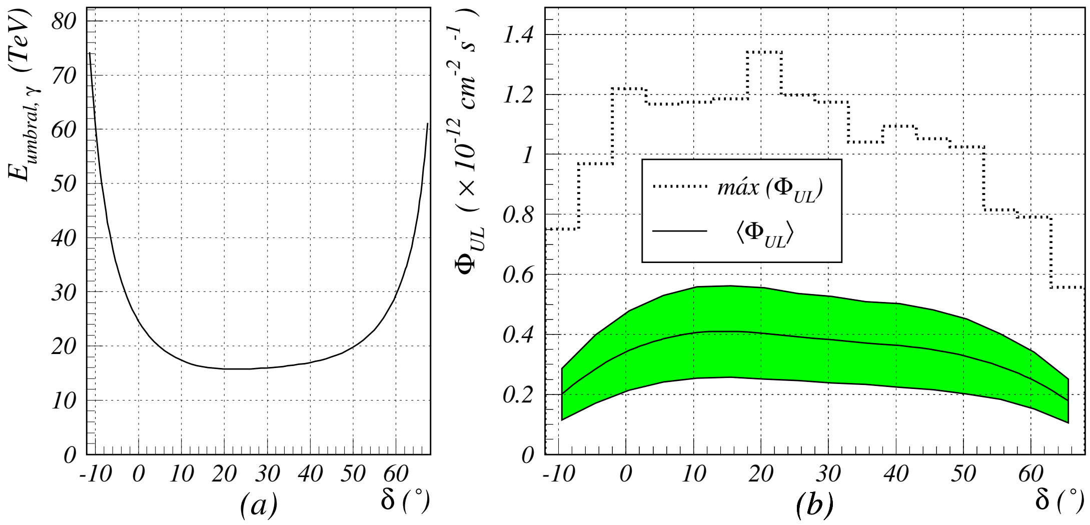

Figura 6.17: *(a): Umbral energético medio de AIROBICC (muestra A) en función de la declinación para el conjunto de todos los datos analizados. (b): Límite superior al flujo de fotones de fuentes puntuales en función de la declinación. La línea superior corresponde al máximo exceso en cada banda de cinco grados de declinación. La curva inferior indica el valor medio del límite, y la zona sombreada su RMS.*

Resulta más claro presentar los límites de flujo obtenidos en función del flujo de la candela estándar, la Nebulosa del cangrejo, tomando como espectro de esta fuente $\Phi_{CRAB}\ (> E) = 1.72 \cdot 10^{-11} \cdot (E/1\ \text{TeV})^{-1.59}\ \text{cm}^{-2}\ \text{s}^{-1}$ (ver [8]). En la figura 6.18 se muestran los resultados de esta manera. En la gráfica de la derecha puede verse también la ligera dependencia del límite con la ascensión recta, que se debe a la diferente estadística total disponible en los diferentes rangos de α (y no es por tanto una característica intrínseca del detector, sino de la exposición correspondiente al conjunto de datos analizado).

[6]La búsqueda de fuentes extensas, que no abordamos en nuestro trabajo, requeriría evidentemente un método de estimación del fondo más sofisticado que el empleado aquí, del tipo descrito en §5.1.2.

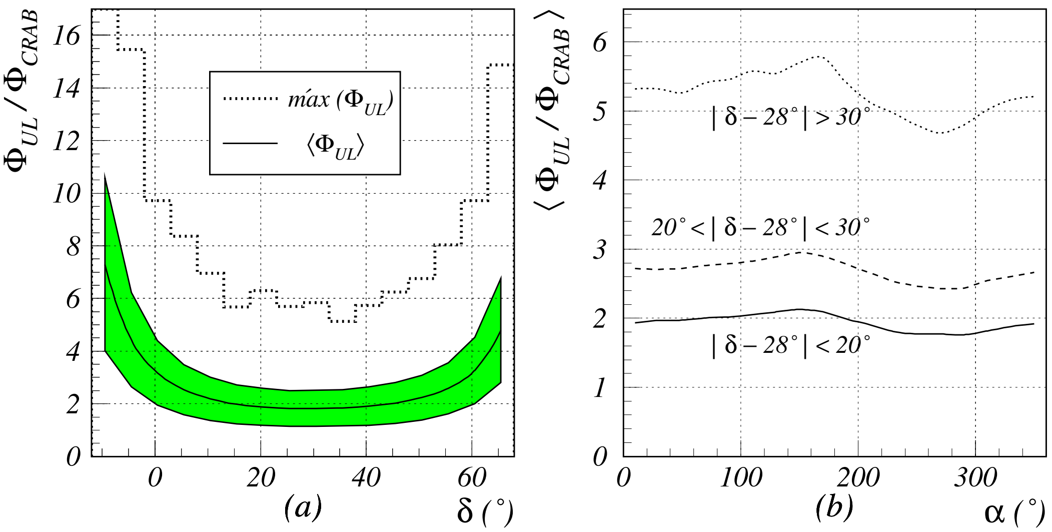

Figura 6.18: *Mapa del cielo. (a): Límite superior al flujo medio de fotones de fuentes puntuales en función de la declinación δ, en unidades del flujo de la Nebulosa del Cangrejo (valor máximo, valor medio y RMS). (b): Dependencia del límite superior medio con la ascensión recta para tres rangos de δ.*

6.3 Búsqueda de emisión esporádica

Como última parte de nuestro estudio hemos analizado, por separado para cada noche de observación, los datos de la muestra A de AIROBICC en el entorno de las 197 fuentes candidatas seleccionadas (§6.1). El tiempo que cada fuente es observable por AIROBICC durante una noche es como máximo de unas cinco horas y media, dependiendo de su declinación. El objetivo de este análisis es buscar evidencias de emisión esporádica en esa escala de tiempos (para Mkn 421 y Mkn 501, los telescopios Cherenkov han medido variaciones de un factor dos en su flujo en menos de una hora). Dado que el número de sucesos registrado en la zona *ON* de una fuente a lo largo de una noche es muy bajo (unos 60 sucesos como máximo), no calcularemos la significancia de los excesos observados con la fórmula de Li y Ma (5.10) sino que obtendremos directamente la probabilidad P de que éstos se deban a fluctuaciones poissonianas del fondo (fórmula 5.12).

6.3.1 Interpretación de la probabilidad *P*

Para cada noche y fuente tendremos una "observación", que consiste en un par (N_{ON}, N_{OFF}) con el que podemos calcular P. Por definición (§5.1.3), P es *la probabilidad de, dado el fondo estimado $\hat{N}_B$ $(= \alpha \cdot N_{OFF})$, obtener N_{ON} o más sucesos en la zona de señal, suponiendo que todos los sucesos son debidos al fondo poissoniano (hipótesis nula).* Esto no es más que la probabilidad de obtener, por una fluctuación del fondo, un exceso más significativo que el observado (en un experimento *único*, claro está). Debido a la discretización de N_{ON} y N_{OFF}, los posibles valores de P están también discretizados. Puede verse que, como consecuencia de esto, cuando mezclamos en una muestra pares (N_{ON}, N_{OFF}) con valores diferentes de N_{OFF}, la probabilidad P no se puede interpretar directamente como *la frecuencia con la que aparece un exceso tanto o más significativo que el observado* en el conjunto de la muestra. Es decir, no será cierto que el diez por ciento de los pares (N_{ON}, N_{OFF}) tengan valores de P menores de 0.1, el veinte por ciento menores de 0.2, etcétera (esto es equivalente a decir que P está distribuida uniformemente entre 0 y 1). Mediante una simulación (generando aleatoriamente un fondo poissoniano) puede verse que en realidad la fracción de pares con probabilidad $< P$ es siempre algo menor que P. Si en la simulación utilizamos una distribución de valores de N_{OFF} igual a la observada en los datos, podemos obtener la distribución esperada de P en la hipótesis nula (ausencia de fuentes puntuales, en nuestro caso). De esta forma podremos estimar la verdadera probabilidad de que los excesos observados con AIROBICC sean simples fluctuaciones del fondo. Al presentar las distribuciones de P obtenidas con los datos, superpondremos las obtenidas por simulación para su comparación.

6.3.2 Resultados

En la figura 6.19 vemos los resultados para el conjunto de todas las fuentes, para la submuestra de 50 AGNs y para los 13 blázars de la tabla 6.3. En lugar de P hemos representado $-log_{10}(P)$ para ampliar la zona de probabilidades bajas, que es obviamente la que nos interesa. En el eje y se encuentra el número de observaciones (un total de 46304). En promedio, cada una de las 197 fuentes ha sido observada en 235 noches a lo largo de los cuatro años de datos analizados. A simple vista las distribuciones parecen compatibles con la esperada del fondo isótropo, como se confirma al compararlas mediante el test de Kolmogorov: las probabilidades de compatibilidad resultantes son del 85, 99 y 57% respectivamente para la distribución total, la de AGNs y la de blázars.

Debemos señalar que las ondulaciones que se aprecian en la distribución esperada sin fuentes no son fluctuaciones estadísticas (que en la simulación son mucho menores que dichas ondulaciones), sino otro efecto de la discretización de los valores posibles de P. Por esa razón vemos que la distribución real observada se ajusta a la esperada también en las ondulaciones (por ejemplo en $P = 10^{-2}$). El mayor exceso observado corresponde al objeto NGC 4278 (una galaxia Seyfert 1), con $P = 3.7 \cdot 10^{-6}$. Curiosamente, se trata del AGN más cercano del catálogo (z = 0.0022) y, por tanto, aquel cuya posible radiación se vería menos atenuada por la interacción con el fondo infrarrojo intergaláctico. Sin embargo, teniendo en cuenta el número de noches de observación y de fuentes analizadas, deducimos con ayuda de la simulación que la probabilidad de haber obtenido por azar una fluctuación del fondo igual o mayor que ésta es de un 14%, por lo que no se

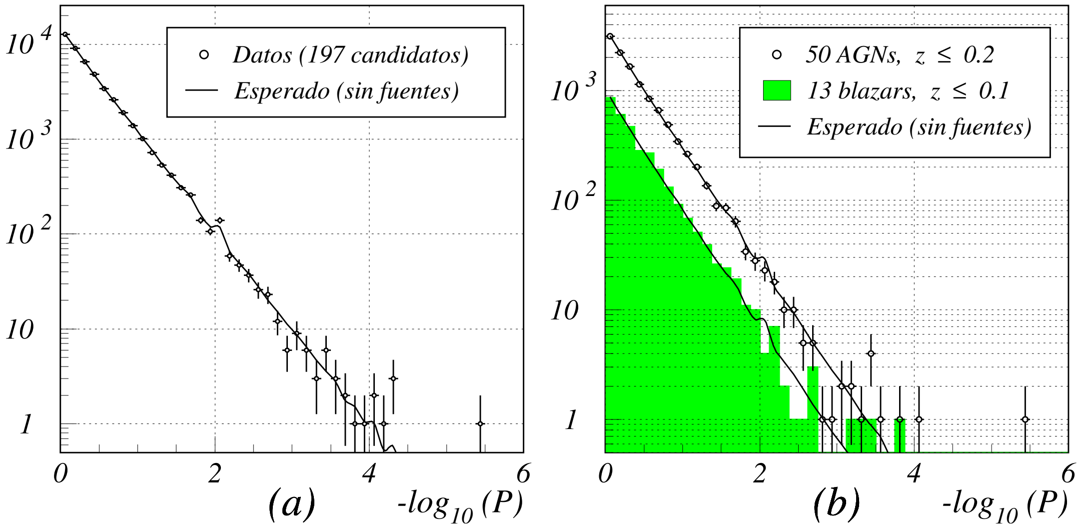

Figura 6.19: *Distribución de las probabilidades, calculadas según (5.12), de que los excesos de sucesos observados noche a noche por AIROBICC sean debidos al fondo isótropo de rayos cósmicos. En (a), resultado para todas las fuentes estudiadas, comparado con la predicción para el caso en que no haya emisión de ninguna de ellas. En (b) vemos la distribución de probabilidades para los 50 núcleos galácticos activos contenidos en la muestra, y para los 13 blázars de la tabla 6.3. Las distribuciones observadas y la esperada en ausencia de fuentes son compatibles en los tres casos, según el test de Kolmogorov.*

trata de un exceso significativo. Por otro lado, no se ha detectado hasta la fecha radiación gamma de alta energía de ninguna galaxia Seyfert. Los datos para este exceso y los otros nueve con menor valor de P se muestran en la tabla 6.6. Como podemos ver en ella, de tratarse de excesos debidos a fotones gamma, los flujos equivalentes tendrían que ser enormes, mucho mayores que los observados hasta la fecha aún en los *flares* más intensos.

Entre los blázars cercanos (tabla 6.3) el mayor exceso lo encontramos en el objeto 1ES 2344+514 ($N_{ON} = 17$, $\hat{N}_B = 6.24$, $P = 3 \cdot 10^{-4}$), que está incluido en nuestra lista de fuentes TeV por su detección (aún no confirmada) por parte del telescopio *Whipple* [16]. La distribución de probabilidades de esta fuente y de las otras tres fuentes TeV se muestra en la figura 6.20. Incluso considerando sólo las observaciones de estas cuatro fuentes, la probabilidad de haber obtenido en alguna de ellas un exceso igual o mayor que el de 1ES 2344+514 por una fluctuación aleatoria es de cerca del 20%.

Si bien ningún exceso individual es suficientemente significativo, podría suceder que una fuente o un conjunto de fuentes del mismo tipo mostraran excesos moderados con frecuencia superior a la esperada de las fluctuaciones del fondo, y en este caso sería de esperar un mal acuerdo de su distribución de P con la esperada en ausencia de fuentes. Para el caso de los blázars y para el conjunto de

Fuente	MJD	$E_{\gamma,umb}$ (TeV)	N_{ON}	$\hat{N}_B$	$P \times 10^4$	Φ_γ (10^{-12} cm^{-2} s^{-1})	$\frac{\Phi_\gamma}{\Phi_{crab}}$
NGC 4278	49755.17	19	50	25.32	0.037	8.5	53
Cyg X-1	50661.02	17	56	31.34	0.447	5.7	30
4U 2206+54	51106.90	20	41	20.59	0.474	7.4	50
4U 1918+15	50615.16	16	24	9.45	0.558	11.7	56
G59.5+0.1	51347.12	14	56	31.38	0.721	10.2	39
UGC 03927	50094.98	40	10	2.10	0.822	6.9	141
2 Peg	50286.16	22	19	6.75	0.935	9.1	72
1936+541	51313.16	22	20	7.44	1.156	10.3	82
GS 1843-02	50907.22	47	5	0.46	1.531	15.4	408
G33.6+0.1	49575.99	29	14	4.40	2.273	9.7	119

Tabla 6.6: *Lista de los diez excesos más significativos registrados en la búsqueda de emisión esporádica, ordenados de menos probable a más probable. La probabilidad* P *de que el exceso sea una fluctuación del fondo (§6.3.1) no tiene en cuenta el número total de noches y fuentes analizadas (46304 noches·fuentes). El flujo* Φ_γ *es el flujo medio al que correspondería cada exceso (no un límite superior).*

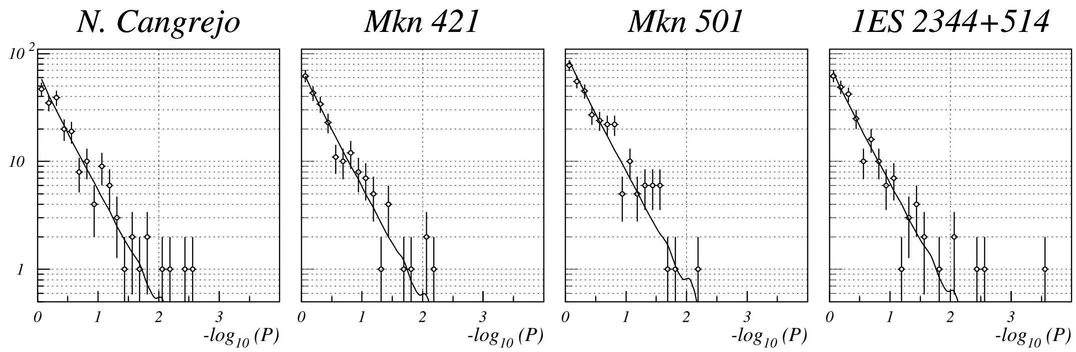

Figura 6.20: *Distribución de probabilidades para los excesos diarios de las cuatro fuentes TeV de nuestra muestra.*

todos los AGNs ya hemos visto que según el test de Kolmogorov los resultados son perfectamente compatibles con las fluctuaciones del fondo. En la figura 6.21 hemos agrupado los resultados para tres de los catálogos de fuentes analizados (XTE, binarias X y GRBs) en los que podría tener lugar emisión esporádica de fotones TeV, y el resultado es de nuevo negativo (consistencia con la hipótesis nula con probabilidad siempre mayor del 50%).

En los años setenta y ochenta se publicaron diversas detecciones de binarias de rayos X con detectores de radiación gamma basados en tierra [35], a energías de hasta 10^{18} eV. La mayor parte de ellas se basaban en excesos transitorios y sólo marginalmente significativos, y no han sido confirmadas en años posteriores

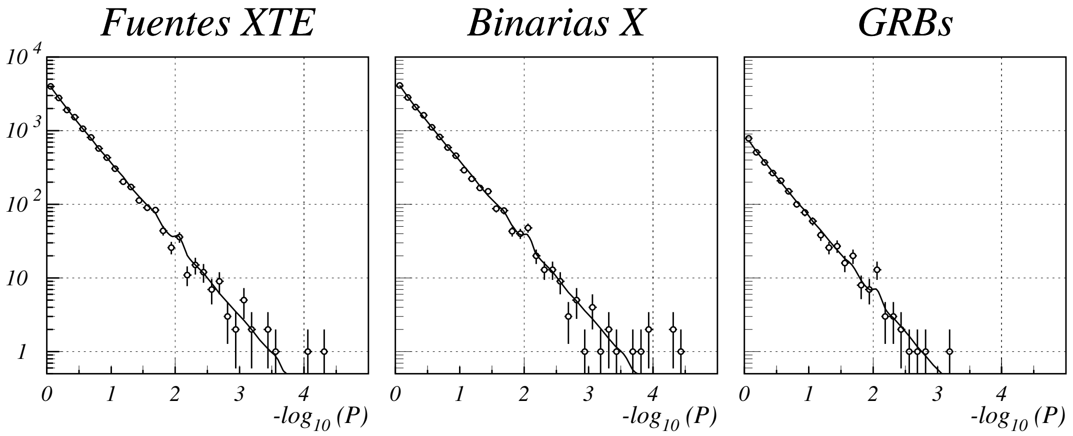

Figura 6.21: *Distribución de probabilidades para los excesos diarios observados en las fuentes del catálogo XTE ASM, en el conjunto de las binarias de rayos X y en los GRBs bien localizados.*

(en [19] se puede encontrar un análisis crítico de estas observaciones). En algunos casos se insinuaba que las partículas detectadas podrían no ser fotones (debido al alto contenido en muones de las cascadas atmosféricas). Entre estas fuentes se encuentran Cygnus X-3, Hercules X-1, 1E2259+586 y 4U 0115+63. Nuestros resultados para estas fuentes pueden verse en la figura 6.22. De nuevo no hay evidencia alguna de emisión en ninguna de las noches de observación analizadas para estas fuentes. El exceso más significativo lo encontramos en Cygnus X-3 (12 sucesos observados con un fondo esperado de 3.64, y probabilidad $P = 4.6 \cdot 10^{-4}$), pero incluso considerando sólo esta fuente, la probabilidad de un exceso así en las 301 noches de observación es del 10%.

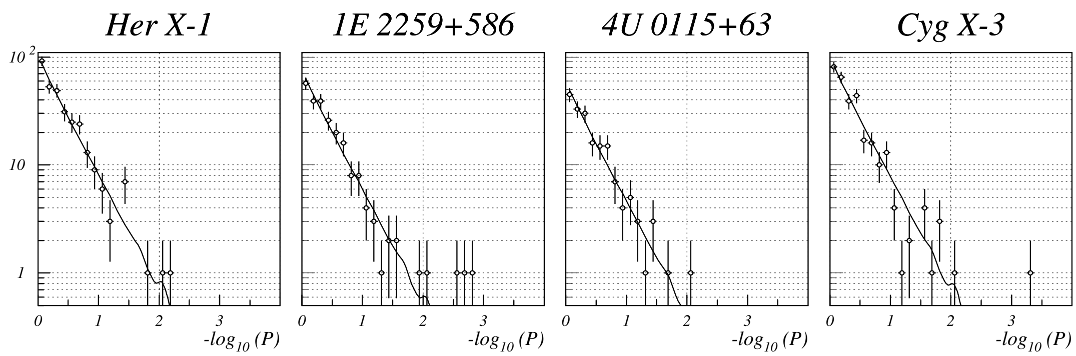

Figura 6.22: *Distribución de probabilidades para los excesos diarios de cuatro de las binarias de rayos X de nuestra muestra.*

6.3.3 Límites superiores al flujo

Como resultado final de la búsqueda de excesos esporádicos, imponemos límites superiores al flujo de las fuentes observadas en escalas de tiempo de entre 0.5 y 5.5 horas (fig. 6.23). Obviamente, debido a la baja estadística acumulada en periodos tan cortos, los límites son muy altos: para energía umbral por debajo de 20 TeV, por ejemplo, el límite medio se encuentra entre 20 y 30 veces el flujo de la Nebulosa del Cangrejo, lo que nos da una idea de la sensibilidad de AIROBICC para emisiones esporádicas en esta escala de tiempos.

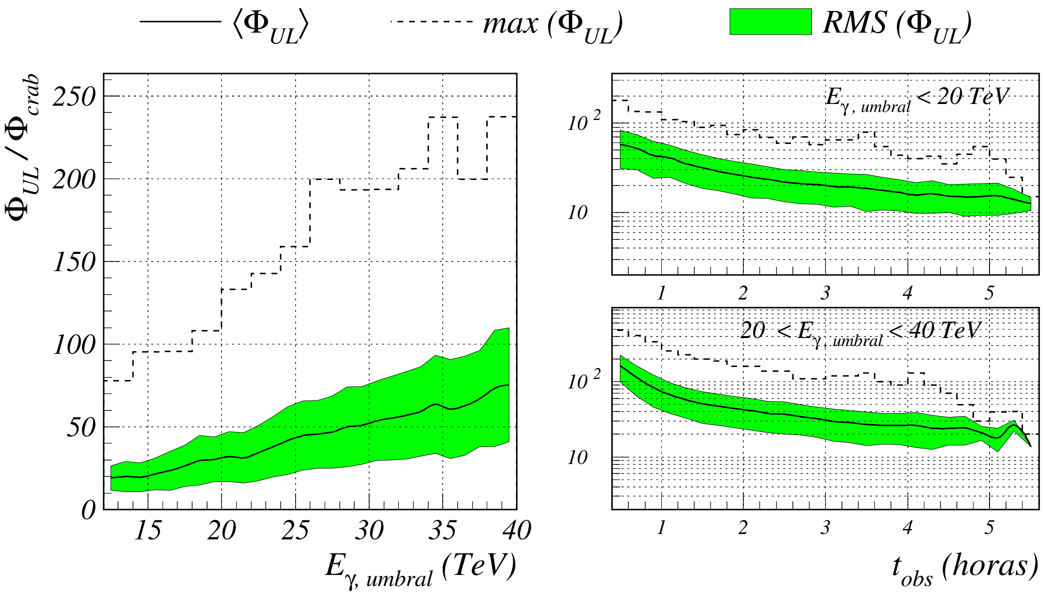

Figura 6.23: *Límites superiores al flujo obtenidos de las observaciones diarias de las 197 fuentes seleccionadas, en unidades del flujo de la Nebulosa del Cangrejo. Los límites dependen de la energía umbral de cada observación (izquierda), que es función de la altura de la fuente sobre el horizonte. A la derecha vemos los límites en función del número de horas de observación de la fuente, para dos rangos de energía umbral diferentes. En las tres gráficas se indican los valores medio y máximo de los límites obtenidos, así como su RMS.*

6.3.4 Mkn 501 : el *flare* de 1997

Como ya dijimos en §6.2.3, durante 1997 el blázar Markarian 501 fue el objeto conocido más brillante del cielo en radiación gamma de muy alta energía, con picos de flujo ($E > 1$ TeV) de hasta 10 *crabs*[7]. Durante este periodo la fuente fue observada prácticamente a diario por los telescopios Cherenkov de HEGRA, tanto por el sistema estereoscópico, entonces compuesto por cuatro telescopios

[7]Téngase en cuenta que, debido al espectro de Mkn 501, considerablemente más blando que el de la Nebulosa del Cangrejo a partir de unos cuantos TeV, el flujo a las energías accesibles a AIROBICC debió alcanzar tan sólo entre 2 y 3 *crabs*.

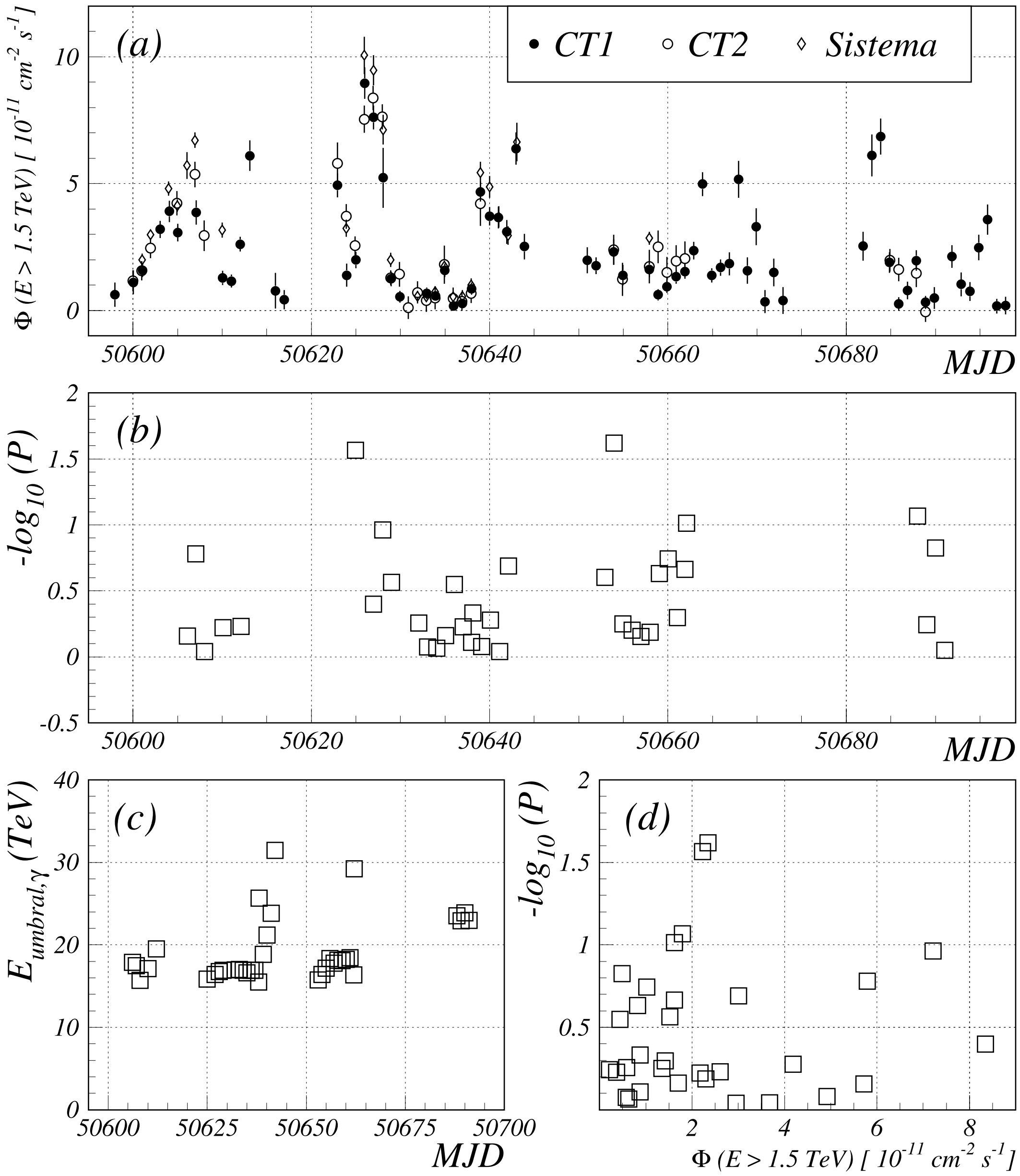

Figura 6.24: *Observaciones de Markarian 501 en 1997. En (a) vemos la curva de luz medida por los telescopios Cherenkov de HEGRA entre Junio y Septiembre de 1997 [2, 4, 6], el periodo para el cual disponemos de observaciones válidas de AIROBICC. Se representa el flujo integral para* $E > 1.5$ *TeV frente a la fecha Juliana modificada. En (b) se muestra, para cada noche de observación, la probabilidad P de que el exceso o defecto de sucesos procedentes de la fuente, medido por AIROBICC, sea debido a las fluctuaciones poissonianas del fondo isótropo de RC. El umbral medio de AIROBICC para fotones (c) varía entre 15 y 30 TeV, según la altura de la fuente sobre el horizonte. No se observa correlación apreciable (d) entre el flujo medido por los telescopios y la magnitud de los excesos observados por AIROBICC.*

(CT3-CT6) como por CT1 y CT2 [2, 4, 6]. Sin embargo, debido a problemas en la electrónica (§5.3), sólo 36 noches de observación con AIROBICC son aprovechables. De hecho, fue el interés por el estado de actividad de Mkn 501 el que motivó que se detectara y resolviera uno de estos problemas (la interferencia o *cross-talk* entre los canales de tiempos de distintas casetas de AIROBICC, que empeoraba significativamente la resolución angular). De estas 36 noches, en 32 hay observaciones con alguno de los telescopios. Es interesante por tanto comparar nuestros resultados con las medidas de flujo de éstos para buscar alguna correlación.

En la figura 6.24 vemos el flujo integral determinado por los telescopios para cada día de observación (a) y las probabilidades P de los excesos registrados por AIROBICC (b). Las energías umbral de las observaciones (entre 16 y 31 TeV)

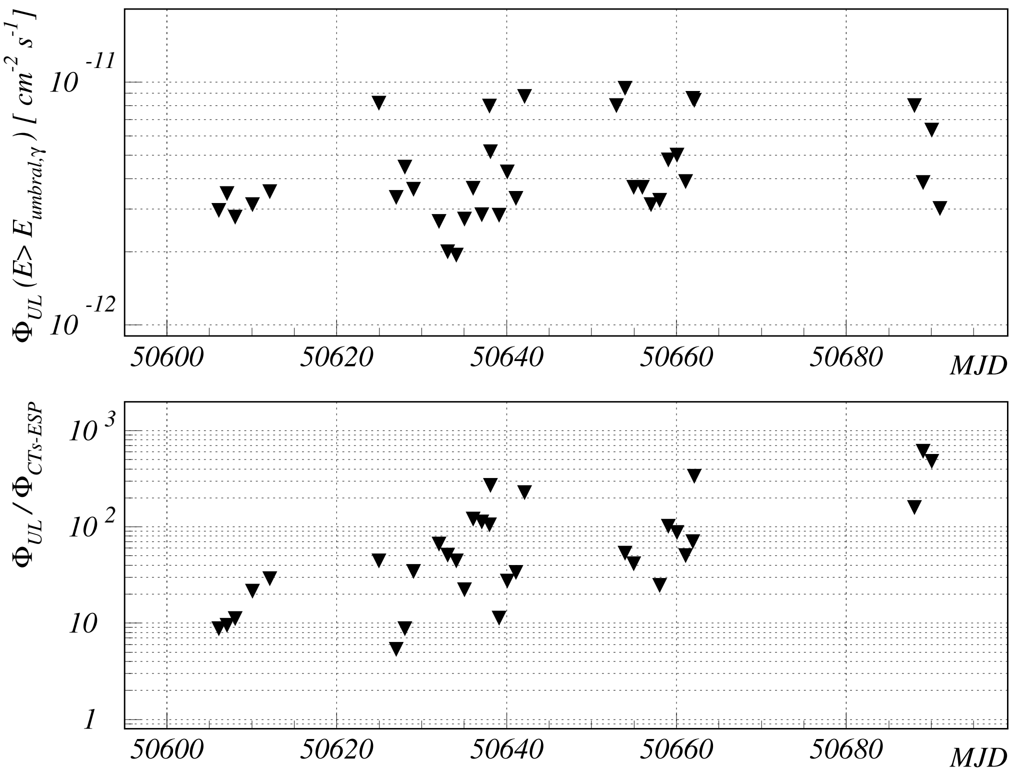

Figura 6.25: *Límites superiores al flujo de fotones de Mkn 501 ($E > E_{umbral,\gamma}$) determinados por AIROBICC para las 36 noches de observación válidas de 1997. En la gráfica inferior se muestran los cocientes entre dichos límites y el flujo integral de fotones esperado cada noche a partir de las medidas de los telescopios (en las 32 noches en las que disponemos de esta información). Para obtener éste se ha supuesto que el espectro diferencial se comporta como una simple ley de potencias a partir de $E \simeq 10$ TeV, siguiendo el modelo de Band [5].*

se muestran en (c). Los excesos son poco significativos, sólo tres de ellos tienen probabilidades $P < 0.1$, y la probabilidad del mayor de ellos, considerando las 36 noches estudiadas, es de alrededor del 40%. No existe correlación temporal entre los valores de P y el flujo determinado por los telescopios (d), como en cualquier caso era de esperar tratándose de excesos tan poco significativos.

La noche de mayor intensidad del *flare*, la del 26 al 27 de Junio ($MJD = 50625.98$), no está incluida en nuestra muestra final de AIROBICC por haber sido eliminada en los cortes de calidad (§5.3.3). Concretamente, fue excluida por el corte en el número mínimo de detectores de centelleo operativos: 224, cuando el mínimo exigido por nuestros criterios de calidad era de 225. Por lo demás los datos parecen perfectamente normales, por lo cual facilitamos también los datos de dicha noche, aunque no estén incluidos en las figuras: $N_{ON} = 23$, $\hat{N}_B = 20.40$, $P = 0.31$.

Los límites superiores al flujo obtenidos para cada noche los podemos comparar con los flujos esperados a partir de las medidas de los telescopios. Para calcular el flujo integral esperado por encima del umbral energético de AIROBICC hemos considerado que la forma del espectro no depende del flujo absoluto [5]. El resultado se muestra en la figura 6.25. Vemos que incluso en los días de *flares* mas intensos, nuestros límites se encuentran como mínimo un factor 10 por encima del flujo esperado. Esto quiere decir que un *flare* (de duración de alrededor de una noche) tendría que ser diez veces más intenso que los mayores observados hasta la fecha en Mkn 501 para alcanzar un nivel de flujo detectable por AIROBICC.

Conclusiones

Hemos presentado en esta memoria la búsqueda de fuentes puntuales de radiación gamma de $E \gtrsim 15$ TeV con el detector de cascadas atmosféricas AIROBICC. El trabajo realizado ha consistido, fundamentalmente en:

- Desarrollo de métodos de calibración del detector y verificación de su correcto funcionamiento mediante comparación de sus observaciones con las de otros elementos del experimento HEGRA (fundamentalmente la matriz de centelleadores y el sistema de telescopios Cherenkov.
- Estudio de las posibilidades de supresión del fondo de radiación cósmica cargada en los datos de AIROBICC, con el empleo del llamado método *LES* desarrollado por otros autores.
- Estudio de los métodos estadísticos óptimos para la búsqueda de fuentes puntuales.

La muestra analizada comprende las observaciones realizadas entre Agosto de 1994 y Julio de 1999. Los principales resultados obtenidos son los siguientes:

- No se ha encontrado evidencia estadísticamente significativa de emisión continua de ninguno de los 197 objetos seleccionados como candidatos plausibles a fuentes de fotones de muy alta energía.
- El tercer mayor exceso observado (2.3 σ) entre las 197 fuentes corresponde a la Nebulosa del Cangrejo, la candela estándar en este rango de energías. Si bien el exceso es modesto, es consistente con el flujo medido por otros experimentos, considerando los errores sistemáticos.
- Los límites superiores al flujo obtenidos son en media de 1.3 veces el flujo de la Nebulosa del Cangrejo. Para la submuestra de blázars cercanos, estos límites contradicen los resultados positivos de otros autores, difíciles de interpretar en los modelos aceptados de producción y propagación de la radiación gamma extragaláctica.
- Se ha llevado a cabo también una búsqueda de fuentes puntuales extendida a todo el cielo visible por AIROBICC. El método empleado es algo menos

sensible que el utilizado en la búsqueda restringida a las 197 fuentes, pero permite imponer límites absolutos al flujo de fuentes puntuales en todo el hemisferio norte. Los límites medios varían, con el umbral energético, en función de la declinación, y son de entre 2 y 5 veces el flujo de la Nebulosa del Cangrejo; los valores máximos son de entre 6 y 14 veces este valor.

- El método de separación gamma/hadrón utilizado no consigue mejorar la sensibilidad de la búsqueda de emisión continua, debido fundamentalmente a que no es eficaz a energías próximas al umbral de AIROBICC y al deficiente funcionamiento de la matriz de centelleadores durante prácticamente la mitad del periodo de toma de datos analizado.

- Por último, se ha realizado, para las 197 fuentes de nuestro catálogo, una búsqueda de excesos esporádicos en la escala de tiempos de una noche de observación. No encontramos evidencias significativas de emisión esporádica. Debido a la baja estadística acumulada por fuente en una sola noche, los límites absolutos obtenidos para $E \lesssim 20$ TeV son de entre 20 y 100 Crabs en función del tiempo de observación (entre 1 y 5.5 horas). Se ha prestado especial interés al estudio del blázar Mkn 501 durante 1997 por haber mostrado un estado de gran actividad a las energías inmediatamente inferiores, no habiéndose encontrado correlación entre los excesos observados por AIROBICC y los flujos determinados por los telescopios a energías de hasta 15 TeV.

Apéndice A

Corrección de la ganancia de AIROBICC con θ y ϕ

Como se explica en §4.2.5, la ganancia absoluta de AIROBICC depende de la dirección de incidencia de la luz Cherenkov (que es la dirección del eje de la cascada). Por ello, hay que aplicar a los valores de la densidad de luz Cherenkov medida por AIROBICC una corrección para poder compararlos con las predicciones de la simulación Montecarlo. El valor de la densidad de luz Cherenkov a 90 metros del eje de la cascada, L_{90}, obtenido a partir del ajuste exponencial a la distribución lateral de la luz Cherenkov es:

$$L_{90} = L_0 \cdot \exp\,(-90\ m/R_L) \tag{A.1}$$

Donde suponemos que al valor de L_0 ya le hemos aplicado una corrección (calculada independientemente para cada noche de toma de datos, ver §4.2.5) que hace que su valor sea *en media* comparable al de la simulación para $\theta \in [0, 15°]$ y $\phi \in [0 - 360°]$. El valor final de L_{90} viene dado por (§4.2.5):

(A.2)

$$log_{10}(L_{90}) \Rightarrow log_{10}(L_{90}) + (A_1\ sen\ \theta + A_2\ sen^2\theta) \cdot sen\ (\phi - \phi_0) + A_3 + A_4\ sen\ \theta$$

siendo los valores de los parámetros en cada uno de los periodos de datos analizados los siguientes:

Periodo	ϕ_0 (°)	A_1	A_2	A_3	A_4
P1	34	0.244	-0.403	0.016	-0.209
P2	34	0.247	-0.384	0.060	-0.275
P3	47	0.202	-0.265	0.043	-0.227
P4	49	0.293	-0.442	0.020	-0.236
P5	45	0.226	-0.326	0.033	-0.230

Apéndice B

Estudio de la validez de la fórmula de Li y Ma

Desde su publicación en 1983 [69], el de Li y Ma es el método estándar empleado en astronomía gamma para el cálculo de la significancia estadística de una posible señal. Sea N_{ON} el número de sucesos observado en la zona *ON* que presumiblemente contiene una fuente de fotones gamma, y N_{OFF} el correspondiente número de sucesos registrado en la zona *OFF*. Llamamos α al cociente de los ángulos sólidos subtendidos por ambas zonas[1], $\alpha = \Omega_{ON}/\Omega_{OFF}$. La mejor estimación del número de sucesos debidos al fondo en la zona *ON* será:

$$\hat{N}_B = \alpha \cdot N_{OFF} \tag{B.1}$$

Y el valor estimado del número de fotones gamma procedentes de la fuente será entonces:

$$N_s = N_{ON} - \hat{N}_B \tag{B.2}$$

Podemos obtener la significancia estadística del exceso (B.2) observado mediante la fórmula de Li y Ma:

(B.3)

$$S = \sqrt{2}\left\{N_{ON}\ \ln\left[\frac{1+\alpha}{\alpha}\left(\frac{N_{ON}}{N_{ON}+N_{OFF}}\right)\right] + N_{OFF}\ \ln\left[(1+\alpha)\left(\frac{N_{OFF}}{N_{ON}+N_{OFF}}\right)\right]\right\}^{1/2}$$

En el caso de que todos los sucesos observados en la zona *ON* procedieran del fondo, y para valores de $\langle N_{OFF}\rangle$ y $\langle N_{ON}\rangle$ *no excesivamente bajos*, el valor

[1] De forma más general, α es el cociente entre las *exposiciones* del detector a la señal y al fondo. En el caso de AIROBICC, si determinamos el fondo por el método del anillo (§5.1.2), el tiempo de observación de la fuente y el fondo es el mismo, por lo que $\alpha = \Omega_{ON}/\Omega_{OFF}$. Si calculamos el fondo mediante un método de Montecarlo (ver p. 142), $\alpha = 1/N_{MC}$, siendo N_{MC} el número de sucesos de fondo simulados por cada suceso real. Sin embargo, en las observaciones realizadas con telescopios Cherenkov, $\alpha = t_{ON}/t_{OFF}$, puesto que en general los tiempos t_{ON} y t_{OFF} dedicados a la observación de fuente y fondo son diferentes pero la aceptancia angular del telescopio es en ambos casos la misma, $\Omega_{ON} = \Omega_{OFF}$.

de S así calculado seguiría una distribución gaussiana de media 0 y varianza 1 (fig. B.1). Podremos afirmar entonces que hemos observado un exceso *de S desviaciones estándar*, y calcular la probabilidad de que el exceso observado sea una fluctuación aleatoria del fondo isótropo mediante la fórmula (5.11). Para verificar que los valores de S siguen una distribución gaussiana (para un cierto rango de valores de α y del número de sucesos observados) hemos realizado una simulación, generando repetidamente valores aleatorios de N_{OFF} y N_{ON} según distribuciones de Poisson de parámetros $\langle N_{OFF}\rangle$ y $\langle N_{ON}\rangle = \alpha \cdot \langle N_{OFF}\rangle$ (esto es, suponiendo que no hay fuente y todos los sucesos registrados son de fondo), e histogramado los valores de S resultantes de aplicar la fórmula (B.3). El resultado se muestra en la figura B.1 (puntos negros) para diversos valores de α y $\langle N_{ON}\rangle$.

En el caso en N_{ON} y N_{OFF} sean suficientemente altos como para que sus distribuciones poissonianas puedan aproximarse por gaussianas (lo que no es necesario para que la fórmula B.3 sea válida), la significancia de la observación puede calcularse de manera más sencilla:

$$S = \frac{N_s}{\hat{\sigma}(N_s)} = \frac{N_{ON} - \alpha N_{OFF}}{\sqrt{N_{ON} + \alpha^2 N_{OFF}}} \tag{B.4}$$

dado que en ese caso, y por tratarse de N_{ON} y N_{OFF} de dos medidas independientes, la varianza de $N_s = N_{ON} - \hat{N}_B$ puede estimarse como:

(B.5)
$$\hat{\sigma}^2(N_s) = \hat{\sigma}^2(N_{ON}) + \hat{\sigma}^2(\alpha N_{OFF}) = \hat{\sigma}^2(N_{ON}) + \alpha^2\hat{\sigma}^2(N_{OFF}) = N_{ON} + \alpha^2 N_{OFF}$$

Las fórmulas (B.3) y (B.4) proporcionan resultados muy similares cuando el número de sucesos registrados es suficientemente alto. En la figura B.1 los cuadrados representan la significancia calculada según la fórmula (B.4), y los puntos negros la obtenida por (B.3). Para $\alpha \leq 1$ y $\langle N_{ON}\rangle > 100$, lo que es válido para una parte del análisis realizado en el presente trabajo, la distribución de significancias calculadas por la fórmula de Li y Ma (B.3) es aproximadamente una gaussiana de media cero y varianza 1 (línea continua), con un leve sesgo hacia valores negativos que se hace menor según aumenta la estadística. En la misma figura vemos también cómo, para cada valor de α, la validez de (B.4) aumenta según crece $\langle N_{ON}\rangle$, por ser (B.5) cada vez un mejor estimador de la varianza de N_s.

En nuestro análisis (en el que $\alpha = 0.01$) hemos utilizado la fórmula B.3 para la determinación de la significancia estadística de los excesos en los casos con $\hat{N}_B > 100$, es decir, la búsqueda de emisión continua a las energías más bajas accesibles a AIROBICC. En los casos con estadística menor, la búsqueda de emisión continua a altas energías (en la llamada *muestra B* de sucesos), y la búsqueda de emisión esporádica en periodos cortos (una noche de observación), hemos empleado la expresión (5.12) para calcular directamente la probabilidad de que el exceso observado sea una fluctuación aleatoria del fondo poissoniano.

Por último, la estimación (B.5) de la varianza de N_s la hemos empleado en la determinación de los límites superiores (según el procedimiento de Helene [49]) a la emisión continua a bajas energías; para todas las fuentes estudiadas se verifica que la estadística total acumulada es suficientemente alta como para justificar el empleo de dicha estimación.

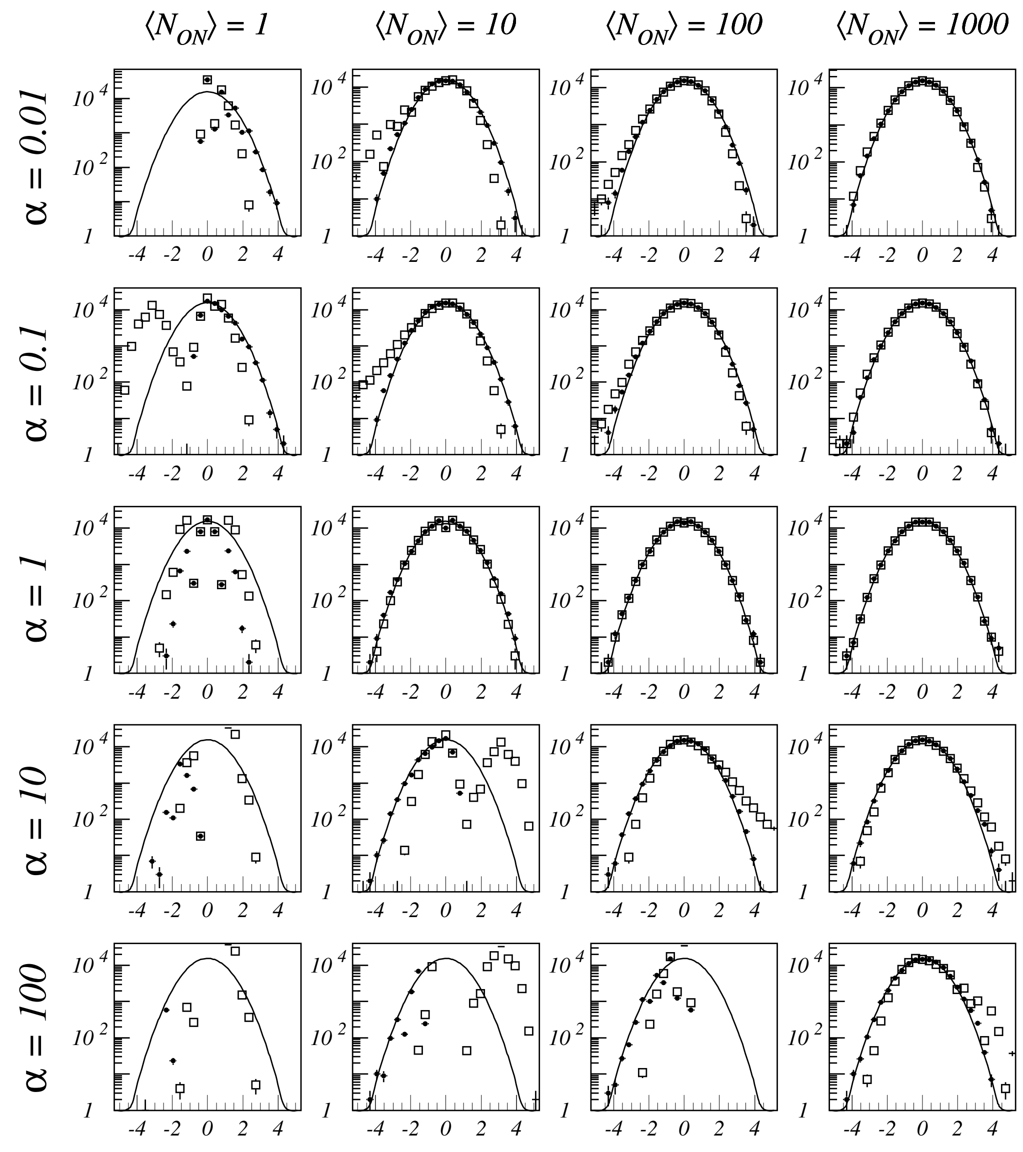

Figura B.1: *Comprobación de la validez de las fórmulas B.3 (puntos negros) y B.4 (cuadrados) para el cálculo de la significancia. Se simularon, para diferentes valores de* α *y* $\langle N_{ON} \rangle$*, un total de* 10^5 *sucesos, generando los valores de* N_{ON} *y* N_{OFF} *según distribuciones de Poisson y suponiendo que no hay contribución a* N_{ON} *de ninguna fuente. La línea continua corresponde a la gaussiana de media 0 y varianza 1, distribución que idealmente deberían seguir las significancias calculadas.*

Apéndice C

Fórmula generalizada para el cálculo del flujo

Supongamos una fuente de fotones γ observada durante cierto periodo. Un total de $N_{\gamma,0}$ fotones de la fuente con energía superior al umbral de nuestro detector han alcanzado el nivel de observación dentro del área efectiva de éste. De ellos, un número N_γ es reconstruido por el detector en el interior de la zona *ON* del cielo definida en torno a la fuente (§5.1.1). La suma de éstos y la contribución N_B debida al fondo isótropo de RC cargada será igual al número total de sucesos en la zona *ON*: $N_{ON} = N_\gamma + N_B$. Teniendo en cuenta que el área efectiva y el tiempo de observación son los mismos para la señal y el fondo, es fácil ver que la relación entre N_γ y N_B será:

$$\frac{N_\gamma}{N_B} \simeq \frac{\Phi_\gamma \cdot \epsilon_\gamma}{\langle \Phi_{RC} \rangle \cdot \Omega_{ON}} \tag{C.1}$$

- Φ_γ: flujo medio de fotones con $E > E_{umbral,\gamma}$ emitidos por la fuente a lo largo del periodo de observación (sucesos por unidad de tiepo y de superficie).

- $\epsilon_\gamma = N_\gamma / N_{\gamma,0}$: fracción del total de los fotones de la fuente que se reconstruyen en el interior de la zona *ON* (ver tabla 5.8).

- $\langle \Phi_{RC} \rangle$: flujo medio, a lo largo del periodo de observación, del fondo de radiación cósmica cargada en un entorno de la fuente, calculado según (5.31) (sucesos por unidad de tiempo, de superficie y de ángulo sólido).

- Ω_{ON}: ángulo sólido subtendido por la zona *ON*.

Sustituyendo en (C.1) N_B por su estimador, $\hat{N}_B$, obtenemos:

$$N_\gamma \simeq \frac{\Phi_\gamma \ \epsilon_\gamma}{\langle \Phi_{RC} \rangle \ \Omega_{ON}} \ \hat{N}_B \tag{C.2}$$

Si analizamos conjuntamente los datos de varios periodos con diferentes configuraciones del detector, como los definidos en la tabla 5.2, el número total N_γ de fotones registrados en la zona ON en torno a una hipotética fuente será:

$$N_\gamma \simeq \sum_{i=1}^{n} \left(\frac{\Phi_\gamma \ \epsilon_{\gamma,i}}{\langle \Phi_{RC,i} \rangle \ \Omega_{ON,i}} \ \hat{N}_{B,i} \right) \tag{C.3}$$

El índice i recorre los n periodos analizados (P1 - P5 en nuestro caso). Ω_{ON}, ϵ_γ, $\hat{N}_B$ y $\langle \Phi_{RC} \rangle$ toman valores distintos para cada periodo i, debido a las variaciones de resolución angular y energía umbral del detector a lo largo de los periodos y a la diferente duración de éstos. Φ_γ lo consideramos constante puesto que lo que tratamos de determinar es el flujo medio de la fuente durante el tiempo total de observación. Cada uno de los sumandos en (C.3) es un estimador del número de sucesos de señal $N_{\gamma,i}$, y su suma lo es por tanto de N_γ. Sustituyendo N_γ por su estimador, $N_{ON} - \hat{N}_B$ (donde N_{ON} y $\hat{N}_B$ son los valores totales para el conjunto de los n periodos), y despejando Φ_γ obtenemos:

$$\Phi_\gamma = \frac{N_{ON} - \hat{N}_B}{\sum_1^n \frac{\hat{N}_{B,i} \ \epsilon_{\gamma,i}}{\langle \Phi_{RC,i} \rangle \ \Omega_{ON,i}}} \qquad \Longrightarrow \qquad \Phi_{\gamma,UL} = \frac{N_{UL}}{\sum_1^n \frac{\hat{N}_{B,i} \ \epsilon_{\gamma,i}}{\langle \Phi_{RC,i} \rangle \ \Omega_{ON,i}}} \tag{C.4}$$

Para el cálculo del límite superior del flujo, $\Phi_{\gamma,UL}$ simplemente hemos sustituido $(N_{ON} - \hat{N}_B)$ por N_{UL}, el límite superior al número de sucesos de señal para el total del periodo de observación, calculado según §5.1.4. En el caso sencillo en que $n = 1$, la fórmula (C.4) se transforma en (5.34).

Índice de Figuras

Índice de Tablas

Bibliografía

[1] Aguilar-Benítez, M. et al. "Review of Particle Physics". Phys. Rev. D (1996)

[2] Aharonian, F.A., et al. "Measurement of the flux, spectrum, and variability of TeV gamma-rays from Mkn 501 during a state of high activity". Astronomy and Astrophysics 327 (1997) L5-L8.

[3] Aharonian, F. y Atoyan, A.M. "Nonthermal radiation of the Crab Nebula". Neutron Stars and Pulsars Symposium, Tokio (1997) (*preprint* astro-ph9803091).

[4] Aharonian, F.A., et al. "The temporal characteristics of the TeV gamma-radiation from Mkn 501 in 1997, I: Data from the stereoscopic imaging atmospheric Cherenkov telescope system of HEGRA". Astronomy and Astrophysics 342 (1999) 69-86.

[5] Aharonian, F.A., et al. "The time averaged TeV energy spectrum of Mkn 501 of the extraordinary 1997 outburst as measured with the stereoscopic Cherenkov telescope system of HEGRA". Astronomy and Astrophysics 349 (1999) 11-28.

[6] Aharonian, F.A., et al. "The temporal characteristics of the TeV Gamma emission from Mkn 501 in 1997 – Part II: Results from HEGRA CT1 and CT2". Astronomy and Astrophysics 349 (1999) 29-44.

[7] Aharonian, F. A. et al. "Observations of Mkn 421 during 1997 and 1998 in the energy range above 500 GeV with the HEGRA stereoscopic Cherenkov telescope system". Astronomy and Astrophysics 350 (1999) 757-764.

[8] Aharonian, F. A. et al. "The Energy Spectrum of TeV Gamma-Rays from the Crab Nebula as measured by the HEGRA system of imaging air Cherenkov telescopes". Aceptado para su publicación en Ap. J. (2000).

[9] Alexandreas, D. E. et al. "Point source search techniques in ultra high energy gamma ray astronomy". Nucl. Instr. Meth. A 328 (1993) 570-577.

[10] Amenomori, M. et al. "Observation of Multi-TeV Gamma Rays from the Crab Nebula using the Tibet Air Shower Array". The Astrophysical Journal Letters 525 (1999) L93-L96.

[11] Arqueros, F. et al. “Separation of Gamma and Hadron Initiated Air Showers with Energies between 20 and 500 TeV”. Astroparticle Physics 4 (1996) 309

[12] Barrio, J. A., “Status and New Results of the HEGRA Experiment”. 16^{th} European Cosmic Ray Symposium, Alcalá de Henares (1998).

[13] Berezinskii, V.S. et al. “Astrophysics of Cosmic Rays”. North-Holland, Elsevier Science Publishers (1990).

[14] Bradbury, S.M., et al. “Detection of gamma-rays above 1.5 TeV from Mkn 501”. Astronomy and Astrophysics 320 (1997) L5-L8.

[15] Capdevielle, J. N., et al. “The Karlsruhe Extensive Air Shower Simulation Code CORSIKA”. KfK Report 4998, Instituto de Física Nuclear, Karlsruhe (1992).

[16] Catanese, M. et al. “Discovery of gamma-ray emission above 350 GeV from the BL Lacertae object 1ES 2344+514”. The Astrophysical Journal 501 (1998) 616-623.

[17] Chadwick, P.M. et al. “Centaurus X-3 - A Source of High Energy Gamma Rays”. The Astrophysical Journal 503 (1998) 391-395.

[18] Chanmugam, G. y Brecher, K. “Ultra-high energy γ rays and cosmic rays from acreting degenerate stars”. Nature 313 (1985) 767-768.

[19] Chardin, G. y Gerbier, G. “Cygnus X-3 at high energies: a critical analysis of observational results”. Astronomy and Astrophysics 210 (1989) 52-65.

[20] Cheng, K.S. et al. “Energetic radiation from rapidly spinning pulsars I. Outer magnetosphere gaps”. The Astrophysical Journal 300 (1986) 500-521.

[21] Corbet, Robin et al. “XTE ASM Catalog ♯990106” http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/SOF/ASM_Catalog.html (1999)

[22] Cortina, J. et al. “Methods for determining the primary energy of cosmic ray showers”. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 23 (1997) 1733-1749.

[23] Cortina, J. “Medida del espectro y composición química de los rayos cósmicos en el rango de 300 TeV a 30 PeV”. Tesis doctoral, Universidad Complutense, Madrid (1997).

[24] Costa E. et al. “Discovery of an X-ray afterglow associated with the gamma-ray burst of 28 February 1997”. Nature 387 (1997) 783

[25] De Paolis, F. et al. “High-energy γ-ray emission from GRBs”. astro-ph/0006095 (2000) y referencias allí citadas.

[26] Dingus, B.L. et al. “GLAST: GeV astronomy with thousands of sources”. Proc. 25^{th} ICRC (Durban) 5 (1997) 69-72.

[27] Dwek, E. y Slavin, J. The Astrophysical Journal 436 (1994) 696.

[28] Eckmann, R. et al. "A Study of Angular Resolution for Electromagnetic Air Showers". Proc. 22^{nd} ICRC (Dublín) 4 (1991). 464.

[29] Daum, A. et al. "The HEGRA Stereoscopic System of Imaging Cherenkov Telescopes". Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector - V, Kruger Park, South Africa (1997) 178-183.

[30] De Jager, O.C. y Harding, A.K. "The expected high to ultra-high energy gamma-ray spectrum of the Crab Nebula". The Astrophysical Journal 396 (1992) 161-172.

[31] De Jager, O.C. y Harding, A.K. "Gamma Ray Observations of the Crab Nebula: a study of the Synchro-Compton Spectrum". The Astrophysical Journal 457 (1996) 253.

[32] Denninghoff, S. "Bestimmung von oberen Flussgrenzen des diffusen γ-Strahlungsuntergrunds im Energiebereich von $20-100$ TeV". Tesis Doctoral, Max-Planck-Institut fuer Physik, Muenchen (en preparación).

[33] Dermer, C. y Schlickeiser, R. "Model for the high-energy emission from blazars". The Astrophysical Journal 416 (1993) 458-484.

[34] Faleiro, E. y Contreras, J.L. "A study of fluctuations in extensive air showers simulated by Monte Carlo methods". J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 24 (1998) 1795-1804.

[35] Fegan, D. "Gamma Ray Astronomy above 0.1 TeV", en "High Energy Astrophysics" (editor: Matthews, J.M.) World Scientific Publishing Co. (1994).

[36] Fermi, E. "On the Origin of the Cosmic Radiation". Phys. Rev. 75 (1949) 1169-1174.

[37] Fonseca, V. et al. "Proposal for AGN Observation programme with the HEGRA CTs". HEGRA Collaboration Internal note (1996).

[38] Fossati, G. et al. "A unifying view of the spectral energy distributions of blazars". Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 299 (1998) 433-448.

[39] Gaisser, Thomas K. "Cosmic Rays and Particle Physics". Cambridge University Press (1990).

[40] Goldreich, P. y Julian, W.H. "Pulsar electrodynamics". The Astrophysical Journal 157 (1969) 869-880.

[41] Green, R. M. "Spherical Astronomy". Cambridge University Press (1985).

[42] Green, D. A. "A Catalogue of Galactic Supernova Remnants (1998 September version)". Mullard Radio Astronomy Observatory, Cambridge, United Kingdom. http://www.mrao.cam.ac.uk/surveys/snrs/

[43] Greiner, Jochen et al. “GRBs localized with WFC (BeppoSAX) or BATSE/RXTE or ASM (RXTE) or Ulysses/KONUS/NEAR”. http://www.aip.de/ jcg/grbgen.html

[44] Greisen, K. Prog. Cosmic Ray Phys. 3 (1956) 1.

[45] Grove, J.E. et al. “Gamma-ray spectral states of galactic black hole candidates”. The Astrophysical Journal 500 (1998) 899-908.

[46] Guseinov, Oktay, et al. “A Catalogue of Low and High Mass X-Ray Binaries”. http://astroa.physics.metu.edu.tr/ tuncay/Cataloque/h1t.htm

[47] Harding, A.K. y de Jager, O.C. “Pulsars and Plerions as Gamma-Ray Sources”. Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector - V, Kruger Park, South Africa (1997) 64-76.

[48] Heck, D. “Recent Extensions to the Air Shower Simulation Program CORSIKA”. 25^{th} International Cosmic Ray Conference, Durban, Sudáfrica (1997).

[49] Helene, O. “Upper limit of peak area”. Nucl. Instr. Meth. 212 (1983) 319-322.

[50] Hillas, A. M. “The sensitivity of Cherenkov radiation to the longitudinal development of cosmic-ray showers”. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 8 (1982) 1475-1492.

[51] Hillas, A.M. “Cherenkov Images of EAS Produced by Primary Gamma-Rays and by Nuclei”. Proc. 19^{th} ICRC (La Jolla) 3 (1985) 445.

[52] Hillas, A.M. “Initial modelling of TeV spectra observed at the Whipple Observatory”. Astroparticle Physics 11 (1999) 27-34.

[53] Hillas, A.M. et al. “The spectrum of TeV gamma rays from the Crab Nebula”. The Astrophysical Journal 503 (1998) 744-759.

[54] Hoffman, C.M. et al. “Gamma-ray astronomy at high energies”. Reviews of Modern Physics Vol. 71, 4 (1999) 897-936.

[55] Hurley, K. et al. “Detection of a Gamma-Ray Burst of Very Long Duration and Very High Energy”. Nature 372 (1994) 652

[56] Jelley, J. V. “Čerenkov radiation and its applications”. Pergamon Press (1958).

[57] Kanbach, G. “EGRET Observations of High Energy Gamma Ray Pulsars”. Proc. of the COSPAR symposium, Birmingham (1996).

[58] Karle, A. “Entwicklung eines neuartigen atmosphärischen Tscherenkovdetektors und Messungen an hochenergetischer Kosmischer Strahlung zwischen 15 und 1000 TeV”. Tesis doctoral, Ludwig-Maximilians-Universität München (1994).

[59] Karle, A. et al. “Design and performance of the angle integrating Cherenkov array AIROBICC”. Astroparticle Physics 3 (1995) 321.

[60] Karle, A. et al. “Search for gamma radiation above 24 Tev from cosmic point sources”. Astroparticle Physics 4 (1995) 1-13.

[61] Karle, A. et al. “Search for isotropic gamma radiation in the cosmological window between 65 and 200 TeV”. Physics letters B 347 (1995).

[62] Kataoka, J. et al. “Multiwavelength observations of the TeV blazar Mrk 501 in March 1996. The first report of the detection by EGRET”. Astroparticle Physics 11 (1999) 149-151.

[63] Kennel, C.F. y Coroniti, F.V. “Confinement of the Crab pulsar’s wind by its supernova remnant”. The Astrophysical Journal 283 (1984) 694-709.

[64] Krawczynski, H. et al. “An Optimized Method for the Reconstruction of the Direction of Air Showers for Scintillator Arrays”. Nucl. Instr. Meth. A 383 (1996) 431.

[65] Krawczynski, H. “Search for TeV Counterparts of Gamma-Ray Bursts with the HEGRA Detector”. Tesis doctoral, Universität Hamburg (1997).

[66] Krennrich, F. et al. “TeV Flare Spectra of Mkn 421 and Mkn 501”. Proc. 26^{th} ICRC (Salt Lake City) 3 (1999) 301-304.

[67] Kühr, H. et al. “The optical identification status of the 1 Jy radio source catalogue”. Astronomy and Astrophysics Suppl. 105 (1994) 211.

[68] Leo, William R., “Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments” 1994 Springer-Verlag.

[69] Li, T. y Ma, Y. “Analysis Methods for Results in Gamma-Ray Astronomy”. The Astrophysical Journal 272 (1983) 317-324.

[70] Longair, M. S. “High Energy Astrophysics”. Cambridge University Press (1992).

[71] Lorenz, E. “High Energy Gamma Astronomy above 200 GeV”. Nuclear Physics B (Proc.Suppl.) 3A,B (1993).

[72] Lorenz, E. “The MAGIC Telescope Project”. Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector - V, Kruger Park, South Africa (1997) 415-421.

[73] Mannheim, K. et al. “The proton blazar” Astronomy and Astrophysics 269 1993) 67-76.

[74] Mannheim, K. et al. “Beacons at the gamma ray horizon”. Astronomy and Astrophysics 315 (1996) 77-85.

[75] Maraschi, L. at al. “A jet model for the gamma-ray emitting blazar 3C 279”. The Astrophysical Journal Letters 397 (1992) L5-L9.

[76] Martínez, S. et al. “Monte Carlo Simulation of the HEGRA Cosmic Ray Detector Performance”. Nucl. Instr. Meth. A 357 (1995) 567-579.

[77] Martínez, S. “Caracterización de Rayos Cósmicos de muy alta energía con el detector HEGRA mediante simulación”. Tesis doctoral, Universidad Complutense de Madrid (1996).

[78] Mayall, N.U. y Oort, J.H. “Further data bearing on the identification of the Crab Nebula with the supernova of 1054 A.D. Part II. The astronomical aspects.” Publications of the Astronomical Society of the Pacific 318 (1942) 95.

[79] Merck, M. “Suche nach Quellen ultrahochenergetischer kosmicher Strahlung mit dem HEGRA-Detector”. Tesis doctoral, Ludwig-Maximilians-Universität München (1993).

[80] Mori, M. et al. “Cygnus X-3 and EGRET gamma-ray observations”. The Astrophysical Journal 476 (1997) 842-846.

[81] Muraishi, H. et al. “Search for TeV Gamma Rays from the SNR RXJ1713.7-3946”. Proc. 26^{th} ICRC (Salt Lake City) 3 (1999) 500-502.

[82] Oser, S. et al. “High energy gamma-ray observations of the Crab Nebula and pulsar with the solar tower atmospheric Cherenkov effect experiment”. astro-ph/0006304 (2000)

[83] Paciesas, W.S. et al. “The Fourth BATSE Gamma-Ray Burst Catalog (Revised)” The Astrophysical Journal Supplement 122 (1999) 465.

[84] Padilla, L. et al. “Search for gamma-ray bursts above 20 TeV with the HEGRA AIROBICC Cherenkov array”. Astronomy and Astrophysics 337 (1998) 43.

[85] Padilla, L. Tesis Doctoral, Universidad Complutense de Madrid. En preparación.

[86] Padovani, P. y Giommi P. “A Sample-oriented Catalogue of BL Lacertae Objects”. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 277 (1995) 1477.

[87] Padovani, P. “High Energy Emission from AGN and Unified Schemes”. Vulcano Workshop “Frontier Objects in Astrophysics and Particle Physics” (1998). astro-ph/9901130

[88] Panter, M. et al. “Precision Determination of Source Location with the HEGRA IACT System”. Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector - V, Kruger Park, South Africa (1997) 278-283.

[89] Petry, D., et al. “Detection of VHE γ-rays from Mkn 421 with the HEGRA Cherenkov Telescopes”. Astronomy and Astrophysics 311 (1996) L13-L16.

[90] Pian, E. et al. “Beppo Sax observation of unprecedented synchrotron activity in the BL Lacertae object Markarian 501”. The Astrophysical Journal Letters 492 (1998) L17-L20.

[91] Piron, F., et al. "Observations of Gamma-ray emission from the blazar Markarian 421 above 250 GeV with the CAT cherenkov imaging telescope". Proc. 26^{th} ICRC (Salt Lake City) 3 (1999) 326-329.

[92] Portocarrero, Ciro E. "La componente de radiación Cherenkov como elemento diferenciador entre cascadas atmosféricas iniciadas por rayos gamma y protones en el rango de energía de $10^{10} - 10^{16}$ eV". Tesis doctoral, Universidad Complutense de Madrid (1999).

[93] Prahl, J. "Suche nach kosmischen γ-Punktquellen oberhalb von 20 TeV mit den HEGRA-Detektorfeldern", Tesis doctoral, Universidad de Hamburgo (1999).

[94] Press, William H. "Numerical Recipes in C". Cambridge University Press (1988).

[95] Prosch, C. "Suche nach Supernovaüberresten als Quellen der Kosmischen Strahlung im Energiebereich oberhalb von 14 TeV mit dem AIROBICC-Detektor des HEGRA-Experiments". Tesis doctoral, Ludwig-Maximilians-Universität München (1999).

[96] Protheroe, R. J. , Turver, K. E. "Computer Simulations of Cherenkov Light from Large Cosmic-Ray Showers". Il Nuovo Cimento 51 A (1979) 277.

[97] Protheroe, R.J. y Meyer, H. "An infrared background-TeV gamma-ray crisis?". Submitted to Physics Letters B. astro-ph/0005349 (2000)

[98] Pühlhoffer, G. et al. "Observations of the supernova remnants Cas-A and Tycho with the HEGRA stereoscopic IACT system". Proc. 26^{th} ICRC (Salt Lake City) 3 (1999) 492-495.

[99] Punch, M., et al. "Detection of TeV photons from the active galaxy Markarian 421". Nature 358 (1992) 477.

[100] Quinn, J., et al. "Detection of Gamma Rays with E $>$ 500 GeV from Markarian 501". The Astrophysical Journal Letters 456 (1996) L83-L86.

[101] Ramana Murthy, P. y Wolfendale, A.W. "Gamma-ray astronomy". Cambridge Astrophysics Series, Cambridge University Press (1993).

[102] Rees, M. J. y Mészáros, P. "Relativistic fireballs – Energy conversion and time-scales" Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 304 (1992) L31

[103] Rodríguez, M.D. "Estudio de cascadas en la atmósfera iniciadas por rayos cósmicos de muy alta y ultra-alta energía". Tesis doctoral, Universidad Complutense, Madrid (1993).

[104] Rossi, Bruno. "High Energy Particles". Prentice-Hall, Incorporated (1952).

[105] Schmele, D. "Himmlesdurchmusterung mit dem HEGRA-Szintillatorfeld". Tesis doctoral, Universität Hamburg. GCA-Verlag (1998).

[106] Sekido, Yataro (Ed.) “Early history of cosmic ray studies”. D. Reidel Publishing Company (1995).

[107] Smith, E.P. et al. “On the nature of QSO host galaxies”. The Astrophysical Journal 306 (1986) 64-89.

[108] Sokolsky, Pierre. “Introduction to ultrahigh energy cosmic ray physics”. Addison-Wesley (1989).

[109] Stickel, M. y Kühr, H. “An update of the optical identification status of the S4 radio source catalogue”. Astronomy and Astrophysics Suppl. 103 (1994) 349.

[110] Tanimori, T. et al. “Detection of gamma rays of up to 50 TeV from the Crab Nebula”. The Astrophysical Journal Letters 492 (1998) L33-L36.

[111] Tanimori, T. et al. “Discovery of TeV Gamma Rays from SN 1006: Further Evidence for the Supernova Remnant Origin of Cosmic Rays”. The Astrophysical Journal Letters 497 (1998) L25-L28.

[112] Tavernet, J.P. et al. “VHE Spectral Properties of Mrk 501 with the CAT telescope”. Proc. 26^{th} ICRC (Salt Lake City) 3 (1999) 322-325.

[113] Themistocle Collab. “The Crab Gamma Ray Spectrum Over 2 TeV”. Proc. 24^{th} ICRC (Roma) 2 (1995) 315.

[114] Thompson, D. J. et al. “The Second EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources”. The Astrophysical Journal Supplement 101 (1995) 259.

[115] Tibet AS_γ Collaboration. “Search for Supra-TeV Gamma-Ray Emission from Nearby AGNs with the Tibet Air Shower Array”. Proc. 26^{th} ICRC (Salt Lake City) 3 (1999) 418-421.

[116] Urry, C.M. y Padovani, P. “Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei”. Publications of the Astronomical Society of the Pacific 107 (1995) 803-845.

[117] Vestrand, W.T. et al. “An outburst of GeV gamma-ray emission from Cen X-3” The Astrophysical Journal Supplement 483 (1997) 49-52.

[118] Völk, H.J. “Particle Acceleration and Gamma-Ray Production in Shell Remnants”. Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector - V, Kruger Park, South Africa (1997) 87-106.

[119] Weekes, T. C., et al. “Observation of TeV Gamma-rays from the Crab Nebula using the Atmospheric Cherenkov Imaging Technique”. The Astrophysical Journal 342 (1989) 379.

[120] Welford, W. P. y Winston, R. “The Optics of Non-imaging Concentrators”, cap. 4. Academic Press, Nueva York (1978).

[121] Westerhoff, S., et al. “Neural networks for gamma/hadron-separation with the HEGRA Geiger towers” Proc. 24^{th} ICRC (Roma) 3 (1995) 770.

[122] Westerhoff, S. "Search for extragalactic γ-ray point sources with the HEGRA air shower array". Tesis doctoral, Universität Wuppertal (1996).

[123] Westerhoff, S., et al. "Milagrito Detection of TeV emission from Mrk 501". Proc. 26^{th} ICRC (Salt Lake City) 3 (1999) 330-333.

[124] Wiebel-Sooth, B. "Measurement of the allparticle energy spectrum and chemical composition of cosmic rays with the HEGRA detector". Tesis doctoral, Universität Wuppertal (1998).

[125] Wiebel-Sooth, B. et al. "Cosmic Rays. VII: Individual element spectra: prediction and data". Astronomy and Astrophysics 330 (1998) 389-398.

[126] Willmer, M. "Suche nach Quellen von γ-Strahlung mit Energien oberhalb von 28 TeV mit der Szintillationszählermatrix des HEGRA-Experimentes". Tesis doctoral, Christian-Albrechts-Universität Kiel (1997).

[127] Zweerink, J. A. et al. "The TeV gamma-ray spectrum of Markarian 421 during an intense flare". The Astrophysical Journal Letters 490 (1997) L141-L144.

Agradecimientos

Muchas son las personas sin cuya ayuda nunca hubiera podido concluir este trabajo. Victoria Fonseca me ofreció a finales de 1993 la oportunidad de unirme al Grupo de Altas Energías del departamento de Física Atómica de la UCM, cuya participación en el experimento HEGRA dirige. Eckart Lorenz, del Instituto Max Planck de Munich, es el *padre* del detector AIROBICC, y ha sido a lo largo de todos estos años una constante fuente de nuevas ideas y sugerencias en todas las ocasiones en que hemos coincidido en Madrid, Munich o La Palma.

Desde su reincorporación al GAE en 1995, José Luis Contreras se convirtió sin duda en el gran impulsor de AIROBICC, y en particular de la investigación expuesta en esta memoria, que a su llegada no había apenas comenzado y en la que ha participado a todos los niveles. De las discusiones con José Luis, y de sus (innumerables) comentarios sobre las versiones previas de todos los capítulos, se ha beneficiado enormemente el contenido de esta tesis. Además de su dirección y trabajo en el campo estrictamente científico, hay que destacar su preocupación por dotar al grupo HEGRA de Madrid de un sistema informático con la potencia y capacidad necesarias para llevar a cabo el análisis de los datos de AIROBICC. Junto a él, y con notable eficacia pese a mis frecuentes quejas, José María Fontanillo, *Fonta*, se ha encargado en los últimos tiempos del mantenimiento y actualización de nuestras *máquinas*, como digno sucesor del ya legendario *Sanchezj*. Contar con ellos ha sido una verdadera suerte para todo el grupo.

Del grupo del profesor Fernando Arqueros debo mucho a Juan Cortina y a Sergio Martínez, responsables de la simulación Montecarlo de AIROBICC y de la matriz de centelleadores. Sin su trabajo, el mío hubiera resultado prácticamente imposible. Con Luis Padilla, incombustible *compañero de reemplazo*, he mantenido interminables y fructíferas discusiones sobre gran parte de los métodos utilizados en el análisis, y muchas otras, quizás menos fructíferas pero igualmente interminables, sobre cualquier otro tema imaginable. Como autoridades mundialmente reconocidas que son en las más diversas materias (*Linux, PAW, Hbook, CORSIKA, emacs, LaTeX,* etc), Luis y el resto de mis actuales colegas del GAE, Jose Carlos González, Juan Abel Barrio, David Martínez Borque, Aitor Ibarra, Fabrizio Lucarelli, e incluso nuestros más recientes *fichajes* Emma Oña y Marcos López Moya, han sido de gran ayuda en muchas ocasiones. Lo mismo puedo decir de todos aquellos con los que he coincidido en el departamento, entre otros, Nacho de la Calle, Juan Gª Beteta, Juan Fernández, Alberto Sánchez, Eduardo Faleiro, Luis Carlos Martínez, Ciro Portocarrero, Jesús Salgado y Carlos del Burgo. Con algunos de ellos he pasado además buenas temporadas trasnochando en el Roque de los Muchachos.

Con todos los grupos de HEGRA en Alemania implicados en AIROBICC, como los de Hamburgo y Wuppertal, hemos mantenido una importante colaboración, pero ésta ha sido especialmente intensa con el grupo del instituto Max Planck de Física de Munich. Sven Denninghoff compartió con nosotros su biblioteca de sucesos simulados, que ha facilitado enormemente nuestros estudios del método *LES*. Wolfgang Wittek ha revisado exhaustivamente la mayoría de los programas de reconstrucción utilizados en Madrid, siendo además el autor de parte importante de las versiones más recientes de éstos. Pese a incorporarse a AIROBICC hace tan sólo tres años, ha contribuido mucho con su concienzudo trabajo a nuestra comprensión del detector, y es una verdadera lástima el no haber contado con él en los primeros tiempos del experimento. De los que en algún momento han trabajado para AIROBICC en Munich debo recordar asimismo a Christian Prosch, Harald Kornmayer, Jürgen Gebauer y Rainer Plaga. Mis breves estancias en Munich han sido tan productivas como agradables gracias a ellos y a nuestros colegas *de telescopios* Stella Bradbury y Dirk Petry.

Fuera de la facultad he disfrutado durante todo este tiempo del apoyo de mi familia, en especial de mi madre, a quien probablemente debo el haber decidido dedicarme a la Física, y de todos mis amigos, que llevan tres años oyéndome asegurar que *"ya estoy acabando la tesis"* cada vez que me preguntan por *mis* rayos cósmicos. A todos ellos, muchas gracias.

Por último quiero agradecer el apoyo económico del programa de formación de personal investigador de la Comunidad de Madrid durante los primeros años de mi colaboración con HEGRA.