



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
POSGRADO EN CIENCIAS (FÍSICA)

**SIMULACIÓN DE UN DETECTOR CHERENKOV, TIPO TELESCOPIO
ATMOSFÉRICO**

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRA EN CIENCIAS (FÍSICA)

PRESENTA:
TANIA ERÉNDIRA RIVERA TORRES

TUTOR PRINCIPAL
DR. JOSÉ RUBEN ALFARO MOLINA
INSTITUTO DE FÍSICA, UNAM

MIEMBROS DEL COMITE TUTOR
DRA. MARÍA MAGDALENA GONZÁLEZ SÁNCHEZ
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA, UNAM
DR. ERNESTO JOSÉ MARÍA DE LA SALETE BELMONT MORENO
INSTITUTO DE FÍSICA, UNAM

MÉXICO, D. F. OCTUBRE 2014.



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Índice

Lista de siglas	3
Resumen	4
1 Introducción	6
1.1 Rayos cósmicos	6
1.1.1 Cascadas atmosféricas extensas	8
1.1.2 Fuentes de rayos cósmicos	13
1.2 Rayos gamma	16
1.2.1 Fuentes de rayos gamma	17
1.3 Telescopios Cherenkov atmosféricos	20
1.3.1 Efecto Cherenkov producido por los rayos cósmicos en la atmósfera	22
2 OMEGA	27
2.1 El sitio donde se ubica	27
2.2 El telescopio en OMEGA	29
2.2.1 El detector	32
2.2.2 Cámara	33

	2
2.2.3 Electrónica	35
2.3 Los TC a gran altura	37
3 Simulación Monte Carlo	41
3.1 Simulación de la cascada	42
3.1.1 La atmósfera	44
3.2 Simulación del reflector	48
3.3 Simulación de la cámara	54
3.4 Parametrización de las imágenes de la cámara	57
3.5 Modos de operación del TC	60
3.6 Luz de fondo	61
3.7 Simulación de los parámetros de la cascada	66
4 Análisis y resultados	69
4.1 Separación gamma - hadrón usando los parámetros de la cascada	69
4.1.1 Rechazo de hadrones usando las gráficas α	70
4.2 Análisis de los parámetros largo y ancho	71
4.3 Comparando con los resultados de HEGRA	74
5 Conclusiones	76
Bibliografía	77

Lista de siglas

CAE	Cascada atmosférica extendida.
FE	Foto electrones.
FADC	(Fast Analogic Digital Converter) convertidor analógico digital.
FM	Foto multiplicador.
FPD	Función puntual de dispersión.
FWHM	(Full Width At Half Maximum) el valor a la mitad de la altura máxima.
HAWC	(High Altitude Water Cherenkov Experiment) experimento con agua Cherenkov a gran altitud.
HEGRA	(High Energy Gamma Ray Astronomy) astronomía de rayos gamma de energía alta.
HESS	(High Energy Stereoscopic System) sistema esteresocópico de energía alta.
IR	Infra rojos.
MC	Monte Carlo.
OMEGA	Observatorio Mexicano de GAmas.
px	Pixel.
RC	Rayos cósmicos.
RG	Rayos gamma.
TC	Telescopio Cherenkov.
UV	Ultra violeta.

Resumen

Los rayos cósmicos se descubrieron cuando pudo comprobarse que la conductividad eléctrica de la atmósfera terrestre se debía a la ionización causada por radiaciones de alta energía; son partículas que proceden del espacio exterior y su energía es alta, debido a que su velocidad es cercana a la de la luz. Estas partículas golpean la atmósfera de la Tierra a razón de $1000 \text{ m}^2/\text{s}$ (flujo integrado a 10 GeV). La mayoría de ellas son núcleos ionizados; aproximadamente 90% protones, 9% partículas alfa, pequeñas fracciones de elementos pesados (núcleos pesados ionizados) y 1% de otras partículas como rayos gamma, neutrinos, muones, electrones, positrones, etc.

Las partículas cargadas son deflecionadas por los campos magnéticos galácticos y extragalácticos, de modo que no pueden rastrearse hasta su origen. Los rayos gamma o fotones con alta energía (superior a 1 GeV) que alcanzan la atmósfera no son más que una pequeña fracción de los rayos cósmicos ($\approx 0.1\%$), no obstante la detección de rayos gamma es el método más eficiente para obtener información sobre las fuentes de rayos cósmicos u objetos astrofísicos, de interés.

El proyecto Observatorio MExicano de rayos Gamma de muy Alta Energía (OMEGA), propone instalar dos detectores atmosféricos Cherenkov (tipo telescopio) a 4100 m, en el volcán Sierra Negra, Puebla, México. Se espera que este observatorio sea capaz de detectar rayos cósmicos y rayos gamma, de alrededor de 1 TeV de energía.

El objetivo de OMEGA es monitorear blazares, detección indirecta de materia oscura y seguimiento de fuentes gamma. Así como determinar el balance entre colección de luz, razón de fondo y eficiencia de la respuesta negativa¹, para las condiciones del sitio. Con lo cual, se

¹Esta incluye:

el ruido de fondo del cielo, que es la luz que entra en el aparato de medición, en ausencia de fuentes de luz y se debe principalmente a la difusión de la luz de la atmósfera;

el ruido electrónico, que es una fluctuación aleatoria en las señal eléctricas, característica de todos los circuitos electrónicos;

el factor de exceso de ruido, que es el ruido estadístico inherente en el proceso de multiplicación de la señal.

pretende comprobar que colocar los detectores de la generación anterior en sitios más altos (de modo que se incremente la colección de luz) es una opción para las nuevas generaciones de telescopios Cherenkov. Esta es una opción alterna a la de construir espejos colectores mayores y más caros. Si se logra, se estudiarán las fuentes galácticas y extragalácticas en una región con un flujo de sensibilidad mejorado y la posibilidad de detectar nuevas fuentes.

Empleando el método de Monte Carlo en el presente trabajo, se simula el funcionamiento de uno de estos telescopios adaptándolo a las condiciones y geometría propias de OMEGA. Los resultados que se presentan, toman en cuenta la simulación de las áreas de colección, la resolución angular, la calidad óptica de los espejos y se sigue el procedimiento de reducción de datos que se utilizó en el observatorio HEGRA (High Energy Gamma Ray Astronomy). Validamos nuestra simulación, comparándola con resultados publicados por HEGRA, a 2200 m snm. Esperamos que dicha simulación, nos ayude a entender el funcionamiento de los instrumentos que se emplearán en OMEGA en su sitio, Sierra Negra a 4100 m snm.

Este trabajo se divide en 5 capítulos, en el primero de ellos, hablaremos de los rayos cósmicos y los rayos gamma, su interacción con la atmósfera, la producción de luz Cherenkov a partir de las cascadas que dichos rayos generan y de como éstos son detectados indirectamente desde la Tierra, usando telescopios Cherenkov.

En el capítulo 2 hablaremos de OMEGA, el sitio en que se halla y cómo funciona el telescopio que se usa en la simulación. Describiremos el reflector, la cámara, la electrónica y cómo se toman los datos.

En el capítulo 3 detallaremos la simulación Monte Carlo, incluyendo cada una de las subrutinas involucradas en los cálculos: atmósfera, cascada, detector, reflector y cámara.

Continuaremos en el capítulo 4 describiendo la reducción de los datos, la forma de parametrizar las imágenes registradas por los telescopios y los procedimientos para la discriminación de la señal. Se muestran y analizan los resultados de la simulación para 2 200 m snm, comparándolos con los resultados experimentales.

Por último en el capítulo 5 anotamos las conclusiones de este trabajo.

Capítulo 1

Introducción

En este capítulo trataremos la historia y la fenomenología de rayos cósmicos y gamma, su interacción con la atmósfera, la producción de las cascadas aéreas extendidas, cómo se genera la radiación Cherenkov y la manera de detectarla.

1.1 Rayos cósmicos

Becquerel descubrió la radiactividad natural en 1896. A principios de 1900 ya se conocía la radiactividad, la existencia de los rayos alfa, beta y gamma.¹ Wilson, Elster y Geitel en 1901 comprueban la existencia de radiación en el aire.

Se medía la radiactividad con electros copios que detectaban la ionización que esta produce en el aire. No obstante, se detecta una ligera ionización, inclusive estando lejos de las fuentes radiactivas de laboratorio. Esto, se atribuyó a las fuentes naturales que se hallan en la superficie terrestre, de modo que lejos de la superficie, dicha señal debería disminuir.

En 1912 Hess [He12] observaba la ionización del aire a grandes alturas empleando globos, cuando a 5 km de altura la cámara de ionización que usaba registró varias reacciones. Entonces notó que la ionización atmosférica aumenta con la altitud y concluyó que la radiación debía proceder del espacio exterior. En 1914, Kohlhörster confirma los resultados de Hess a 9 km de altura (donde la ionización es 50 veces superior que al nivel del mar), evidenciando

¹Los rayos alfa son núcleos de He frenados en unos pocos cms de aire; los beta son electrones, con mayor poder de penetración que los alfa; los gamma son fotones, no son desviados por campos electromagnéticos y requieren cms de Pb para reducir su intensidad.

el origen extraterrestre de la radiación responsable de la ionización. En 1925 Millikan llamó a dicha radiación: rayos cósmicos (RC). Dado que esta radiación posee un extraordinario poder de penetración, se supuso que debían ser rayos gamma (RG) más penetrantes que los de origen terrestre.

En 1929, Skobeltzyn con una cámara de niebla (en la que se visualizan las trayectorias o trazas de las partículas cargadas) observó la presencia de partículas de energía alta que identificó como electrones y consideró que eran extraídos de la materia por los rayos gamma cósmicos. Ese mismo año, Bothe y Kolhörster, usando dos contadores Geiger entre los que interpusieron una gruesa capa de Pb (capaz de frenar todos los electrones de alta energía) observaron que la radiación cósmica producía señal simultáneamente en ambos detectores [Kö96]. Demostrando, con ésto, que las partículas que Skobeltzyn había identificado como electrones pertenecían a la propia radiación cósmica.

En 1930 Compton comprobó que la mayor parte de las partículas en los RC están cargadas positivamente. En 1932, Rossi dió a conocer las cascadas de partículas producidas por la colisión de un fotón o ion energético con un núcleo atómico. Experimentos posteriores probaron la existencia de una amplia variedad de partículas, entre las que se hallaron el positrón (por Anderson en 1933) y el muón (por Anderson y Neddenmeyer en 1937).

En 1938, Auger y sus colegas observaron coincidencias entre las señales producidas en contadores Geiger que se encontraban separados por distancias de hasta 300 m [Au39]. Concluyeron que cuando un RC interacciona con la atmósfera, se produce una lluvia (o cascada) de partículas, que llegan simultáneamente (ya que viajan todas a una velocidad igual, o cercana a la de la luz) y que la formación de la cascada debe iniciarse a gran altitud en la atmósfera, para poder explicar su extensión. Sus cálculos [Au38] predecían que algunas de las partículas de la cascada, debían haber sido producidas por rayos gamma de 1 TeV de energía, la cual es muy alta comparada con las energías típicas de los electrones en los átomos, que varían entre 1 eV y 1 keV, o las de las radiaciones asociadas a los fenómenos nucleares del orden de 1 MeV. Sin embargo, la formación de lluvias o cascadas, no explicaba la existencia de la radiación extraordinariamente penetrante que se observa en la superficie terrestre. La naturaleza del origen hadrónico o electromagnético de los RC, era debatida.

En 1940, se desarrollaron las emulsiones nucleares (similares a las placas fotográficas, pero sensibles a las partículas ionizantes), con el objeto de hallar la partícula mesón, predicha por Yukawa (1930) para explicar la interacción nuclear. Al ser un medio mucho más denso que el de la cámara de niebla, la probabilidad de observar interacciones es mayor. En 1941 se confirma la naturaleza esencialmente protónica de los RC.

En 1947, empleando la cámara de niebla, se demostró que existían dos tipos de mesones. Uno de los cuales se frenaba rápidamente y se desintegraba convirtiéndose en otro de masa

ligeramente menor, pero de mucho mayor poder de penetración. El primero, el pión (hallado por Powell), es la partícula buscada por Yukawa; el segundo, es el muón.

En los años siguientes se descubrieron las trazas de núcleos pesados ($Z > 2$) y muchas otras partículas nuevas entre los RC empleando las emulsiones, se produjo un avance en el entendimiento de las interacciones nucleares y se aclaró que la radiación observada en la superficie terrestre se debe al constante bombardeo de partículas sobre la Tierra.

Entre 1950 y 1960 se desarrollaron nuevas técnicas de detección, como Cherenkov, centelleo, chispas y los semiconductores. Posteriormente, los cohetes y satélites permitieron hallar fuera de la atmósfera terrestre dos isótopos de He, electrones, positrones y trazas de núcleos muy pesados ($Z > 90$), como componentes de los RC.

Entonces, la radiación cósmica contiene toda clase de partículas, además de la radiación energética que llega a la Tierra procedente del espacio; distinguiéndose núcleos atómicos (96% H; 3% He; 1% C, N, O y Fe), rayos gamma, electrones, positrones, neutrinos, etc. Entonces, lo que Auger detectó fueron las partículas procedentes de una cascada iniciada en la atmósfera a gran altura por los RC, denominada cascada atmosférica extensa (CAE).

Durante la guerra fría, en 1963, el satélite espía Vela 6911, mismo que se pretendía usar para controlar la proliferación de armas nucleares, detectó RG de alta energía provenientes del espacio exterior, mientras buscaba radiación generada a partir de pruebas nucleares en Rusia. Los resultados se publicaron hasta 1973, se encontraron 16 fuentes de RG con energías 0.2 - 1.5 MeV observadas entre julio de 1969 y julio de 1972 [K173]. Esto hizo necesario desarrollar técnicas de detección para RG; de alta energía (mayores a 1 GeV). Al principio, los detectores en satélites fueron más exitosos en la medición de RG, actualmente los arreglos superficiales terrestres han complementado las medidas realizadas por detectores en satélites.

Ahora sabemos que la radiación cósmica tiene una componente hadrónica (partículas cargadas) y otra electromagnética (fotones con energías desde unos cuantos MeV, hasta varios TeV). Comúnmente, se conoce como RC a la componente hadrónica y RG a la electromagnética. Además, también es claro ahora, que ambas componentes pueden producir CAE, de las cuales hablaremos a continuación.

1.1.1 Cascadas atmosféricas extensas

En general se produce una cascada atmosférica extendida (CAE) cuando un RC de energía superior a algunas decenas de GeV interacciona con un núcleo atmosférico. Si una partícula cargada entra a la atmósfera, puede:

- experimentar sucesivas dispersiones elásticas en los campos coulombianos de los núcleos

atmosféricos;

- colisionar con los electrones o con los núcleos, perdiendo energía en el medio (proceso dominante a bajas energías);
- interactuar con los núcleos, desviándose de su trayectoria original y sufrir una aceleración que la hace emitir radiación de frenado (Bremsstrahlung), este proceso domina a altas energías (decenas de MeV);
- moverse en el medio más rápido que la luz, sin perder mucha energía y crear una onda de choque (por la despolarización anisótropa de los átomos y moléculas que la rodean) que genere la emisión luminosa Cherenkov.

En cambio si un fotón energético (gamma) entra en la atmósfera puede:

- chocar con un electrón atómico, transferirle energía, desaparecer y arrancar al electrón del átomo (efecto fotoeléctrico);
- impactar con el electrón, que este se lleve una parte de la energía, excitándose o abandonando al átomo; mientras el fotón queda con una energía inferior a la inicial y en distinta dirección (dispersión Compton), efecto que es importante para energías intermedias ~ 1 MeV;
- crear pares electrón-positrón, para energías > 1 MeV.

Los RC que contienen núcleos, al chocar con un núcleo atmosférico (por ejemplo de N u O), producen una reacción en la que parte de la energía se transforma en materia, se liberan electrones y se crean nuevas partículas, sobre todo piones. El núcleo incidente o los fragmentos resultantes después de este choque siguen viajando a gran velocidad hacia el suelo hasta que de nuevo tiene lugar otra reacción en la que se producen más partículas y así sucesivamente el proceso se repite muchas veces (en cascada), creándose una gran variedad de partículas (figura 1.1). Algunos fragmentos logran alcanzar la superficie terrestre, pudiendo generarse más de 10^{11} partículas nuevas, por cada partícula primaria.

Los fotones energéticos contenidos en el flujo de RC, se materializan en un par $e^+ - e^-$ en presencia de un núcleo atmosférico, los electrones y positrones son desviados por otros núcleos, emitiendo fotones Bremsstrahlung y continuando su camino. Los fotones secundarios pueden iniciar un nuevo brazo de la cascada si su energía es mayor de 1.022 MeV. Los pares pueden producir también cascadas electromagnéticas. Cada fotón Bremsstrahlung vuelve a materializarse en un nuevo par $e^+ - e^-$, que a su vez va emitiendo nuevos fotones, repitiendo el proceso, hasta que la energía por partícula disminuye ~ 81 MeV (que es la energía en la que la sección eficaz de los fotones para el efecto Compton, se aproxima a la de la producción de pares y las pérdidas de energía de los e^\pm por ionización se equiparan a las de la radiación por frenado en el aire), luego la energía se disipa por el efecto Compton para los fotones o con el choque y la ionización del medio para los electrones, finalmente la cascada disminuye hasta desaparecer.

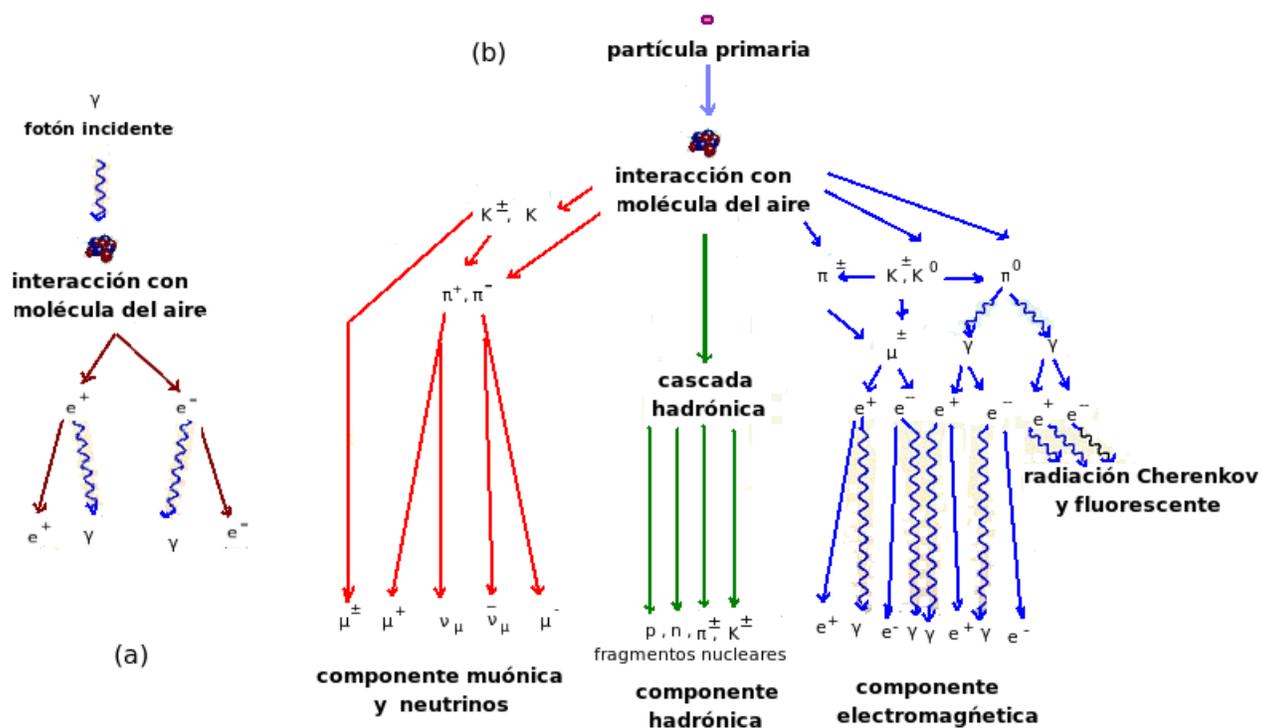


Figura 1.1: Cascada de partículas generada por (a) un fotón incidente y (b) por una partícula.

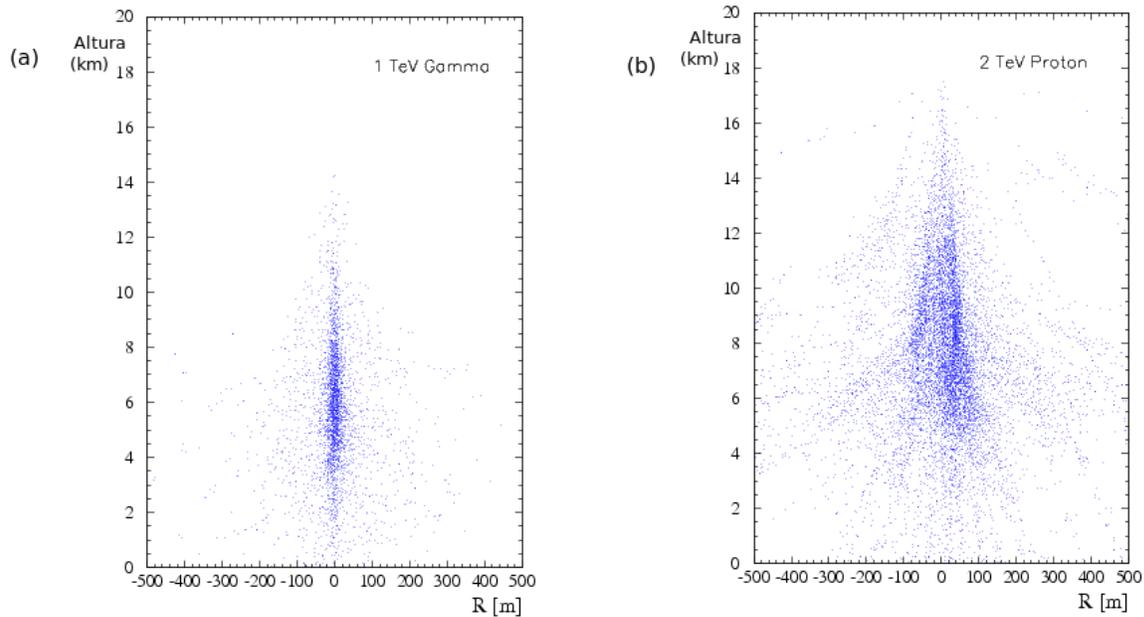


Figura 1.2: Simulación de la cascada de partículas generada por (a) un fotón incidente y (b) por una partícula.

La parte hadrónica de la cascada, donde la primera interacción es hadrón-núcleo y los productos pueden ser núcleos, nucleones, piones, etc., tiene gran poder de penetración y genera continuamente a las componentes electromagnética y la muónica de la cascada. Los hadrones secundarios sin suficiente energía decaen principalmente en muones y gammas, pero pueden comenzar una nueva rama electromagnética de la cascada hadrónica. El momento ortogonal de las cascadas hadrónicas es mayor respecto al de las cascadas electromagnéticas (ver figura 1.2), debido a que los protones primarios generan una cascada donde el proceso se complica con interacciones fuertes, hay muchas posibilidades de interacciones y una amplia variedad de partículas producidas, mientras que la cascada electromagnética tiende a seguir produciendo sólo fotones.

En la cascada, la mayoría de las partículas conforman un frente cónico casi plano de 1 a 2 m de espesor, que viaja a una velocidad cercana a la luz, con un radio dependiente de la energía de la partícula primaria (~ 50 m para un protón de 1 TeV) y cuyo eje tiene la misma dirección con que incide dicha partícula en la atmósfera. La dispersión de las partículas en el frente es coulombiana múltiple, debida a electrones y positrones.

Los piones neutros creados se desintegran casi instantáneamente, convirtiéndose en dos rayos gamma. Los piones cargados pueden chocar con otro núcleo atmosférico produciendo nuevas partículas o desintegrarse en un muón y un neutrino. El muón puede desintegrarse con-

virtiéndose en un electrón y dos neutrinos, pero debido a su velocidad (cercana a la de la luz), una parte importante de los muones logran alcanzar la superficie terrestre. Son tan penetrantes que muchos de ellos alcanzan profundidades de cientos de metros bajo tierra y al ser partículas cargadas, dejan un rastro de ionización, por eso fueron las primeras partículas secundarias detectadas.

En la componente muónica de la cascada, los muones de alta energía llegan prácticamente intactos al nivel de la superficie terrestre, conservando la información de su altura de producción y del desarrollo de la cascada. Los muones de más de 100 GeV proceden de las primeras interacciones de la cascada, mientras que los de menos de 100 GeV se originan principalmente de la desintegración de piones cargados [So89].

Los neutrinos que se crean en la desintegración de los piones y de los muones, a pesar de ser muy numerosos, poseen una probabilidad de interacción con la materia extremadamente pequeña (pueden atravesar completamente la Tierra), lo que causó que pasaran desapercibidos en los primeros experimentos.

Cada uno de los fotones provenientes de la desintegración de los piones produce a su vez una cascada electrón-fotón todas ellas constituyen la componente electromagnética de la cascada. La sección transversal de dicha componente, consiste en un disco de fotones gamma, electrones y positrones que se mueve a la velocidad de la luz teniendo como eje la dirección del RC primario (figura 1.1). Esta rama, se alimenta principalmente de la desintegración de los piones neutros y en pequeña proporción, de la desintegración de los muones de baja energía² en electrones y neutrinos. A medida que la cascada se acerca al suelo, el disco (que acota las interacciones con la atmósfera) aumenta su radio debido a las colisiones elásticas de los electrones con los núcleos atmosféricos. El número de partículas en el disco inicial crece hasta llegar a una profundidad en la que alcanza el máximo desarrollo, a partir de ahí las partículas son absorbidas en la atmósfera. Por ejemplo, un protón (núcleo de H) primario de 10^{15} eV produce una nube de partículas que alcanza su plenitud a unos 6 km snm, con aproximadamente un millón de partículas, un tercio de las cuales pueden alcanzar el nivel del mar ocupando una extensión de unos 100 m de radio.

La componente de partículas que alcanzan el suelo varía según la altitud (a mayor altura menos atmósfera con la que interaccionar), con la latitud (a mayor latitud mayor cantidad de partículas desviadas por el campo magnético) y sufren cierta variación con el ciclo solar (de 11 años). La mayor intensidad de las partículas que alcanzan el suelo se da en los polos.

A nivel del mar, y para una latitud de unos 45°N , las componentes principales son muones (72%), fotones (15%) y neutrones (9%). Las dosis recibidas debido a los RC se encuentran

² Los de alta energía tienen una vida larga, debida a la dilatación temporal relativista.

entre 300 Sv³ y 2000 Sv al año, en promedio 380 Sv/año. La radiactividad aumenta a grandes alturas por el incremento en la cantidad de partículas secundarias de la cascada inducida por las partículas que llegan a la atmósfera. En promedio, para toda la gama de energías, se espera que cerca de los 10 km de altitud la razón de ionización sea máxima. Las partículas primarias generadas en la cascada se encuentran a una razón de 1000/ m²s fuera de la atmósfera y están compuestas de 90% protones y 9% de partículas alfa [Ga90]. El resto son núcleos pesados cargados.

1.1.2 Fuentes de rayos cósmicos

Una de las fuentes de RC que más se han estudiado, son las supernovas; i.e. explosiones estelares extremadamente violentas y luminosas, que son de los eventos naturales más energéticos y se han asociado al final de la vida de una estrella masiva (más de 8 veces la masa del Sol).

La fusión nuclear en el centro de la estrella masiva produce un núcleo de hierro, al detenerse causa una diferencia entre la presión de radiación y la fuerza gravitatoria, que provoca el colapso del núcleo y que se expulsan las capas externas de la estrella. El núcleo se compacta dando lugar a una estrella de neutrones o a un agujero negro, dependiendo de su masa. La estrella completa explota y su envoltura es expulsada a gran velocidad; la mayoría de la energía se libera en forma de neutrinos energéticos y el resto acelera al medio estelar a tal velocidad que se forma una onda de choque que se mueve hacia afuera. El material en expansión y el colectado en el viaje forman un remanente de supernova que son los principales candidatos del origen, permanencia y aceleración inicial de gran parte de los RC.

En el Sol, la reconexión de líneas magnéticas en el plasma solar induce campos eléctricos que aceleran el plasma y lo someten a fenómenos turbulentos. Estos fenómenos pueden suministrar a las partículas energías de varias decenas de GeV, emitiendo RC de baja energía en los periodos en que se producen grandes erupciones solares, fenómenos poco frecuentes. Se han identificado líneas de emisión de núcleos ligeros en las fulguraciones solares y en supernovas.

Existe una clase de galaxias con una región central, el núcleo activo de la galaxia, que emite radiación en un amplio intervalo del espectro electromagnético (desde ondas de radio, hasta rayos gamma) y que contiene fuentes de partículas de alta energía.

³El sievert (Sv), es una unidad derivada del SI que mide la dosis de radiación absorbida por la materia viva, equivalente a un J/ kg; da un valor numérico, con el que se pueden cuantificar los efectos producidos por las radiaciones ionizantes.

La potencia de los procesos que tienen lugar en el núcleo activo es tal que no puede ser atribuída a reacciones térmicas o nucleares en una estrella. Se cree que en el centro del núcleo activo hay un hoyo negro supermasivo ($10^6 - 10^{10}$ masas solares), cuya energía aumenta su potencial gravitacional, debido a la masa de la materia que cae dentro y es acrecentada por el material que lo rodea, hasta formar un disco (de acreción) alrededor del hoyo.

La fricción y los procesos turbulentos en este disco hacen que se caliente algunos keV, transformando el potencial gravitacional en radiación térmica, que puede excitar y ionizar átomos en nubes gaseosas cercanas al hoyo central. Cuando la materia es atraída hacia la región exterior cercana al agujero negro y rota, alrededor del núcleo se forma, debido a los campos gravitacionales y magnéticos, un toro opaco de gas y polvo, parte de tal materia se fuga a enormes velocidades en forma de RC.

En el 10% de este tipo núcleos el material que cae al agujero produce chorros, la mayoría detectados en TeV. Las emisiones térmicas provienen de su disco de acreción (rayos IR a X) y del toro (IR). La emisión de radio, se relaciona con la emisión sincrotrón de partículas relativistas en chorro.

Los sistemas binarios están formados por una estrella principal y una estrella colapsada (que puede ser una enana blanca, una estrella de neutrones o un agujero negro). En las binarias de rayos X, el objeto compacto acrecienta su masa a partir de su estrella acompañante. Se considera que son fuentes de RC.

La radiación inicial depende de la composición química de la fuente y de los mecanismos con que se acelera, al viajar por el espacio interacciona con el medio interestelar, alterando su naturaleza por ionización, fragmentación de núcleos, producción de partículas nuevas, deflexión por campos electromagnéticos, modulaciones estelares, etc. Los productos resultantes y la componente primordial no modificada forman la radiación cósmica primaria, que incide en la atmósfera terrestre. Al penetrar en la atmósfera la componente primaria de los RC interactúa con la atmósfera y el campo magnético terrestre, produciendo la radiación cósmica secundaria.

El modelo que empleó Auger para el cálculo de la energía primaria estaba basado en una cascada puramente electromagnética, el resultado que proporcionó fue aproximado, pues los RC pueden tener una energía superior a los 10^{20} eV (cien millones de veces superior a la que se puede impartir a una partícula en los aceleradores).

Los datos disponibles de los RC, corresponden a las mediciones de las componentes primaria y secundaria; para determinar la componente primordial se usan modelos de propagación en el medio interestelar y de interacción con la atmósfera, consistentes con las predicciones de los modelos de producción y aceleración de los RC.

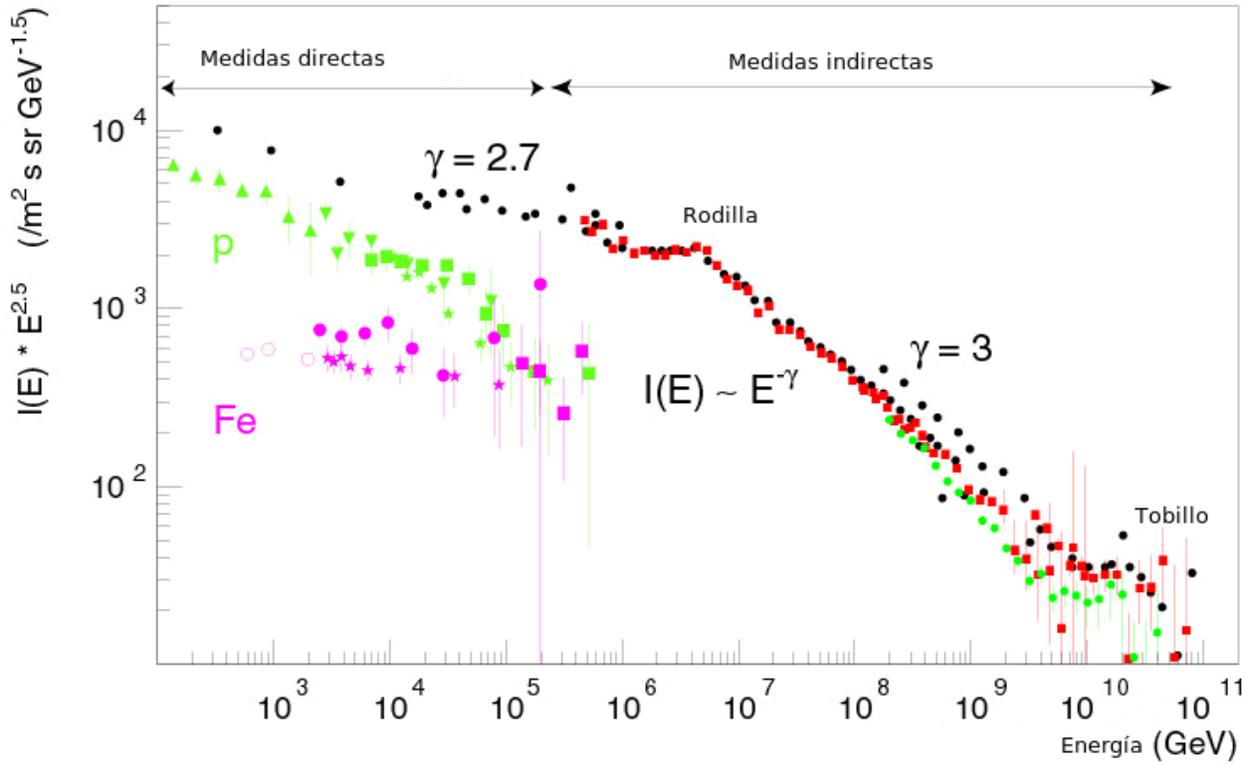


Figura 1.3: Espectro de energía de los rayos cósmicos [Gi03] .

Los campos magnéticos espaciales ocasionan muchas deflexiones a los RC. Sin embargo, llegan a la Tierra isotrópicamente, excepto las partículas de menor energía, cuya llegada es modulada por los campos solar y terrestre. Los RC con energías < 1 GeV son fuertemente influenciados por la modulación del sistema solar, siguen una ley de potencias, con un cambio en la pendiente, cerca de 10^6 GeV, aumenta y luego se aplana [Me96], ver figura 1.3. El flujo de RC medido en la Tierra posee una dependencia muy acentuada con la energía, siendo mucho mayor en el umbral inferior de energía (figura 1.3).

En la región donde los RC no han sido alterados por el viento solar, el flujo puede ser descrito analíticamente por

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad (1.1)$$

donde N es el número de partículas, $\gamma = 2.7$ para $E < 10^{16}$ eV y $\gamma = 3$, si 10^{16} eV $< E < 10^{19}$ eV. El cambio en el índice espectral γ , indica un cambio en el proceso de aceleración dominante.

En vista de que el espectro comprende 13 órdenes de magnitud en la energía, los mecanismos

de aceleración de las partículas pueden tener muy diferentes orígenes; los provenientes de las protuberancias solares y eyecciones de masa de la corona solar al medio interplanetario, de hasta centenas de MeV, los galácticos, se producen muy lejos del sistema solar y alcanzan energías de 10^{11} GeV; los anómalos (contienen más helio que protones y más oxígeno que carbono), su origen más probable, son átomos neutros en el medio interestelar que migran hacia la heliosfera, son ionizados, absorbidos y transportados de nuevo. Además, la forma del espectro sólo posee pequeñas desviaciones en la pendiente correspondientes a las regiones denominadas rodilla ($10^5 - 10^6$ GeV) y tobillo ($10^9 - 10^{10}$ GeV); lo que reafirma la universalidad de las radiaciones.

El espectro de partículas involucradas en procesos no térmicos está dada a primera aproximación por la ecuación 1.1, con $\gamma \sim$ de 1 a 3, correspondiente a la radiación de RG.

El estudio de la composición química de los RC, evidencia una correlación en la abundancia de las especies químicas ⁴, por ejemplo la abundancia de grupos restringidos de elementos como Li, Be y B, cuya presencia en los RC se atribuye a reacciones del viento estelar sobre la atmósfera.

A partir de la determinación experimental de la abundancia de la radiación cósmica y de su interpretación como viento estelar, se puede concluir que la propagación de estas partículas es un fenómeno local limitado al interior de la galaxia, hecho que ha sido soportado con la observación de una isotropía sustancial en el flujo de los RC cuando menos hasta 10^{16} eV. Las partículas con $E > 10^{17}$ parecen tener un origen extragaláctico, aunque el confinamiento de las partículas que opera en el campo galáctico, por ser partículas cargadas, no es muy eficiente a dichas energías.

1.2 Rayos gamma

Los RG son fotones con energías superiores a 100 keV, se hallan en el flujo de RC (1 en 10 000); debido a su falta de carga, masa y momento, a su infinito tiempo de vida media, su aparición como producto del decaimiento en muchos procesos y su predictibilidad, se convierten en una prueba invaluable del comportamiento de otras partículas y sus lejanos ambientes.

Los RG son afectados por procesos como la absorción fotoeléctrica, dispersión Compton, creación de pares y el choque de fotones, pero no se deflecan por campos magnéticos in-

⁴El hidrógeno es el elemento más abundante, el helio es el segundo, el oxígeno es el tercero. Todos los otros son mucho menos comunes.

terestelares; entonces pueden tener el mismo origen que los RC, además de diferenciarse, en cuanto a que las cascadas hadrónicas generan una imagen más amplia e irregular (debido a las interacciones electromagnéticas que tienen con la atmósfera) y pueden durar 10 ns, mientras que las originadas por RG tienen formas elípticas más definidas y duran típicamente 3 ns, ver figura 1.2.

1.2.1 Fuentes de rayos gamma

Los estallidos de RG son explosiones cortas, violentas y son los principales candidatos de la producción de RC de alta energía, pues son capaces de acelerar protones a energías superiores a 10^{20} eV (como las observadas en el espectro de RC). Se ha detectado una de dichas explosiones por día [Co97, Pa97, Fr00], su duración varía cerca de 0.1 a 1000 s y su espectro se ha medido desde unos cuantos keV hasta decenas de GeV.

El primer estudio sistemático de la naturaleza de los estallidos de RG se dio hasta 1990 mediante los instrumentos BATSE a 50 - 300 keV y EGRET a 30 MeV - 30 GeV, en el satélite Compton - GRO (Gamma Ray Observatory) [Fi95]. Con BATSE se determinó (en diez años de observación), la posición de alrededor de 2 700 estallidos de RG (1/día), con lo que se evidenció que su distribución en el cielo es básicamente isotrópica.

Las emisiones observadas de estallidos gamma se concentran a energías típicas inferiores a unos cuantos MeV, pero al menos para algunos eventos hay una emisión de energía mayor. Algunas observaciones de EGRET están en el intervalo de 20 MeV a 30 GeV, con fotones de 18 GeV emitidos 90 min luego del estallido [Hu94]. El detector Cherenkov MILAGRITO reportó la presencia de una señal en el régimen de alta energía 500 GeV - 20 TeV [Mc00], lo cual se considera como la primera evidencia experimental de emisiones sobre los 100 GeV, para los estallidos gamma. La colaboración GLAST reportó observaciones con el instrumento LAT de 20 MeV a 300 GeV de fotones de hasta 15 GeV en el GRB080916c. Hay experimentos para el estudio del espectro electromagnético tanto en tierra como en el espacio. En los satélites se han detectado RG por observación directa de hasta 30 GeV; aunque no son capaces de detectar gammas con energías >100 GeV, pues se requerirían instrumentos demasiado grandes para su puesta en órbita, debido a que el flujo de gammas con altas energías es muy bajo. El primero en detectarlos fue el satélite OSO-3 en 1967 [Kr72], SAS-2 descubrió la radiación de fondo gamma difusa [Fi77].

COS-B proporcionó un mapa de la emisión galáctica gamma y descubrió 25 fuentes puntuales, que incluyen a los pulsares Vela y Cangrejo, además del cuasar 3C273 [Bi01]. El satélite observatorio Compton de RG, en 1991 con el experimento EGRET permitió la observación entre 100 MeV y algunos GeV. Actualmente con el satélite Fermi (telescopio Espacial de

Rayos Gamma, en órbita desde 2008) se ha generado un mapa de las 1451 fuentes de rayos gamma más brillantes [Fer], cubre el intervalo de 8 keV a 30 MeV y ha posibilitado la detección de 56 nuevos pulsares.

Hay varios modelos de producción de RG: radiación sincrotón, Bremsstrahlung, desintegración de piones neutros, productos de colisiones nucleares, líneas de emisión por captura, aniquilación electrón-positrón, dispersión inversa de Compton, decaimientos nucleares, etc. Se pueden observar a través de sus interacciones con la materia o con otros fotones.

Un RG al arribar a la Tierra, da lugar a la producción de pares en las proximidades del núcleo de una molécula atmosférica. Los pares electrón - positrón que se producen tienen una energía tan alta, que producen radiación de frenado, o Bremsstrahlung (cualquier cambio en la velocidad de una partícula cargada genera radiación). Esta radiación es a su vez muy energética y da lugar a que muchos de los fotones involucrados produzcan más pares.

Los piones son creados en las colisiones de protones con alta energía contra núcleos de gas o con campos de radiación densos, dichos protones interactúan con la materia y la radiación gamma, produciendo partículas hadrónicas, cerca del 30% de estas partículas son π^0 , mismas que luego de un breve instante (10^{-16} s) decaen en dos gammas con un razón cercana al 99%.

En la dispersión inversa de Compton (un electrón choca con un fotón, de forma que el electrón adquiere energía tras el choque y cambia su trayectoria), electrones relativistas y fotones de baja energía interactúan, de modo que los fotones son dispersados y aumentan su energía. Este es el proceso más importante para la producción de rayos gamma de muy alta energía.

Las partículas cargadas que pasan cerca de núcleos atómicos o iones, disminuyen su velocidad (frenan), modifican su trayectoria y emiten radiación Bremsstrahlung, predominantemente fotones de baja energía (< 100 MeV). Los fotones de alta energía son creados en zonas con un campo magnético fuerte, como radiación sincrotrón. La radiación gamma de energías por debajo de 1 GeV, tiene como fuente principal al Sol. Los objetos estelares compactos como las enanas blancas, las estrellas de neutrones y los hoyos negros, pueden producir RG de energía alta y muy alta, si tienen la oportunidad de acrecentar su materia.

La radiación emitida por los núcleos activos de galaxias, incluye RG, que se cree son producidos en el chorro (que emiten dichos núcleos), mediante la dispersión inversa de Compton para electrones de alta energía o a partir de protones con alta energía que generan π^0 [Ma91]. Los RG pueden ser generados por los fotones sincrotrón de los mismos electrones (auto sincrotrón Compton) o a partir de la radiación térmica del disco de acreción (Compton externa inversa) [Kö81, Ma85].

Durante la formación de una estrella de neutrones las partículas se aceleran por los campos

eléctricos inducidos por el campo magnético rotante de dicha estrella. La radiación sincrotrón debida al movimiento de las partículas cargadas en el campo magnético de la estrella y el efecto Compton inverso aumentan la energía de los fotones y del fondo de microondas, debido al choque con los electrones acelerados.

En los procesos binarios la transferencia de materia puede llevarse a cabo por el viento estelar de la estrella principal cuando alcanza al compañero compacto, o puede suceder que el disco de acreción del compañero compacto encuentre a la materia de acreción de la estrella principal y ésta caiga hacia el objeto compacto, generando un punto de emisión caliente, fuente habitual de radiación sincrotrón de alta frecuencia (incluidos los RG). En las binarias masivas de rayos X, el material es transferido vía el viento estelar fuerte y la producción de RG de muy alta energía se da a través del decaimiento π^0 , en el material que se acrecienta alrededor de la estrella compacta. Los microcuásares son chorros relativistas emitidos por los sistemas de rayos X binarios. En los microcuásares LS5039 por HESS (High Energy Stereoscopic System)[Na05] y en LS1+61 por MAGIC [Mag], se han detectado emisiones de muy altas energías. Una variable cataclísmica, es un tipo de estrella que experimenta súbitos y espectaculares cambios en su brillo, como las binarias cataclísmicas (una enana blanca y una enana roja o naranja), las estrellas simbióticas (una gigante roja y una enana blanca) y las supernovas. También existen estrellas variables con cambios pequeños pero rápidos (centelleo), originados por la caída de material en la zona de impacto del disco de acreción, los hadrones chocan con el material de acreción, creando piones que decaen en RG.

Los pulsares son estrellas de neutrones que rotan muy rápidamente y que producen un campo magnético muy intenso. Los más rápidos, son los de mayor edad y se encuentran en sistemas binarios. Se ha detectado emisión X, gamma y radiación muy energética, en varios pulsares con MAGIC [Mag]. La intensidad de la radiación se concentra en un rayo a lo largo de los polos magnéticos y como el eje magnético no está alineado con el eje de rotación, el rayo emitido barre el cielo, produciendo señales periódicas que atraviesan la Tierra. La producción de pares electrón - positrón es la responsable de la emisión observada. La condición umbral para la creación de pares requiere de fotones de alta energía, muchos de los cuales escapan a la magnetósfera sin atenuarse.

Los RG de alta energía originados por la radiación de partículas cargadas aceleradas en diferentes regiones de la magnetósfera de los pulsares, provienen de las partículas cargadas que se aceleran a lo largo de las líneas de campo magnético mediante huecos formados justamente antes de los polos magnéticos (corona polar), o son producidos como resultado de la aceleración de las partículas cargadas en huecos vacíos formados fuera de las regiones de la magnetósfera del pulsar (hueco exterior).

1.3 Telescopios Cherenkov atmosféricos

Los RC no pueden penetrar la atmósfera terrestre sin interactuar, de modo que desde tierra tienen que ser detectados indirectamente. Una vez detectados los RG por los satélites, se hicieron predicciones para telescopios consistentes de arreglos de detectores de partículas [Co76, Mo58], se realizaron experimentos en Polonia y Bolivia buscando fuentes discretas, pero los umbrales eran muy altos ($> 100\text{TeV}$) y no se hallaron.

En Crimea se usaron técnicas de detección más sensibles, se desarrolló un arreglo con 12 detectores de luz por un grupo del instituto Lebedev [Ch65], con el cual observaron las fuentes predichas y se sembraron las bases para el posterior desarrollo de la técnica.

En los años siguientes, se desarrollaron más de una docena de experimentos basados en tierra, extendiendo y mejorando las técnicas de observación. El primer reflector óptico de 10 m construido para la Astronomía de RG, fue hecho en el observatorio Whipple en 1968. La aparente detección de una señal de la binaria de rayos X, Cygnus X-3, por grupos rusos, alemanes e ingleses usando técnicas atmosféricas Cherenkov y arreglos de detectores de partículas, aumentaron la actividad experimental, pero no mejoraron las técnicas de detección. Se detectaron señales de binarias y pulsares, pero eran efímeras y de significancia estadística marginal [We03].

El subsecuente desarrollo de la técnica Cherenkov, condujo a la primera detección clara de la nebulosa del Cangrejo, usando un telescopio Cherenkov por el observatorio Whipple [We08], sucedió en 1989. Se descubrió la primera fuente extra-galáctica TeV, detectando RG de muy alta energía, en la galaxia activa Markarian 421 y se han detectado indirectamente gammas de 10 GeV a 100TeV. Los satélites y los experimentos basados en tierra se complementan al explorar un amplio intervalo de RG de 100 MeV a 100 TeV.

En 1990 la colaboración MAGIC (Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescope) comenzó el diseño de un telescopio Cherenkov (TC) de 17 m de diámetro para obtener la máxima sensibilidad posible. Así, la capacidad experimental para observar RG con alta energía fue impulsada por las nuevas técnicas de observación.

Posteriormente, el experimento HEGRA (High Energy Gamma Ray Astronomy [Heg]) en la isla de La Palma (Canarias, España), emplea un sistema de TC. El primer prototipo de telescopio CT1 (con un pequeño espejo), entra en operación en 1992. En 1993, comienza a funcionar el segundo telescopio prototipo CT2, con un espejo de 8.5 m^2 . Entonces, se mejoraron las cámaras, la electrónica, el sistema de adquisición de datos, se renovó el CT2 y se conformó un sistema de TC, equipado 4 telescopios, en 1995 (CT3) y 1996 (CT4,5,6). En septiembre 1998, se trabajaba con un sistema de 5 telescopios, cada uno con un espejo

de 8.5 m^2 y una cámara de 271 píxeles. Los telescopios se arreglaron en un cuadrado de 100 m de lado y un telescopio en el centro del cuadrado. Empleando este sistema se hicieron observaciones estereoscópicas basadas en la coincidencia de los disparos múltiples, que proveen información para optimizar la discriminación entre los destellos de luz Cherenkov de RG y RC, que inducen las cascadas, con base en esta técnica se mapearon las fuentes de RG TeV.

Los TC a diferencia de los telescopios ópticos o los radiotelescopios, no detectan la radiación emitida por el objeto en estudio, sino que toman la imagen del breve destello de radiación Cherenkov (de entre 3 y 20 ns) generado por la cascada de partículas cargadas que se produce cuando los RC golpean la atmósfera.

La alta razón de detección, la habilidad de la separación efectiva de las cascadas electromagnéticas de las de hadrones y la buena exactitud en la reconstrucción de la dirección de los RG primarios son características de los TC.

Este tipo de detectores pueden medir eficientemente la luz Cherenkov de las CAE en el intervalo de 300 a 700 nm, pues a longitudes de onda mayores el ruido de fondo comienza a incrementarse debido a la intensa emisión de líneas de OH y H₂O en la parte superior de la atmósfera, mientras que la intensidad de luz Cherenkov disminuye en función de $1/\lambda^2$. Además, debajo de 300 nm la luz Cherenkov es fuertemente absorbida por el ozono del aire [Wi67].

Los detectores en el espacio no son muy eficaces debido a sus pequeñas zonas de colección (cm^2) y a la rápida disminución del flujo de fotones de RG de fuentes cósmicas de 50 GeV a 50 TeV, en cambio los TC cuentan con un gran espejo segmentado para detectar el breve destello de radiación de Cherenkov ver figura 1.4, cuya área de recolección efectiva es grande ($\leq 10^4 \text{ m}^2$).

Los satélites y los experimentos basados en tierra se complementan al explorar un amplio intervalo de energías (de 100 MeV a 20 TeV). Los TC detectan RG en un régimen de energía inaccesible a los instrumentos espaciales, debido a que emplean a la atmósfera como medio de detección y el área de recolección (el área total del suelo iluminado por el destello) corresponde a muchos cientos de m^2 , alrededor de 10 000 veces la de los satélites comunes.

La técnica atmosférica Cherenkov es la única actualmente aplicable a altas energías (0.1 - 20 TeV) en la astrofísica de RG, con ella se pueden medir fuentes de RG de flujo débil y de objetos celestes lejanos (10^{-13} a $10^{-14} \text{ f/m}^2 \text{ h}$), con una razón cercana a un evento cada 5 min [Mi94], es la técnica de observación más sensible para RG de TeV y ya se han detectado algunas fuentes lejanas de RG (de unos 10 TeV) con ellos [Ah01].

Los tiempos de observación se han limitado a noches claras y sin luna, el campo de vista está limitado a unos cuantos grados cuadrados. Si el TC está dentro de una área de producción

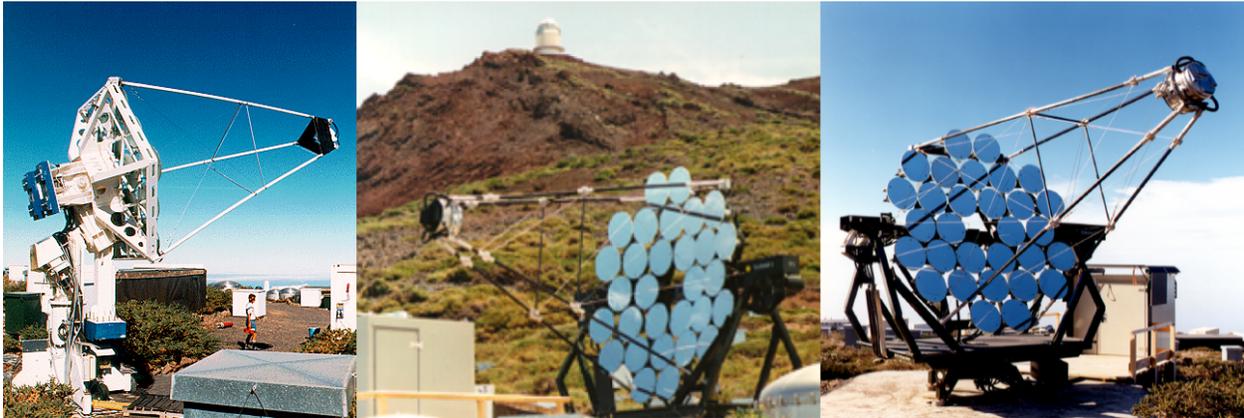


Figura 1.4: Telescopio atmosférico Cherenkov

de luz, una fracción de la luz es reflejada por el espejo y llevada a la cámara situada en el plano focal del espejo, la cual contiene un conjunto de tubos FM, que se acoplan a la electrónica que detalla, digitaliza y registra el patrón o la imagen de la cascada. Para ello se parametrizan las imágenes usando el método de Hillas. Así mismo, el espejo parabólico convierte los ángulos de incidencia en distancias respecto al centro de la cámara.

En el régimen de altas energías (cientos de GeV) los TC han probado ser la herramienta más exitosa desarrollada, con ellos se estudió el Universo considerando el espectro no térmico, para determinar el origen y los mecanismos de producción de RG de GeV a TeV.

Actualmente hay cuatro grandes TC, CANGOROO III (Collaboration of Australia and Nippon for a GAMMA Ray Observatory in the Outback), MAGIC, HESS. y VERITAS (Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System).

1.3.1 Efecto Cherenkov producido por los rayos cósmicos en la atmósfera

Una partícula cargada en movimiento no radia (por si misma), sin embargo, al atravesar un dieléctrico con una velocidad mayor a la de la luz en dicho medio, produce radiación electromagnética. Esto se debe a que la carga de dicha partícula induce la formación de dipolos eléctricos, que desaparecen luego del paso de la partícula (ya que la configuración del medio se reajusta, cuando la partícula que lo atraviesa ya no está). Entonces, como la información del paso de la partícula a través del medio se propaga más lentamente que su movimiento, sucede que la emisión de los dipolos reajustándose forma una onda de choque

de brillo azulado en el medio, a lo largo de la trayectoria de la partícula, i.e. la radiación Cherenkov (visible). En particular, cuando las partículas cargadas de los RC se mueven más rápido que la luz (sus energías son altas) en la atmósfera terrestre, polarizan asimétricamente a las moléculas de N y O de la atmósfera, generando la emisión Cherenkov.

Si la partícula se mueve lentamente (en un régimen no relativista), los dipolos que induce se distribuyen simétricamente y no hay un efecto neto visible, la polarización sigue a la partícula.

La dinámica y el desarrollo de las CAE no se han determinado analíticamente de manera rigurosa, sólo ha sido a través de la simulación de cálculos numéricos, usando el modelo simplificado de Heitler [Pe05, Ta05]. En este modelo se tiene un fotón con energía inicial E_o que interacciona con el núcleo de la atmósfera, dando lugar a la producción de un par $e^+ - e^-$. Los electrones y positrones producidos, pierden energía por radiación de frenado (emitiendo a su vez fotones de alta energía) de acuerdo con [He98]

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{E}{X_o}, \quad (1.2)$$

donde X_o es la distancia que penetra la radiación y E la energía inicial de dicho fotón.

Suponiendo que por cada longitud se da solo una interacción (producción de pares o Bremsstrahlung), en cuya producción se reparte la energía disponible en partes iguales, el proceso de la cascada continua hasta que se hace irrelevante la pérdida de energía por ionización ⁵. Se puede fijar entonces una energía crítica E_c , de modo que para:

$E > E_c$ la pérdida de la energía por frenado supera a la de ionización y la cascada puede todavía autoalimentarse,

$E < E_c$ la pérdida de la energía por ionización se vuelve relevante y la cascada se termina.

Si cada interacción produce dos partículas, el número de partículas en el paso n , es $N = 2^n$, el proceso continúa hasta que $\frac{E_o}{2^n} > E_c$ y el número máximo de partículas producido es $N_m = \frac{E}{E_c} = 2^{n_m}$, de ahí que el un número máximo de pasos es

$$n_m = \frac{\log \frac{E}{E_c}}{\log 2} = \frac{10}{3} \log \frac{E}{E_c}. \quad (1.3)$$

La energía crítica $E_c \sim 80 \text{ MeV}$ en la atmósfera, se obtiene comparando la pérdida de energía por ionización (esencialmente 2 MeV/gcm^{-2}), con la pérdida de energía por frenado ($\frac{E}{X_o}$), lo

⁵Fenómeno mediante el cual se producen iones, i.e. átomos o moléculas cargadas eléctricamente debido al exceso o falta de electrones respecto a un átomo o molécula neutra

que acontece cuando $\frac{E_c}{X_o}$ es constante. El alcance máximo (respecto al número de partículas), ocurre luego de haber recorrido un espesor de $X_o n_m$.

Además, en este modelo se considera a la componente de la cascada que contiene electrones, positrones y muones, como la única componente que produce radiación Cherenkov en la cascada. Adicionalmente, se tiene en cuenta sólo la dimensión longitudinal de la cascada y no su extensión. Las partículas cargadas de una cascada atmosférica pueden tener energía suficiente para producir radiación Cherenkov, cuando la velocidad de la partícula es mayor que la de la luz en el medio $v > \frac{c}{n}$ ó $\beta > \beta_{min}$, donde $\beta = \frac{v}{c}$, c es la velocidad de la luz, n el índice de refracción del medio y $\beta_{min} = \frac{1}{n}$, es la condición de velocidad mínima para la emisión de radiación Cherenkov.

En términos de su momento $p = m\beta(1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$, para una partícula de masa (en reposo) m , se traduce como

$$p > \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}}, \quad (1.4)$$

a mayor masa de la partícula, el momento mínimo necesario para la emisión Cherenkov es mayor. En cuanto a energía, el umbral para que una partícula emita luz Cherenkov está dado por

$$E_u = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \beta n^2}}, \quad (1.5)$$

alrededor de 20 MeV para los electrones y 4 GeV para los muones (tomando como índice de refracción de la atmósfera $n=1.0003$).

El número de fotones Cherenkov emitidos por unidad de trayectoria dx y por unidad de longitud de onda $d\lambda$, está dada por

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha Z e^2}{\lambda^2} (1 - \beta^2 n^2) \quad (1.6)$$

donde α es la constante de estructura fina y Z_e la carga de la partícula emisora. La dependencia de λ^{-2} muestra que la mayoría de los fotones son producidos con la longitud de onda, en el intervalo donde $n > \beta$. El índice de refracción del medio depende de la longitud de onda de la radiación que lo atraviesa, el espectro de emisión Cherenkov está limitado por $\frac{1}{n(\lambda)} > \frac{1}{\beta}$.

Suponiendo que la atmósfera es isoterma, se tiene un comportamiento exponencial simple para la densidad atmosférica en función de la altitud

$$\rho(h) = \rho_o e^{-\frac{h}{h_o}}, \quad (1.7)$$

con $\rho_o = 1.3 \text{ mg/cm}^3$, $h_o = 7.1 \text{ km}$ y h la altitud.

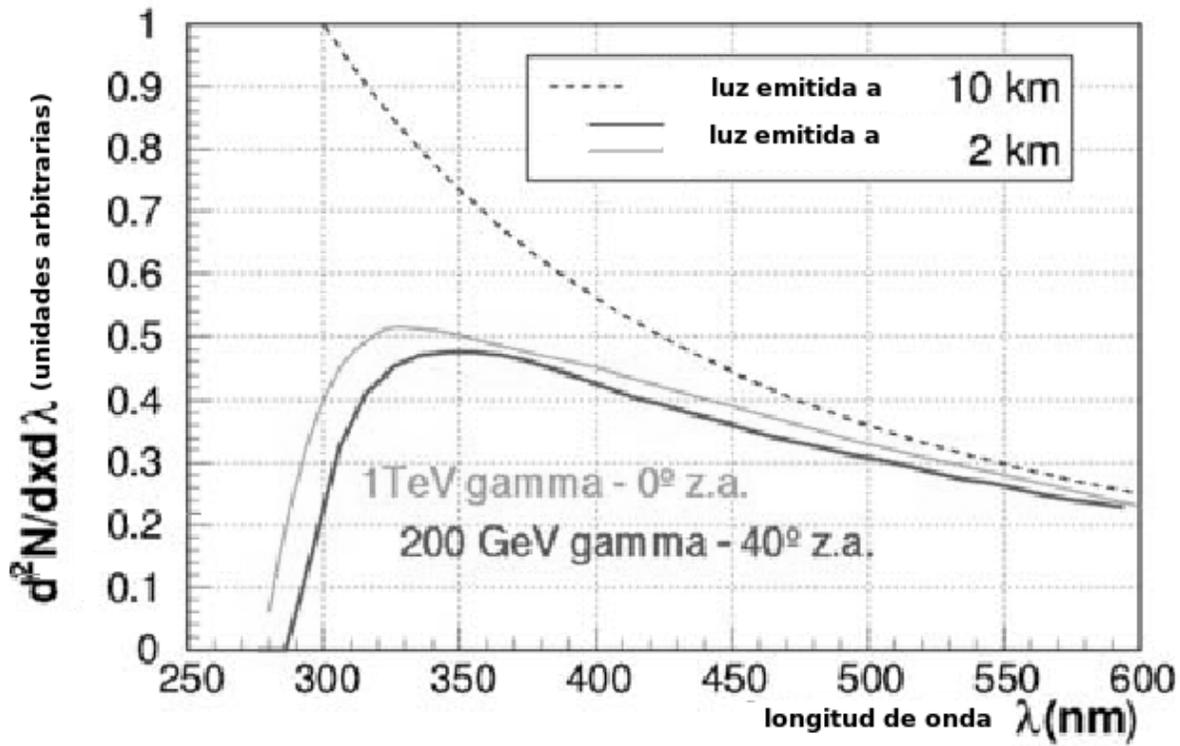


Figura 1.5: Diferencias entre el espectro de emisión Cherenkov en la atmósfera, a una altura de 10km y el detectado por un observador a 2km snm. [An08]

El índice de refracción puede expresarse como

$$n(h) = 1 + \eta_o e^{-\frac{h}{h_o}}, \quad (1.8)$$

donde $\eta_o = 2.9 \times 10^{-4}$.

La radiación Cherenkov es producida en conos con un ángulo θ de apertura, que depende de la energía de la partícula, $\cos \theta = \frac{1}{\beta n}$. El ángulo mayor de emisión observado es $\cos \theta = \frac{1}{n}$. La dependencia del umbral de energía E_u y el ángulo Cherenkov máximo a la altura h , son

$$E_u(h) \approx \frac{mc^2}{1 + \eta_o e^{-\frac{h}{h_o}}}, \quad \cos \theta_{max}(h) \approx \eta_o e^{-\frac{h}{h_o}}. \quad (1.9)$$

La lluvia de partículas cargadas se inicia a una altura de 10-20 km. Considerando $h=10$ km para un RC, obtenemos energías de 42.9 MeV para electrones, 8.9 GeV para muones, 78.8 GeV para protones y $\theta \approx 0.68^\circ$ para electrones ultrarelativistas.

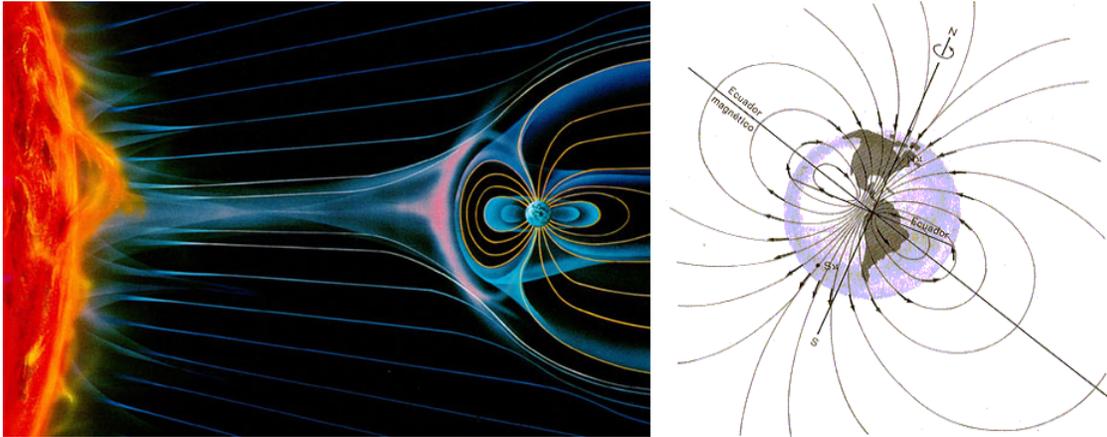


Figura 1.6: Representación artística del campo magnético terrestre [Ge]. Podemos observar que en la dirección E-W, el campo magnético desvía las partículas cargadas un ángulo mayor, que en la dirección N-S.

Las interacciones con las moléculas de la atmósfera hacen que el espectro Cherenkov observado por los instrumentos en el suelo sea significativamente diferente de la emisión primaria (ver figura 1.5), ya que esta puede sufrir

- absorción por la capa de ozono $O_3 + \gamma \rightarrow O_2 + O$, el O y el N atmosféricos, para fotones con $E > 4.3 \text{ MeV}$;
- la absorción de agua y moléculas CO_2 , para fotones con $E > 1.5 \text{ MeV}$;
- la dispersión de Rayleigh sobre las moléculas de gas, influye sobre el espectro UV del Cherenkov y su sección transversal es proporcional a λ^4 ;
- la dispersión de Mie ⁶, debida a la presencia de partículas en aerosol y polvo de menos de $10^{-3} \mu\text{m}$ de diámetro, su absorción se debe al estrato de ozono y a las interacciones con las moléculas de agua y CO_2 , su contribución se estima en 5% de la de Rayleigh. La diferencia entre el espectro medido a 10 km y a 2 km de altura se muestra en la figura, se observa un corte en el flujo en la región UV y un pico de emisión, que representa la ventana de observación para la radiación Cherenkov producida en la atmósfera entre los 300 nm y 400 nm. El efecto Cherenkov del cono de luz es más amplio en la dirección E-W, debido a la influencia del campo geomagnético sobre las partículas cargadas, ver figura 1.6. La energía más alta tiene el menor índice refractivo.

⁶Si la luz interactúa con una partícula mayor que las moléculas de gas, no funciona el mecanismo de Rayleigh, ocurre un proceso más sencillo, la partícula absorbe parte de la luz y la otra la refleja, como si fuese un espejo diminuto, según su composición química refleja más o menos luz y altera el color, si está formada por sustancias coloreadas.

Capítulo 2

OMEGA

Los datos que analizaremos en este trabajo corresponden a la simulación de un TC, perteneciente a un par de telescopios, que formaban parte del observatorio HEGRA (que se hallaba en la isla La Palma, Mallorca, España, a 28.75° N, 17.89° W, 2200 m snm; de 1996 a 2002). Uno de dichos TC se ha restaurado para instalarse en OMEGA, un observatorio de RG de muy alta energía (> 100 GeV). En este capítulo describiremos a OMEGA, el TC que se empleará y la manera en que se usará.

2.1 El sitio donde se ubica

OMEGA está en la Sierra Negra a 4100 m snm, dentro del Parque Nacional Pico de Orizaba. El parque incluye al Citlaltepétl o Pico de Orizaba (la cima más alta de México, 5 610 m snm) y al Sierra Negra, (4 600 m snm, a 7 km al SO del volcán Citlaltepétl). Las coordenadas del observatorio son $18^\circ 59' 42''$ N, $97^\circ 18' 30''$ W.

El Gran Telescopio Milimétrico (GTM) se encuentra en la cima de Sierra Negra y el observatorio de RG HAWC (High Altitude Water Cherenkov Experiment), se encuentra en una meseta cerca de la silla entre los dos picos. OMEGA, aprovechará la infraestructura generada por HAWC, por lo que, el TC se instaló junto a éste (ver figura 2.1).

El objetivo de OMEGA es monitorear blazares TeV, analizar el desempeño y el umbral de energía de los TC a grandes altitudes, trabajar conjuntamente con los demás observatorios en Sierra Negra (para cubrir una amplia banda de longitudes de onda), complementar las observaciones de HAWC, calibrar de manera cruzada algunos de los eventos con HAWC y



Figura 2.1: El sitio donde se ubicará OMEGA, se muestra parte del observatorio HAWC [HW]

seguir sus fuentes probables.

El sitio posee buenas condiciones atmosféricas y proporciona una excelente visibilidad de los objetos celestes, es posible observar algunas de las fuentes conocidas de RG, de forma óptima. La Nebulosa del Cangrejo, culmina a 3° del cenit y será visible durante algunas horas cada día; en el invierno y de noche, será el momento más propicio para observarla. Cygnus, a 20° de ángulo cenital, así como el plano galáctico, se cubrirán para incluir más de una docena de fuentes de muy alta energía, observadas por HESS. Incluso el centro galáctico, a los 48° del cenit, podría ser observable (en las más altas energías).

El sitio se encuentra lo suficientemente cerca al Ecuador, para tener clima favorable. Las condiciones meteorológicas, han sido registradas durante más de diez años en la cumbre de Sierra Negra, a 500 m sobre el sitio de HAWC y a una distancia horizontal de 1 km, registrándose temperaturas bajo cero sólo el 5% del año. En el 2012, se instaló una estación meteorológica in situ y se ha monitoreado el clima, registrándose una temperatura media de 5.8°C [HA].

Las velocidades del viento son generalmente leves, con una media de 14.4 km/h para los datos registrados, en la cumbre de Sierra Negra y de 8.8 km/h, en el sitio de OMEGA [HA]. Es raro que se presenten vientos superiores a 36 km/h. Sin embargo, el paso del huracán Dean (en el año 2007) a unos 100 km al norte del sitio proveyó vientos de hasta 150 km/h, la mayor medida en los años recientes. No se considera posible que existan vientos de 250 km/h (un huracán de categoría 5), para un sitio con más de 4 km de alto y 100 km hacia el interior. ¹

¹Por ejemplo, el 24 de agosto 2014, al SE de Isla Socorro, en Colima y a 805 km al SE de Cabo San

El sitio de OMEGA, está localizado a casi 2.5 h de Puebla y 4 h de la ciudad de México. La mayor parte de la distancia entre Puebla y el sitio se recorre a través de la autopista Puebla-Orizaba, con los últimos 15 km en carreteras secundarias.

La vía de acceso, en los últimos 7 km, es un camino de terracería, que sirve de acceso tanto al gran telescopio milimétrico (GTM), como a HAWC. La carretera fue construida principalmente durante 1998-1999 y ha sido continuamente mejorada.

La electricidad e internet, se han instalado hasta la cima de la montaña, en el GTM; se suministra hasta 1 MW de potencia durante la operación, con un potencial pico de suministro de 5 MW. Una derivación, que provee hasta 120 KW de potencia, se ha instalado en el sitio de HAWC y de este punto se tomará la energía para OMEGA. Similarmente, se ha hecho una derivación con la fibra óptica, para la comunicación por internet. En HAWC, existen instalaciones como: taller mecánico, comedor, baños, etc., lo cual permite condiciones aceptables de trabajo, para la instalación y operación del TC.

2.2 El telescopio en OMEGA

El TC de OMEGA está conformado por una estructura metálica, con un peso de alrededor de 4 toneladas y presenta:

- un montaje direccional de altitud - azimutal, asociado a un GPS, que mediante motores paso a paso, permite observar diferentes puntos celestes;
- una antena, con un reflector de 8.5 m²;
- un detector, con una cámara de alta resolución, que posee una disposición hexagonal de 271 pixeles y 4.3° de campo de visión en el plano focal, cada pixel tiene una visión de 0.25° [He96];
- el equipo electrónico asociado, que incluye el sistema de adquisición de datos y el sistema de posicionamiento del TC [Bu98];
- una caseta, para resguardar la electrónica.

Este TC está diseñado para observar y dar seguimiento a fuentes de RG en la bóveda celeste, tiene una montura que describe arcos de circunferencia alrededor de la fuente y sus ejes de

Lucas, en Baja California Sur, el huracán Marie alcanzó la categoría 5 con vientos máximos sostenidos de 260 km/h y con rachas de 315 km/h a 335 km. Mientras que en la ciudad de México [ClMe] se registraron 10 km/h.

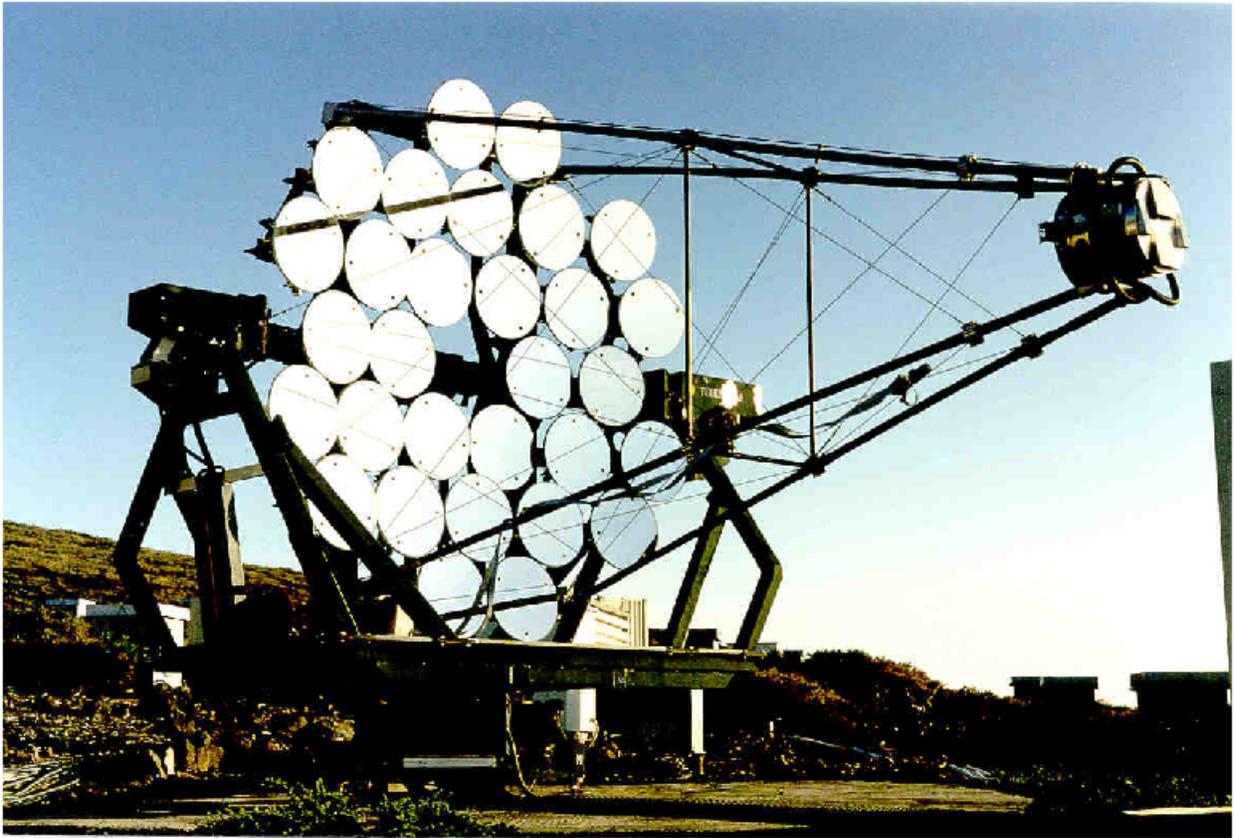


Figura 2.2: Uno de los telescopios atmosféricos Cherenkov instalados en HEGRA.



Figura 2.3: Telescopio atmosférico Cherenkov instalado en OMEGA.

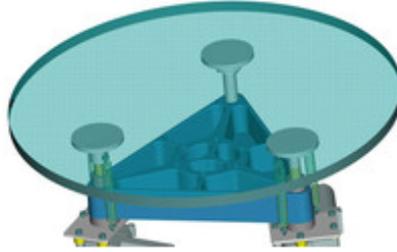


Figura 2.4: Estructura de un espejo del telescopio.

movimiento poseen dos grados de libertad (la altura y el ángulo azimutal). A continuación describiremos con mayor detalle algunos de los componentes.

2.2.1 El detector

La antena del TC posee un detector constituido por un gran espejo reflector de forma hexagonal (dividido en segmentos), cuya diagonal mide 3.4 m, ver figuras 2.2 y 2.3. Este reflector está compuesto de 30 espejos (segmentos) individuales, cada uno de los cuales posee una curvatura esférica y está hecho de cristal aluminizado, revestido de cuarzo. Sin embargo, la curvatura total del reflector o espejo resultante, es parabólica²; geometría que conserva la información de la imagen de los fotones entrantes.

El conjunto de espejos son secciones de una esfera de 490 cm de radio montados en un arreglo de diseño óptico Davies-Cotton [Da57] y poseen un área total de 8.5 m². La ventaja de esta disposición, radica en ser relativamente sencilla de ajustar y en que las desviaciones en la imagen son radiales, de modo que este tipo de montaje, garantiza una buena calidad de la imagen para las trayectorias de los rayos fuera del eje.

Cada espejo tiene un contorno circular (ver figura 2.4) de 60 cm de diámetro, 2 cm de espesor, distancia focal de 4.9 m (sobre y debajo de la posición del centro de cada espejo) y está hecho de vidrio esmerilado con recubrimiento de aluminio de 0.6 μm de espesor, que a su vez está recubierto por una capa de cuarzo de 1 μm de espesor (para protegerlo del clima). La reflectividad del espejo en HEGRA, se consideraba entre 85 y 89 % para longitudes de onda entre 300 y 600 nm [Mz94]. En este trabajo la consideramos entre 75 y 79 %, debido al tiempo transcurrido, el transporte y medidas realizadas a una muestra aleatoria de los

²Con el objeto de concentrar la luz en el foco del paraboloide.

espejos. El peso aproximado de cada espejo es de 17 Kg.

2.2.2 Cámara

El detector del TC está equipado con una cámara de 271 canales (pixeles), que presenta un arreglo hexagonal de 20 cm de lado, ver figura 2.5. Cada pixel contiene un tubo fotomultiplicador³ (FM) modelo EMI 9083 KFLA y un preamplificador situado en su base. Un embudo de lucita recubierta con aluminio en el plano focal concentra los fotones que entran a los fotocátodos, los embudos tienen forma de conos de Winston, ver figura 2.6.

La distancia entre los centros de 2 pixeles adyacentes es de 21 mm, correspondiente a 0.2445° en el cielo (cada pixel de la cámara tiene un nivel del campo visual de 0.25° y un cono de Winston, con un ángulo de abertura total de 16°), la cámara tiene un diámetro máximo de 3.25° y un campo de vista de 3° de ancho.

Los FM con un fotocátodo bialcalino tienen el mayor rendimiento de fotoelectrón en la detección de radiación Cherenkov, comparado con otros tipos de materiales, son sensibles a la luz en el intervalo de 300 a 600 nm (los límites inferiores se deben al tipo de vidrio usado en la ventana de entrada). La eficiencia cuántica de este tipo de FM es cercana a un 26%, para 370 nm, con una media alrededor del 14% ($270 \text{ nm} < \lambda < 620 \text{ nm}$), como se ve en la figura 3.4.

El TC posee un disparador, una coincidencia de 2 pixeles vecinos producen una señal de 6 FE (incluyendo el ruido de fondo). Un evento multitelescopico requiere al menos 2 telescopios para disparar.

La eficiencia de la colección de luz se optimiza utilizando guías de luz de forma hexagonal de tal forma que se minimize el área o espacio muerto entre los FM. Estas guías de luz son del tipo cono de Wheastone por lo que, en principio, la luz solamente rebota una vez antes de llegar al FM.

La cámara cuenta con 4 postes hechos de fibra de carbón para fijar la cámara, cuerdas de acero le dan estabilidad a la estructura, además de ayudar a centrar la cámara, en el foco de la parábola formada por la estructura y los reflectores.

³Un fotomultiplicador, es un detector que aprovecha el efecto de emisión secundaria de electrones para responder a niveles muy bajos de iluminación, manteniendo un nivel de ruido aceptable. Está compuesto de un fotocátodo, que emite electrones cuando inciden fotones de determinada energía.

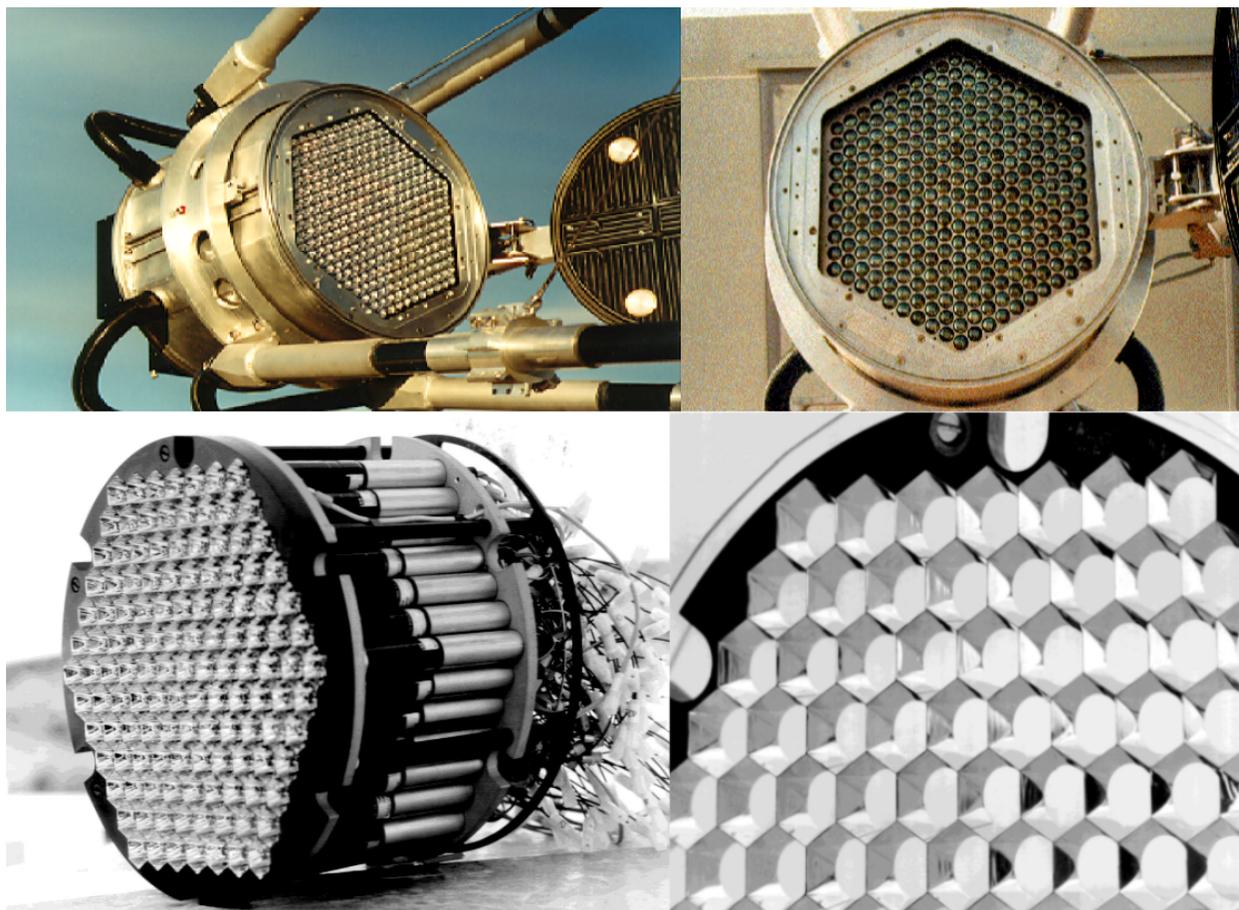


Figura 2.5: Cámara del TC, interior y fotoceldas

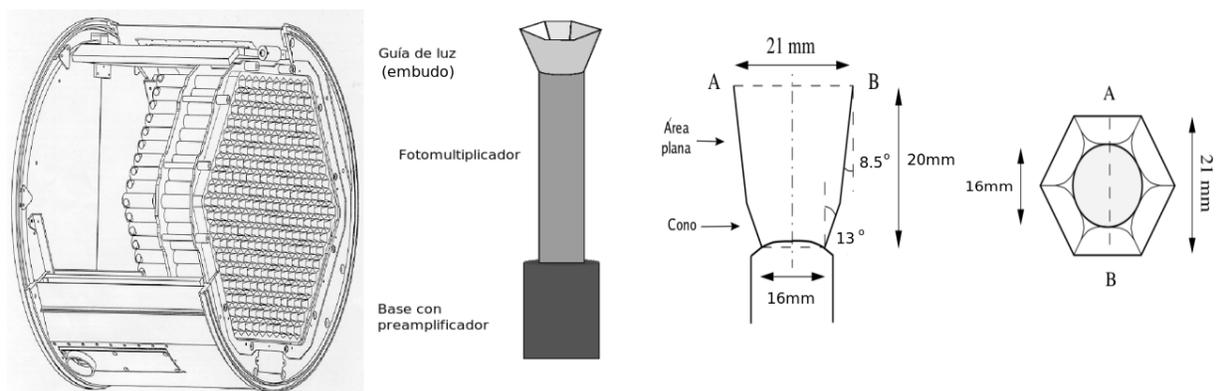


Figura 2.6: Esquema de la construcción interior de la cámara del TC, se muestra uno de sus pixeles, el corte transversal de la parte superior y la vista desde arriba de dicho pixel [Ra95].

2.2.3 Electrónica

La señal del FM se amplifica por separado en la cámara, después se transfiere a la electrónica para su captura y posterior análisis. A excepción del alto voltaje, todo el sistema de adquisición de datos y el movimiento del telescopio, están controlados por un módulo VME (Vesa Module Europe), que tiene una unidad de procesamiento central (CPU, Central Processing Unit) modelo 6940 Motorola.

La captura del evento se inicia cuando dos pixeles vecinos detectan una señal que sobrepasa el umbral de energía preestablecido para los dos FM. Los datos del evento se envían a una computadora externa para su almacenamiento. La digitalización de los pulsos es obtenida con un sistema FADC (Fast Analogic Digital Converter). Las casetas, se usan para almacenar y resguardar de la interperie a la electrónica y al sistema de adquisición de datos. Tienen una dimensión de $(2\text{ m})^2$, un voltaje nominal de 220 V y cuentan con un sistema de aire acondicionado, para evitar el calentamiento que genera la electrónica.

Datos del TC en OMEGA [Pü01]

Montaje

rango angular 25 - 90°,
 altitud 10 - 90 °,
 precisión angular 0.06°,
 manejo con motores de paso,
 control de 14 bit en los ejes codificadores.

Espejos

número total de espejos 30,
 forma esférica,
 curvatura esférica,
 diámetro 60 cm,
 material vidrio aluminizado con cubierta de SiO₂,
 área de cada espejo 0.31 m²,
 distancia focal 492 ± 4 cm,
 resolución angular 20 - 40 arcsec,
 reflectividad 73 - 75 % (300 - 500 nm),
 peso de cada espejo 6 kg.

Cámara

forma del pixel hexagonal,
 diámetro del pixel 0.42° (= 36 mm),
 sensibilidad geométrica 80%,
 campo visual (diámetro) 3°,
 número de pixeles 271,
 geometría de la guía de ondas hexagonal (ventana de entrada),
 tipo de FM EMI - 9083A (10 - escalonado),
 ganancia cuántica media 14 %, 26 % mayor para 370 nm,
 umbral de disparador de 2 vecinos / 127 > 12 FE en 10 ns,
 razón media del disparador en el cenit 3 Hz.

Lector

conversión de señal 1 FE (1.5 mV),
 umbral de discriminación 30 mV (20 FE),
 condición del disparo a ≥ 2 ,
 salida de 37 pixeles con 13 ns,
 razón del disparo 1.5 Hz
 rango ADC (Analogical Digital Convertor) 1024 canales,
 duración de la entrada ADC 30 ns,
 lectura de tiempo muerto 500 μ s.

2.3 Los TC a gran altura

La detección simultánea de las CAE mediante 2 o más telescopios conduce a una mejor resolución de la reconstrucción angular y espectral de la partícula primaria, aumenta el rechazo de las cascadas hadrónicas y suprime efectivamente la luz perteneciente al ruido de fondo de diferentes orígenes, permitiendo obtener una reconstrucción precisa de los parámetros de la cascada evento por evento.

El sistema de telescopios HEGRA fue el primero en utilizar múltiples TC (estereoscopia), empleando 1, 3 y 4 TC. Con ellos, se estudiaron fuentes de RG utilizando la técnica de formación de imagen, basada en el análisis de la imagen formada (en el plano focal de los telescopios), por la de luz Cherenkov producida en las CAE generadas por los RC.

Comparado con un solo telescopio, puede medirse adecuadamente la inclinación de la cascada en la dirección perpendicular al plano que contiene el eje del telescopio; pero pobremente en la dirección del plano, la aproximación estereoscópica conduce a una reconstrucción completa de la dirección de arribo de las cascadas de RG individuales. El sistema hace uso del hecho de que las imágenes Cherenkov de una cascada, detectadas por diferentes telescopios, separados espacialmente, están correlacionadas sólo parcialmente. Las medidas estereoscópicas, mejoran significativamente la eficiencia del rechazo hadrónico (luz de fondo o background) de la cascada a ambos niveles, físicamente (disparador) y al nivel de programación.

Después de HEGRA, el conjunto de telescopios HESS (High Energy Stereoscopic System, [Pal]) ha detectado varias nuevas fuentes de RG de muy alta energía en los últimos años, empleando la técnica estereoscópica y una inspección limitada del cielo, para obtener más sensibilidad de una fuente débil de RG (un porcentaje del flujo de la nebulosa del Cangrejo, ya que ésta se ha tomado como patrón luminoso de referencia).

La desventaja, de usar un sistema estereoscópico, es que se superponen las áreas de detección de los telescopios individuales. Sin embargo, esta pérdida estadística se compensa por el paso del espectro de RG primarios, mediante una significativa reducción de la energía umbral de los telescopios que operan de modo coincidente.

Se considera que para energías superiores a 100 GeV, el arreglo estereoscópico debe proveer una excelente resolución angular de cerca de 0.1° o menos y una eficiencia de separación gamma-hadrón (incluyendo el rechazo de hadrones al nivel del disparador) de 1000:1 [Ah01], lo cual mejora la sensibilidad⁴ al flujo, respecto a un solo telescopio. La eficiencia de la técnica de imágenes es un poco menor para energías superiores a los 100 GeV. Las imágenes

⁴Entendemos como sensibilidad, a la capacidad de respuesta a muy pequeñas excitaciones o estímulos debidos a los fotones.

Cherenkov se vuelven más elongadas y menos regulares. Lo cual introduce incertidumbres significativas en la reconstrucción de los parámetros de la imagen.

El umbral de energía de los TC está determinado básicamente por el número de FE en la imagen que deben ser suficientes para una análisis apropiado de la imagen, buenas imágenes típicamente requieren 50 - 100 FE por minuto; la razón del encendido accidental introducido por el ruido de fondo, no debe exceder la razón de detección de los RG. En HEGRA el número de FE correspondientes a las cascadas, que fueron aceptados para un análisis posterior es cerca de 40 electrones por telescopio [Ah01].

El umbral de la energía (pico de sensibilidad) de un TC se puede reducir eliminando los muones locales producidos por los RC de la cascada, al registrar el estrecho cono de luz Cherenkov producido por los muones locales con otro TC. El análisis estereoscópico y las medidas de las fuentes de distribución espacial de los RG TeV, proveen restricciones sobre las teorías actuales de los mecanismos de aceleración de los RC.

El área típica de detección para los TC es de 100 m a partir del núcleo de la cascada, la densidad de la radiación Cherenkov a partir de cascadas inducidas por RG tiene una distribución lateral menos plana y se incrementan significativamente con la altura a nivel del mar.

El incremento de 2.2 km a 5 km, incrementa la densidad de luz Cherenkov por un factor de 2 a 3. Este efecto de la altura es menos pronunciado en las cascadas inducidas por protones (un 50 %). Entonces la altura puede reducir la energía umbral por un factor de 2.5 y mejorar el rechazo de la radiación de fondo de las cascadas hadrónicas. El lento incremento de la densidad de luz Cherenkov de las cascadas hadrónicas con la altura se debe a la profundidad de penetración de las componentes π^\pm de la cascada atmosférica, pues se produce luz Cherenkov debajo del nivel de observación.

Los TC constituyen una técnica experimental eficiente. Sin embargo, para observar RG con energías de TeV, se tiene que mejorar la sensibilidad, de modo que aumente el flujo y disminuya el umbral de energía. Lo cual se logra:

- incrementando el tamaño del plato del espejo, esto se realiza actualmente en la colaboración HESS, donde se ha aumentando de 3.5 (HEGRA), a 13 m el diámetro del plato del espejo.
- aumentando la eficiencia cuántica del detector de fotones, la colaboración MAGIC ha utilizado detectores de mayor eficiencia cuántica⁵;
- incrementando la altura de observación, lo que se hará en OMEGA.

⁵Incluyendo un detector híbrido de fotones GaAsP, con el que las eficiencias se elevan en más de 50 % a aproximadamente 500 nm.

Sin embargo, simulaciones de este tipo de telescopios, para altas energías y altitudes grandes, especulan que la sensibilidad está limitada por el pequeño campo de visión y el reducido tamaño del área de producción de luz Cherenkov. El radio aproximado del área de producción de luz Cherenkov, a 2.2 km snm es de cerca de 130 m, mientras que a 5 km snm es aproximadamente 90 m [Ko35].

Por otro lado, el efecto de la dispersión de Mie depende fuertemente del lugar y no mejora con la altitud. A mayor ángulo cenital, mayor probabilidad de dispersión o absorción, pues el número de fotones detectados disminuye con el ángulo cenital. ⁶ Lo cual, puede afectar fuertemente la cantidad de luz colectada en la cámara y por ende, perder la ventaja de estar a gran altura. Otro de los puntos a considerar, es que los eventos que producen la mayoría de la luz Cherenkov sobre la atmósfera son de RC y se atenúan mucho a 2 200 m snm. Así que el incremento en la colección de luz, por la altura, se podría reflejar en el incremento de los eventos hadrónicos y del ruido de fondo o respuesta negativa. En OMEGA, se quiere corroborar experimentalmente cuál de los efectos antes mencionados es el de mayor peso. Ya que simulaciones con telescopios similares a estos, a una altura de 5 km snm, consideran que se incrementará la colección de luz para RG de baja energía y que el umbral de energía puede decrecer por más de un factor de dos[Ah01].

Fuentes con un porcentaje del flujo del Cangrejo por encima de los 6 TeV, se detectan con 50h de observación, usando TC. Detectar Cas-A, en HEGRA requería de 250 h de observación y detectar una fuente con 3% del flujo del Cangrejo, unas cuantas noches de 10 h de observación. El incremento en la sensibilidad por un factor de 5, se traduce en una reducción de la exposición necesaria.

En OMEGA se planea tener un sistema de 2 TC montados a 4.1 km snm y se espera que la calidad de la imagen será comparable a la de HEGRA, en cuanto a la separación gamma hadrón y la resolución angular. La sensibilidad resultante puede ser un factor de 5 mejor que para HEGRA, alcanzando la sensibilidad de HESS para energías encima de los 200 GeV y fuentes puntuales. La razón de detección para una fuente como el Cangrejo se incrementa de 0.04 Hz a 0.24 Hz, con una radiación cósmica de fondo (muy baja) de 20 Hz ⁷.

En HESS se observó la nebulosa del Cangrejo durante 27 h, entre noviembre del 2004 y febrero del 2005, durante 11.3 h, en un tiempo de vida del conjunto de datos de 10.6 h, con un ángulo cenital medio de 48° y razón media del disparador en 150 Hz, el umbral de energía promedio de estas observaciones fue 440 GeV.

⁶El ángulo que es completamente perpendicular, de arriba hacia abajo, con respecto al suelo, consideramos 0° en el punto más alto.

⁷En OMEGA la razón entre la señal y el ruido de fondo $S/N = 0.24/20 = 12 \times 10^{-3}$,
para HEGRA $S/N=0.04/15 = 2.6 \times 10^{-3}$ y
para HESS $S/N = 1.75/500 = 3.5 \times 10^{-3}$.

El arreglo en OMEGA, es capaz de detectar una fuente con un flujo del 1% de la del Cangrejo en 25 h (detecta una fuente similar al Cangrejo en 30 s) [Ma05], con una razón de fondo de 500 a 1000 Hz y una razón de detección gamma de 1.7 Hz para el Cangrejo. Esto se traduce en una sensibilidad de 2×10^{-13} fotones/(cm² s) sobre 1 TeV, luego de 50 h de observación de fuentes similares al Cangrejo. Su umbral de energía es ligeramente superior a los 100 GeV. El área de colección de luz de los TC de HESS es un factor de 4 mayor y la electrónica de lectura es un factor de 6 veces más rápido que los telescopios HEGRA a gran altura.

Este trabajo consiste en simular los eventos que ocurren en la cascada atmosférica con Corsika a 2200 m snm, posteriormente simular el reflector, la cámara y la reconstrucción de eventos, considerando la geometría de los espejos, la reflectividad y la eficiencia de cada FM. Comparar con lo que se midió en HEGRA y predecir lo que se medirá en OMEGA. En función de los resultados obtenidos con los dos TC, se incrementará el área de colección, se mejorará la electrónica y/o se incrementará el número de telescopios considerados.

Capítulo 3

Simulación Monte Carlo

La Simulación Monte Carlo (MC) es un método estadístico numérico que se usa para aproximar expresiones difíciles de evaluar. Su nombre hace referencia al casino de Monte Carlo (Mónaco). Es desarrollado en 1944, por John von Neumann y Stanislaw Ulam, para simular la difusión de neutrones en el material de fusión, cuyo comportamiento es aleatorio. Harris y Herman Kahn lo ampliaron en 1948 .

Es un algoritmo que basa su resultado en decisiones al azar y en promedio, obtiene una buena solución para cualquier distribución de los datos de entrada. A partir de los mismos datos, puede obtener distintas soluciones, dar la respuesta correcta o respuestas erróneas con baja probabilidad.

MC hace posible simular experimentos y crear modelos de datos experimentales; dichos experimentos, se realizan con muestreos de números generados en la computadora, que aparentemente, no exhiben ningún patrón o regularidad desde un punto de vista estadístico, a pesar de haber sido generados por un algoritmo, en el que las mismas condiciones iniciales producen siempre el mismo resultado. Con MC podemos probar la significancia estadística de los datos mediante cálculos relativamente simples, sin un análisis estadístico teórico profundo y sin técnicas de programación sofisticadas.

Así mismo, MC proporciona soluciones aproximadas a una gran variedad de problemas; por ejemplo, hallar áreas (volúmenes encerrados en una gráfica y cuyas integrales son irresolubles), obtener los valores característicos de la ecuación de Schrödinger en la captura de neutrones por el núcleo, es parte de los algoritmos de trazado de rayos para la generación de imágenes, etc.

El modelo teórico de la cascada generada por una partícula primaria que entra a la atmósfera

con una energía alta, emplea cálculos MC. Debido a la falta de un RG de alta energía calibrado, las detalladas simulaciones MC se usan para diseñar estudios y experimentos del funcionamiento de la técnica de imagen atmosférica empleada por los TC. Los métodos de análisis de datos obtenidos con TC, se han desarrollado y probado con las simulaciones MC antes de ser aplicados a los datos reales.

Las medidas de fuentes de RG y la determinación de los límites para observar objetos, dependen de predicciones MC, en cuanto al funcionamiento del detector. La comparación de las características de los eventos de RC registrados, con las de cascadas aéreas inducidas por hadrones simuladas con MC, han probado anteriormente el poder predictivo de este tipo de simulaciones [Ko96].

Las simulación usada en este trabajo se divide en varios módulos: generación de la cascada, reflector, cámara y reconstrucción. El módulo reflector, considera la absorción atmosférica; el módulo cámara, tiene en cuenta la respuesta del FM y por último, el módulo reconstrucción conjunta los resultados de los módulos anteriores. Primero se produce una extensa base de datos de las CAE, empleando MC y diferentes partículas primarias (ver 3.1). Luego, se simula cómo el reflector recibe la información de dichas cascadas. A continuación, se considera la respuesta de los pixeles de la cámara del telescopio, a todos los eventos de la librería. Se obtienen los parámetros, a partir de los cuales es posible reconstruir la cascada y finalmente se reconstruyen los eventos. El primer paso consume más tiempo. Aplicar el procedimiento de simulación del detector muchas veces a las cascadas, afina las simulaciones y ayuda a situar el equipo del telescopio (i.e. fijar umbral de disparo, ajustar los espejos, etc).

3.1 Simulación de la cascada

El programa que usamos para la simulación de cascadas es CORSIKA (COsmic Ray Simulations for KAscade), versión 5.611, desarrollado en el centro de investigación de Karlsruhe, para los experimentos de KASKADE (KARlsruhe Shower Core and Array DETector) [Ka99, 6K197, 8K197].

La generación de las CAE, en CORSIKA, se desarrolló principalmente usando el código ALTAI (Atmospheric Light Telescope Array Image) MC [Ko00]. El código de la cascada electromagnética usa un algoritmo basado en las distribuciones analíticas de probabilidad del transporte del electrón (positrón), en los segmentos de dispersión múltiple. Este algoritmo, reduce el tiempo de cálculo necesario para la simulación de una sola cascada.

La cascada protón-núcleos en la atmósfera es simulada de acuerdo al modelo de escalado

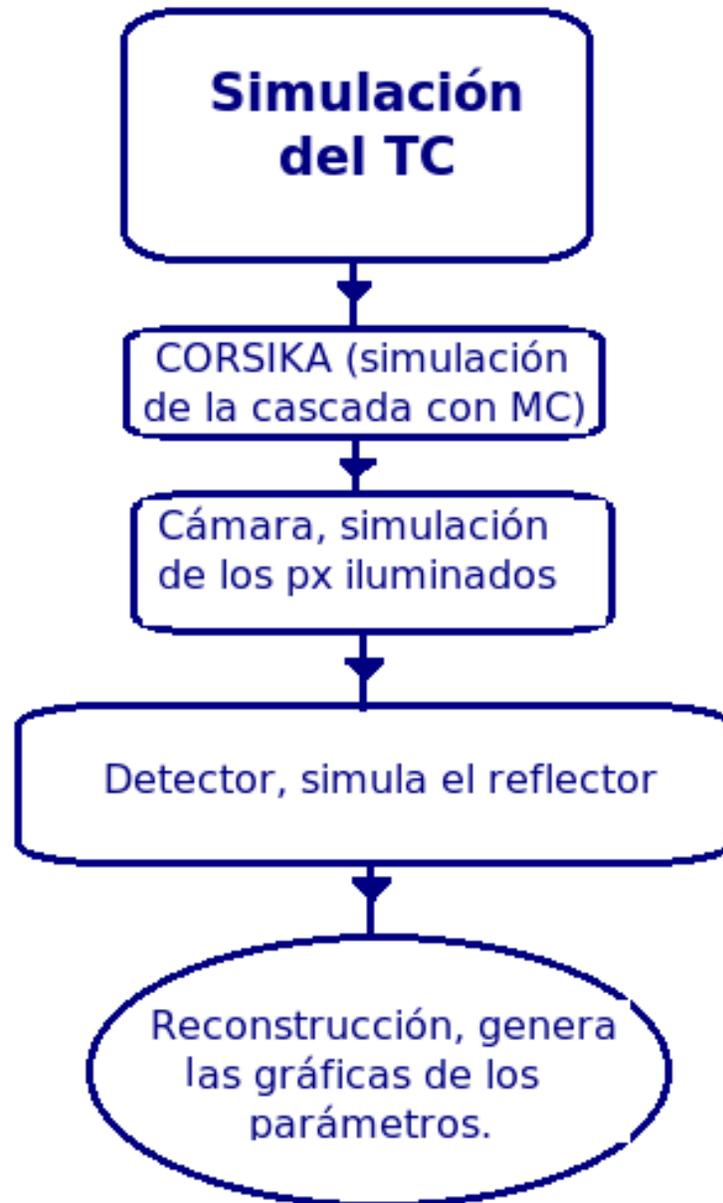


Figura 3.1: Diagrama de flujo de la simulación

radial (Radial Scalar Model), basado en los datos de un acelerador [Hi79]. Las CAE inducidas por los núcleos primarios son simuladas en un modelo de interacciones nucleares independientes, para la fragmentación en el núcleo del proyectil. La fragmentación de los núcleos que colisionan, es procesada de acuerdo a las probabilidades de diferentes canales de fragmentación.

El código CORSIKA fue implementado apartir del modelo de partón hadrónico dual para la simulación de interacciones núcleo-núcleo[Ko99]. La simulación de la cascada, se lleva a cabo al nivel de cada fotón Cherenkov individual. Una fracción (aproximadamente del 2%) de los fotones Cherenkov de una cascada que golpean el reflector son almacenados con su información completa, i.e. el tiempo de llegada, la dirección de llegada y las coordenadas del impacto en el marco del reflector. Esto hace posible aplicar la simulación completa del procedimiento del detector a todas las cascadas que se han procesado de dicha forma.

La librería MC contiene las CAE inducidas por los RG primarios, protones, núcleos de He, de CNO, grupos de núcleos pesados y muy pesados. La energía primaria de las cascadas es distribuida aleatoriamente dentro de 14 posibles energías fijas, que van desde 100 GeV a 100 TeV. Los eventos se usan con pesos, de acuerdo a algunos espectros primarios elegidos.

Las simulaciones han sido realizadas para un ángulo cenital de 10° . Para cada partícula primaria se han simulado alrededor de 10^5 partículas generadas. La posición del eje de la cascada en el plano de observación, fue considerada uniformemente al azar, sobre el área limitada por el radio del telescopio. Se eligió dicho radio entre 250 y 450 m, incrementándose con la energía de la cascada y el ángulo de inclinación. Se ha hecho que el ángulo sólido alrededor del eje del telescopio sea aleatorio, considerando la mitad del ángulo de apertura (diámetro del espejo entre su distancia focal, 3.5°), para reproducir la distribución isotrópica de los eventos de RC en las CAE sobre el campo de vista de la cámara.

El método MC está basado en números aleatorios. CORSIKA se opera con el generador de números pseudo aleatorios RANMAR [Ma87], en la versión implementada en la librería de programas del CERN [Ja88]. Dicho generador libera números uniformemente distribuidos y ofrece la posibilidad de generar simultáneamente, más de 9×10^8 secuencias independientes, con una longitud aproximada de 2×10^4 cada secuencia. El generador está escrito en FORTRAN estándar, es rápido y satisface estrictas pruebas de aleatoriedad y uniformidad.

3.1.1 La atmósfera

La atmósfera adoptada consta de 78.1 % N_2 , 21 % O_2 y 0.9% Ar. La densidad de la variación de la atmósfera con la altitud, se modeló mediante 5 capas [Ha86]. La frontera de

la atmósfera en este modelo se define con la altura; en los 4 niveles inferiores, su densidad sigue una dependencia exponencial respecto a la altitud. En la quinta capa la cantidad de masa decrece linealmente con la altura. La relación entre la cantidad de masa $Z(h)$ y la atmósfera a la altura h , es de la forma:

$$Z(h) = \begin{cases} a_i + b_i e^{-\frac{h}{c_i}}, & i = 1, 2, 3, 4 \\ a_i - b_i \frac{h}{c_i}, & i = 5 \end{cases}, \quad (3.1)$$

donde los parámetros a_i , b_i y c_i , $i = 1, 2, 3, 4, 5$, se seleccionan de manera que $Z(h)$ sea continua en las fronteras de las capas y pueda ser continuamente diferenciable. La cantidad de masa $Z(h)$, se anula a la altura de 112.8292 km. La densidad atmosférica está dada por:

$$\rho(h) = -\frac{dZ(h)}{dh}. \quad (3.2)$$

En la simulación se considera una atmósfera plana. Cuando se consideran cascadas casi horizontales cuyo ángulo cenital $\theta \geq 75^\circ$, la influencia de la curvatura de la Tierra, no puede despreciarse. Con el fin de evitar largos cálculos en un sistema de coordenadas esféricas, la descripción analítica de la atmósfera, se reemplaza por la distribución de la cantidad de masa tabulada a un ángulo dado. Entonces, las cascadas casi horizontales se simulan usando el perfil atmosférico que está presente a lo largo del eje de cascadas casi horizontales.

El paso de la partícula primaria através de la atmósfera, comienza en el límite superior del modelo atmosférico. Apartir de este punto de inicio, se calcula el lugar de la primera interacción. En la simulación, la altura se fija en los valores de entrada. El núcleo blanco de la interacción se selecciona aleatoriamente. Pueden considerarse como partículas primarias: protones, núcleos más ligeros que el Fe, fotones, etc.

En el cálculo de la profundidad, para diferentes ángulos del cenit, se toma en cuenta la geometría de la atmósfera hacia abajo y se usa el modelo atmosférico MODTRAN (dentro de CORSIKA), mismo que proporciona índices atmosféricos más exactos (dada una altura) y fue desarrollado para los fotones Cherenkov.

Empleando lo antes mencionado, CORSIKA proporciona una simulación detallada de las CAE, iniciadas por las partículas con altas energías de los RC, describe CAE cercanas al cenit y genera incluso cascadas horizontales (para lo cual contiene un algoritmo de rastreo).

Las partículas primarias atraviesan la atmósfera, hasta que reaccionan con núcleos de aire o (en el caso de partículas secundarias inestables) decaen. Con CORSIKA se calculan las posiciones de las partículas dispersadas, el campo magnético de la Tierra para los hadrones considerados y pueden usarse energías mayores a 100 GeV.

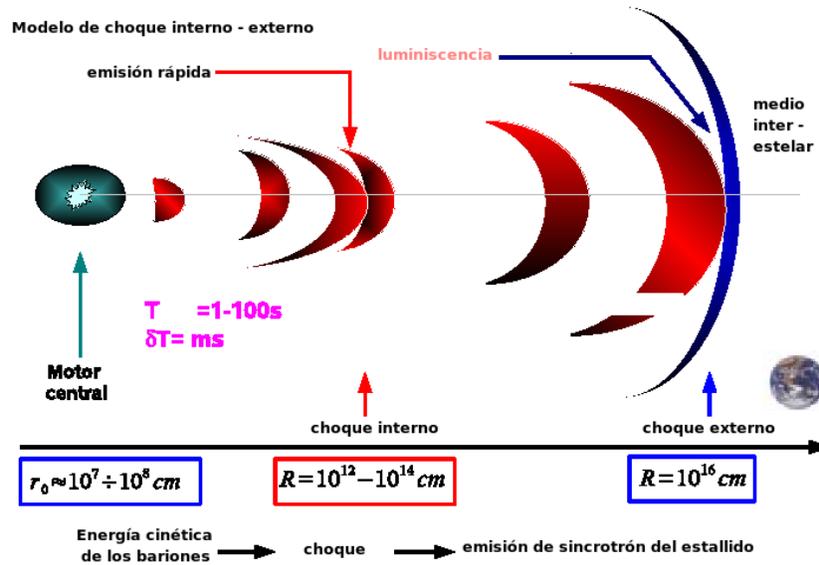


Figura 3.2: Modelo de la bola de fuego para explicar los estallidos de RG

Las interacciones hadrónicas a bajas energías (< 80 GeV), son descritas por:

- ISOBAR rutinas simples correspondientes al modelo de la bola de fuego ¹ ver figura 3.2.
- GEISHA (Gamma Hadron Electron Interaction SHower Algorithm) rutinas de interacción, que proporcionan un modelo detallado para describir las cascadas hadrónicas en materia, pueden describir partículas con energías cercanas a 100 GeV, que interactúan con núcleos pequeños (de un nucleón) y no simula núcleos con número atómico >1 . Estas rutinas, emplean el principio de superposición y simulan las interacciones con el modelo del partón hadrónico dual. Además, cuenta con una liga a FLUKA (FLUctuating KAskade), un código para el transporte de multipartículas.
- URQMD (Ultra Relativistic Quantum Molecular Dynamics) modelo microscópico, basado en dinámica molecular cuántica.

Las interacciones hadrónicas con energías altas (> 80 GeV), pueden ser descritas por:

- HDPM (Hadronic Dual Parton Model) un generador fenomenológico que se ajusta a los datos experimentales, siempre que sea posible. Está basado en los hallazgos del modelo y trata de reproducir las distribuciones cinemáticas relevantes, que se han medido en los

¹Es el punto de partida para explicar la fenomenología de los estallidos de RG, la energía que surge de los estallidos parece deberse a la liberación catastrófica de energía por un objeto de masa estelar. Escenario resultante de la conversión de energía gravitacional en neutrinos, ondas gravitacionales en una esfera de fuego compuesta de pares $e^- e^+$, gammas, electrones y una parte mínima de materia bariónica. Se considera que los estallidos y su luminiscencia provienen de la disipación de la energía cinética de la bola de fuego.

colisionadores. Además, toma en cuenta los diferentes canales del decaimiento (en los decaimientos de partículas).

-Para interacciones electromagnéticas se hace un desarrollo en series de Taylor del programa de cascada EGS4 (Electron Gamma Shower system version 4), o se usan las fórmulas analíticas NKG (Nishimura Kamata Greisen).

-SYBILL un modelo de minijets.

-DPMJET (Dual Parton Model mit JETs) el modelo del partón dual con emisiones.²

-QFSJET (Quark Gluon String Model mit JETs) el modelo de cuerdas gluónicas, con emisiones.

-VENUS (Very Energetic Nuclear Scattering) para la dispersión nuclear muy energética, con la simulación de reacciones secundarias en el núcleo e implementaciones para altas energías, dominadas por los procesos fuertes donde predomina el impulso núcleo - núcleo, es precisamente lo contrario que QGSJET.

-NEXUS se extiende más allá de una combinación de VENUS y QGSJET.

HDPM y SYBILL son modelos fenomenológicos para generar CAE, que incluyen a su vez a los modelos VENUS, QGSJET y DPMJET, están basados en la teoría de Gribov-Regge, VENUS y QGSJET se usan para estimar medidas y datos de la cascada, a partir de la aceleración. El modelo más reciente EPOS (aproximación de la dispersión mecánica múltiple que conserva la Energía, basada en: Partones, trayectorias de partones, remanentes de explosión apagados -Off y Separación de las trayectorias de los partones), se construyó sobre el marco del NEXUS con mejoras, respecto a las interacciones fuertes, nucleares y los efectos de alta densidad, con varias opciones para la generación de radiación Cherenkov y de neutrinos.

La última parte de CORSIKA es una simulación detallada de la componente electromagnética de la CAE, con la versión adaptada del código EGS4, desarrollado por el SLAC (Stanford Linear Accelerator Center). Se toman en cuenta los nuevos cálculos de la posición de las partículas, puede simular energías de PeV, con el efecto Landay-Migdal del pomerón, la producción de muones a través de la formación de pares y la fotoproducción del hadrón, con la subsecuente descomposición de piones en muones. Alternativamente se usa el programa de fórmulas NKG para calcular la densidad electrónica, seleccionando el lugar y la cuenta electrónica total. La simulación de las CAE electromagnéticas de TeV, se calcula con GHEISHA, VENUS y EGS4.

Una vez conocida la altura de producción y longitud de onda de cada fotón Cherenkov, y ya que el efecto de la atmósfera se ha calculado, se simula la reflexión en los espejos [Mo02].

En este trabajo se simularon CAE hadrónicas y electromagnéticas, con distintas energías

²Las emisiones gamma poseen diversas geometrías (no solo la de bola de fuego), como las emisiones colimadas, tipo chorro (jet).

(300, 500 y 800 GeV), considerando las condiciones atmosféricas y geomagnéticas de Sierra Negra (el sitio donde estarán los TC). Los datos se almacenaron en discos duros, formando la base de datos que es leída por los programas de reconstrucción de los TC. Dicha base, ocupa un espacio en disco de cerca de 2 TB. ³

3.2 Simulación del reflector

El módulo reflector emplea el método de trazado de rayos para describir la intensidad del fotón en el plano de la cámara; con el cual se sigue y reproduce cada rastro de fotón reflejado en un espejo individual, empleando el ajuste y curvatura de cada espejo, de modo que si ninguno de los 30 espejos se halla en el camino del fotón, éste se pierde.

El procedimiento para simular el detector considera todas las eficiencias involucradas en el proceso de propagación de la luz Cherenkov, las cuales comienzan con la emisión de fotones Cherenkov y terminan con la digitalización de las señal del FM.

Los efectos simulados son:

- la reflectividad del espejo (modelada con la técnica de trazado de rayos, de forma fenomenológica, usando las funciones de las manchas distorsionadas de luz, en el plano focal de la cámara

³	Partícula	Altitud	Energía	Memoria aproximada
	gamma	2200 m snm	300 GeV	62 GB
	gamma	2200 m snm	500 GeV	115 GB
	gamma	2200 m snm	800 GeV	187 GB
	gamma	4100 m snm	300 GeV	118 GB
	gamma	4100 m snm	500 GeV	677 GB
	gamma	4100 m snm	800 GeV	219 GB
	proton	2200 m snm	300 GeV	71 GB
	proton	2200 m snm	500 GeV	42 GB
	proton	2200 m snm	800 GeV	93 GB
	proton	2200 m snm	1 TeV	21 GB
	proton	2200 m snm	1 a 10 TeV	21 GB
	proton	4100 m snm	300 GeV	14 GB
	proton	4100 m snm	500 GeV	25 GB
	proton	4100 m snm	800 GeV	57 GB
	proton	4100 m snm	800 GeV	57 GB
	archivos del reflector	5 GB		
	archivos de la cámara	124 MB		
	archivos de CORSIKA	800 MB		
	archivos del detector	260 MB		
	archivos del análisis	3.2 MB		

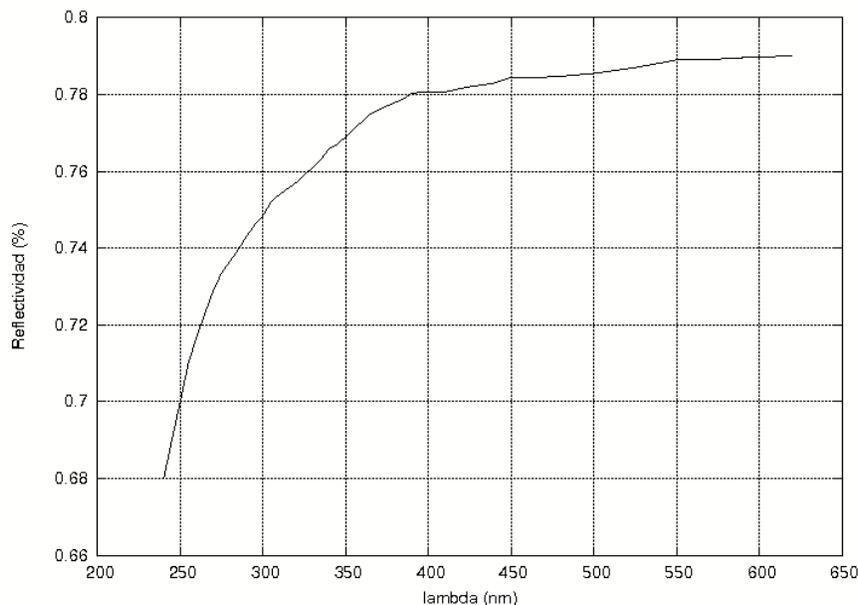


Figura 3.3: Simulación de la reflectividad en función de la longitud de onda para los espejos de los TC.

[Sc01]),

- la absorción de la luz, en el panel de plexiglas que cubre la cámara,
- la aceptación de los conos de Winstone, que se hallan frente a los FM,
- la conversión electrón-fotón, dentro del FM EMI9083 KFLA (tomando en cuenta sólo una medida del espectro del fotoelectrón).

Las trayectorias de los fotones que atraviesan el nivel de observación, se analizan para determinar cuáles y dónde golpearán el plato del TC. También se considera la posibilidad de que se pierdan en las zonas muertas entre los espejos individuales. Luego, se simula la absorción por el espejo, tomando en cuenta la dependencia de la reflectividad como función de la longitud de onda de la luz incidente. La gráfica 3.3 muestra la simulación del espectro de reflectividad del espejo.

Una vez que se sabe que espejo individual golpeará el fotón, se calcula su dirección luego de su reflexión sobre la superficie esférica. La razón de detección del TC se determina principalmente por el flujo isotrópico de RC primarios, protones y núcleos.

El número de fotones Cherenkov producidos por una cascada es proporcional a energía de la partícula primaria, de modo que las condiciones del disparo determinan el umbral de energía del TC.

Al incrementarse la energía de las partículas primarias, más y más cascadas son capaces de

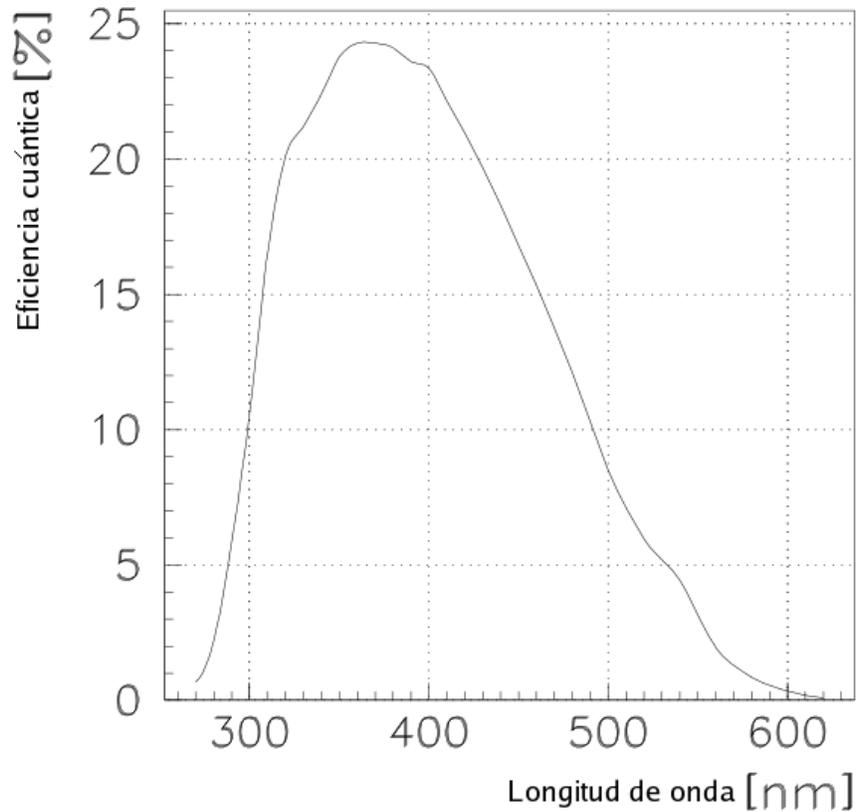


Figura 3.4: Simulación de la eficiencia cuántica de un pixel de la cámara contra la longitud de onda.

satisfacer los criterios del disparador. Sin embargo, tienen distancias de impacto lejanas al TC. A grandes distancias del eje de la cascada la densidad de fotones Cherenkov decrece rápidamente.

El cambio en el flujo respecto a la energía del RC primario ⁴, es proporcional a $E^{-2.75}$, de modo que la contribución de las cascadas con alta energía ($E > 20 \text{ TeV}$), a la razón total de detección de RC es bastante pequeña y se colecta en una área mayor. La eficiencia total de la conversión de fotón a FE es cercana a 0.1 [He98].

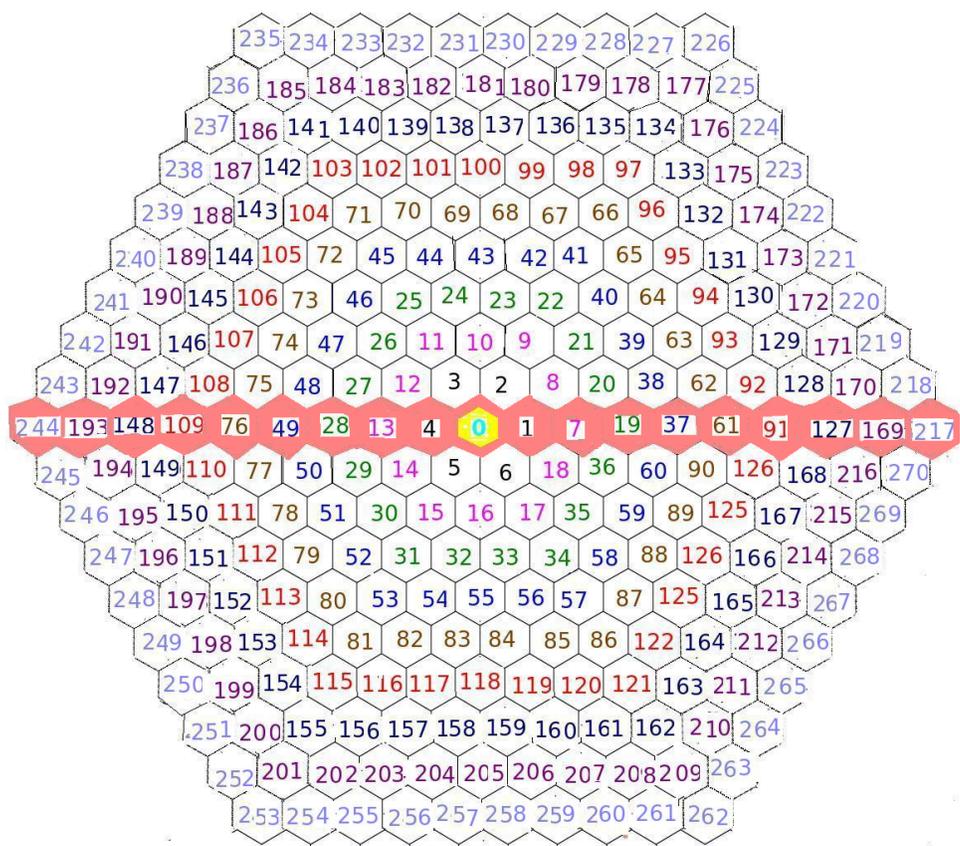


Figura 3.5: Distribución de los píxeles de la cámara, empleada en la simulación.

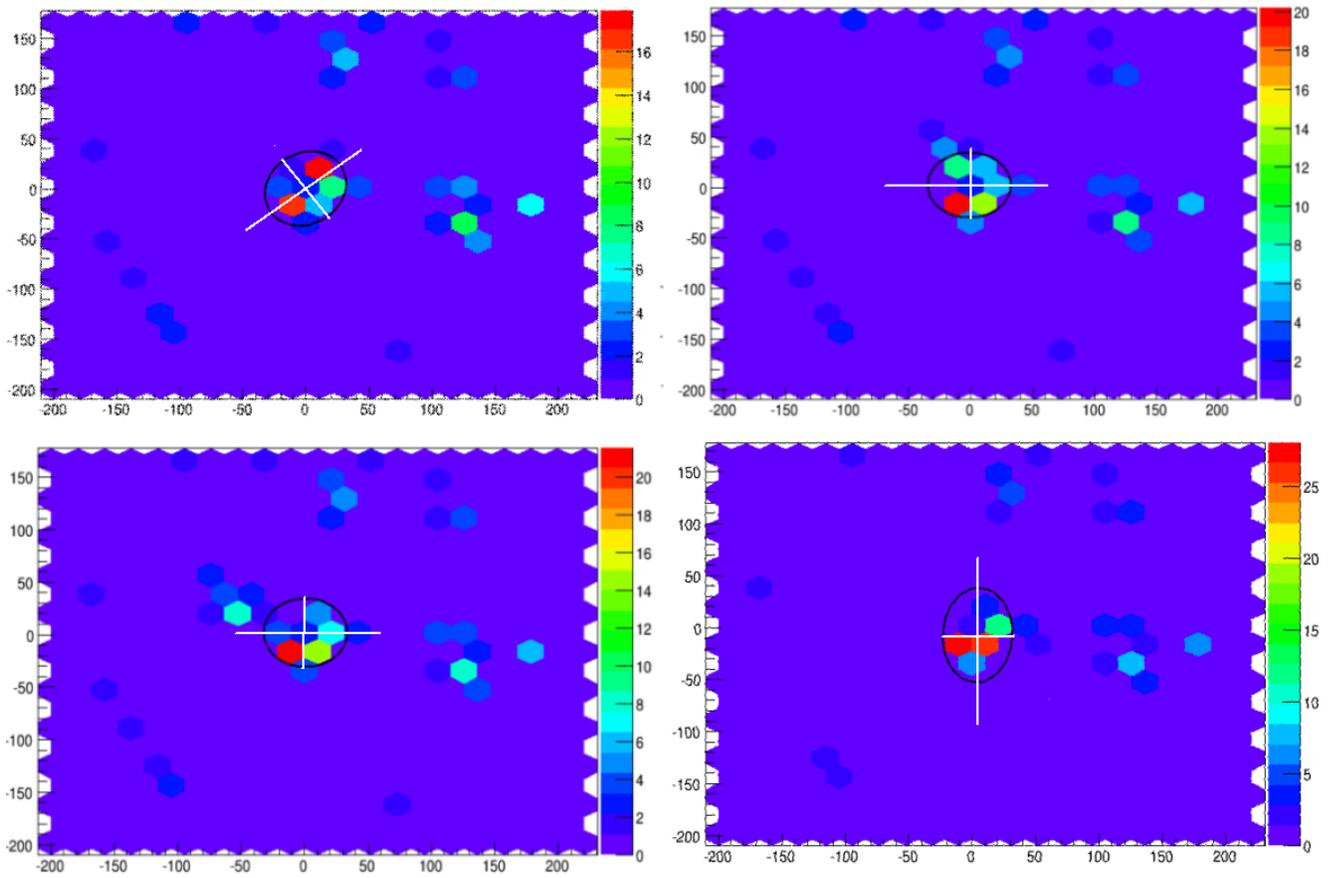


Figura 3.6: Simulación de los pixeles de la cámara que se activan en una cascada generada por un RG con 300 GeV.

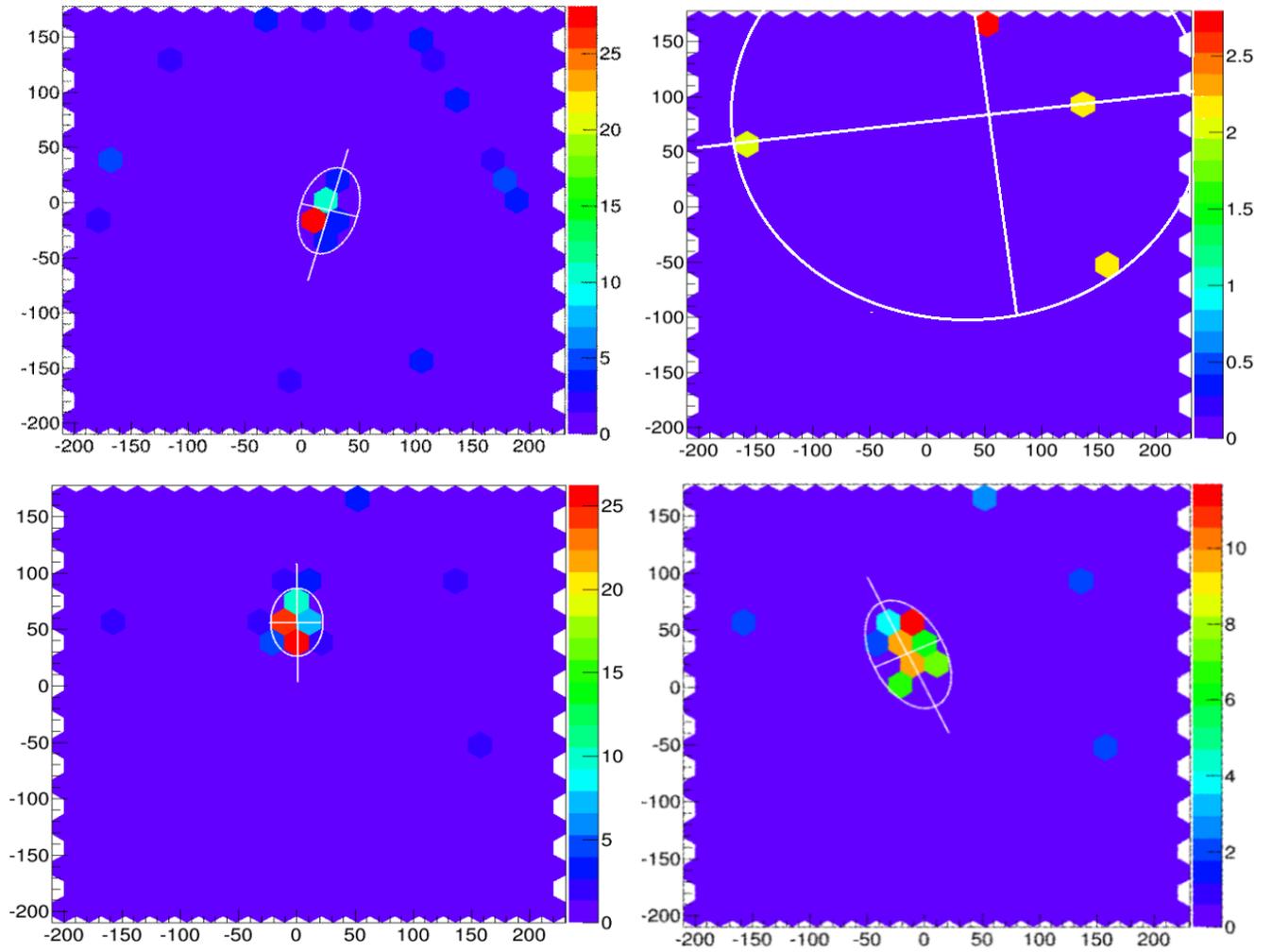


Figura 3.7: Simulación de los pixeles de la cámara que se activan en una cascada generada por un protón con 300 GeV.

3.3 Simulación de la cámara

La cámara de un TC convierte los fotones entrantes a cada celda en FE (determina la señal del pixel en FE). Los fotones que han alcanzado una celda llenan los 2.1 cm de ancho del FM; pero si un fotón cae fuera de la cámara, entonces, se pierde para el resto de la simulación. La cantidad de fotones de cada pixel se reduce debido a la transmisividad del conductor de luz y a la eficiencia cuántica del FM. La gráfica 3.4 muestra la simulación de la eficiencia cuántica para un pixel en función de la longitud de onda [Ba97, Co99]. La simulación de las imágenes exhibe una estructura fina que, junto con la granularidad de la cámara permiten discriminar entre RG y RC, ver figuras 3.10, 3.7.

El programa cámara, corre sobre los archivos producidos por el módulo reflector y genera para cada cascada, la salida de la señal en el mismo formato de datos. La simulación de esta parte comprende:

- la pixelización, (ver figura 4.1)
- la suma del ruido,
- las guías de luz,
- el comportamiento de los FM,
- la óptica y
- el disparador.

En este módulo primero se leen los datos en común necesarios para todas las cascadas (energía, altitud, ángulo cenital), los parámetros de la corrida (eficiencia cuántica respecto a la longitud de onda del detector), se agrega el ruido, se analiza cascada por cascada, se calculan algunos parámetros totales y se almacena la información de salida. El punto de impacto de los fotones que llegan al plano de la cámara, es difuminado para simular las imperfecciones de los espejos; se usa una función gaussiana, como función puntual de dispersión ⁵ (FPD) con $\sigma = 0.5$ cm, para cada una de las coordenadas, ver figura 4.1.

⁴ $\phi = \frac{dN}{dE}$, el conteo cambia en un factor de 2 cuando la energía del RG disminuye.

⁵La función puntual de dispersión, describe la distribución de luz en el plano focal del telescopio para fuentes astronómicas puntuales (es la imagen de un objeto luminoso puntual, como se registraría en el TC), depende del diseño óptico, la calidad de los segmentos individuales del espejo, la precisión del alineamiento, la estabilidad mecánica del plato y de los soportes de los segmentos. En un TC los requerimientos para la FPD son más laxos comparados con los de los telescopios ópticos, típicamente una FPD total de algunos arcos minuto (para cada espejo individual) es aceptable.

La FPD de un sistema óptico perfecto está basado en elementos circulares, sobre un modelo derivado de la teoría de la difracción de Fraunhofer, una aproximación escalar aplicada a las ondas planas:

$$I(u) = \frac{1}{(1 - \epsilon^2)^2} \frac{2J_1(u)}{u} - \epsilon^2 \frac{2J_1(\epsilon u)^2}{\epsilon u}, \quad (3.3)$$

donde $I(u)$ es el brillo en el plano focal normalizado a su máximo en $u = 0$, u es la distancia adimensional al

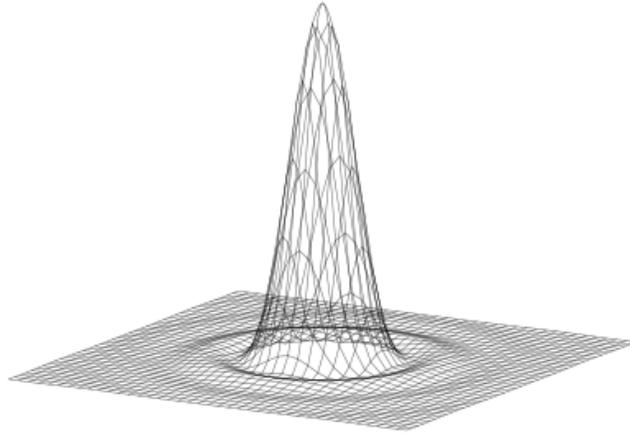


Figura 3.8: FPD para un lente [Ai]

El análisis del factor de conversión abarca al FM y la FPD (ver figura 3.8) del espejo. Empleando la FPD en un sistema formador de imágenes, es posible conocer cómo se degrada una imagen real durante el proceso de adquisición de datos, para posteriormente restaurar la señal original.

La corriente es proporcional a la FPD para una posición dada de la imagen integrada sobre el área del pixel; a partir de esto, la localización de la imagen, la FPD y la amplitud de onda de la FPD pueden determinarse. Durante 1995, esta técnica fue mejorada para incluirse en los requerimientos al reconstruir el sistema de datos. La exactitud de la reconstrucción de eventos direccionales $< 0.1^\circ$ determina la FPD para las imágenes de 2 RG en el cielo.

Si se busca la emisión de una fuente puntual, cerca del 99% de los eventos en el campo de vista de la cámara pueden ser rechazados, usando la condición de que el rayo primario debe venir de la dirección de la fuente.

eje óptico en el plano focal, ϵ es el radio fraccional al oscurecimiento central de la apertura primaria (supuesto circular), J_1 es la función de Bessel de primera clase; u se relaciona con el radio angular θ (como medida de la apertura primaria), la longitud de la onda λ y el diámetro D de la apertura primaria, como sigue:

$$u = \frac{\pi}{\lambda} D\theta. \quad (3.4)$$

La forma de las imágenes luminosas se usa para suprimir las cascadas inducidas por RC. La inclinación de la transición en los bordes del pixel, es decir el espacio entre las líneas de contorno, es una medida de la FPD. Los puntos en las gráficas de contorno de la corriente, de cada pixel de la cámara contienen información sobre la FPD y las inexactitudes. El ancho total de la mitad del máximo (Full Width at Half Maximum) de la FPD del reflector es mayor que 10 arcmin.

Los candidatos de RG, se seleccionan empleando el ancho de la escala media, es decir, la razón del ancho de la imagen respecto al ancho esperado por la cascada inducida por los fotones. La FPD describe la respuesta de un sistema de imágenes a una fuente u objeto puntual; es un sistema de respuesta al impulso de un sistema óptico enfocado, puede verse como una gota extendida sobre una imagen (representa a un objeto sin resolución), corresponde a la versión espacial del dominio del módulo de la función de transferencia. El grado de dispersión del objeto puntual es una medida de la calidad del sistema de imágenes. En sistemas de imágenes incoherentes como en el telescopio, el proceso es de potencia lineal, descrito con la teoría de sistemas lineales.

Si la luz es coherente la formación de imágenes es lineal en un campo complejo. Cuando 2 objetos A y B tienen imágenes simultáneas, el resultado es igual a la suma de las imágenes de los objetos, i.e. la imagen de A no se afecta por la imagen de B y viceversa (en este caso los fotones no interactúan). La suma de las ondas de luz pueden resultar en una interferencia destructiva o constructiva, en planos sin imagen. A partir de los escaneos, el centro de gravedad de la imagen, de ahí cualquier desviación puntal y la FPD se pueden determinar.

La calidad de la FPD de cada telescopio se determinan principalmente con la exactitud de la alineación de los espejos individuales y las pequeñas deformaciones del mismo reflector a diferentes elevaciones. Los espejos individuales se ajustan manualmente mediante tornillos.

Para cada espejo, la distancia apropiada al plato del espejo y el alineado se hallan minimizando la medida de la mancha en un punto, cerca del plano focal correspondiente a la fuente de luz. En el caso del telescopio OMEGA, dicho punto está desplazado 2.5 cm del plano ideal, debido a imperfecciones en los espejos (pues no todos los espejos tienen exactamente la misma distancia focal). Lo anterior se hace para determinar cuál será el punto focal de la simulación.

La mejor, i.e. la más pequeña de las FPD, se obtiene cerca a 90° del ángulo de cenit en el modo normal, ya que los ajustes de los espejos son cercanos a esa posición. Los platos de los espejos fueron diseñados de modo que cambien lo suficiente para proveer una FPD adecuada para el intervalo completo de los ángulos del cenit.

En el telescopio, el 90 % de la luz de un rayo se concentra por un sólo espejo en un círculo

de casi 2cm de radio, sobre el plano focal. Similarmente, en la simulación, los posibles desalineamientos de los espejos se consideran mediante el cambio posterior de la mancha producida por cada uno de ellos en una cantidad fija. Si un fotón al reflejarse queda en los límites de la cámara, el programa escribe sus parámetros relevantes (posición, ángulo de incidencia y tiempo de arribo) en el archivo de salida y continúa la simulación con el siguiente fotón.

Se simula el comportamiento de la cámara y el ruido de fondo del cielo nocturno, considerando la mayoría las características del detector y ambiente que pueden cambiar: ruido difuso, estrellas del campo de vista, condiciones del disparador, ruido electrónico, ganancia y eficiencia cuántica del FM, la FPD [Ba03, G097], etc. Para tener resultados realistas, la señal de ruido producido por el cielo nocturno, se considera junto con los fotones que arriban de las cascadas atmosféricas. La respuesta de pixeles individuales se llenan con la contribución del fondo. Considerando el montaje alt-azimutal ⁶, el campo de estrellas rota a lo largo de la toma de datos, de modo que el ángulo de rotación se calcula a partir de los ángulos cenital y azimutal de la posición del telescopio [Wi00].

3.4 Parametrización de las imágenes de la cámara

Las imágenes formadas en la cámara del telescopio son proyecciones de la luz Cherenkov producida por las cascadas generadas en la atmósfera por los RC. Se usan para obtener información sobre el tipo de partícula que las originó, su energía y dirección de incidencia.

El método estándar para parametrizarlas se introdujo en [Hi85], se basa en el análisis del segundo momento (estadístico) de las distribuciones biangulares de los destellos de luz Cherenkov, muestreados con pixeles de extensión angular sólida finita.

Con la ayuda de la simulación puede elegirse la forma de la imagen óptima y orientarla para mejorar el rendimiento en el conteo de fondo de los hadrones. La técnica de imágenes [We03],

⁶El telescopio se mueve en dos ejes, uno de izquierda a derecha (este-oeste), en azimut, sobre un eje horizontal, en torno a una base de plataforma giratoria; el otro eje, se mueve hacia arriba y hacia abajo (norte-sur), en altura, alrededor de un eje vertical.

La mayor ventaja de una montura alt-azimutal es la simplicidad de su diseño mecánico. La principal desventaja es su incapacidad para seguir objetos astronómicos en el cielo nocturno mientras la Tierra gira sobre su eje, de la forma en que una montura ecuatorial puede hacerlo. Las monturas ecuatoriales sólo tienen que girar alrededor de un solo eje, a velocidad constante, para seguir la rotación del cielo nocturno.

Los montajes alt-azimutal deben girar alrededor de sus dos ejes, a tasas variables, mediante sistemas de accionamiento con un microprocesador que controla dichos ejes, para seguir el movimiento ecuatorial. Esto imparte una rotación desigual al campo de vista que también tiene que ser corregido a través de un sistema de rotación en sentido contrario con un microprocesador.

es efectiva para extraer la imagen de la cascada de la matriz de amplitudes del pixel, provee separaciones efectivas gamma - hadrón y se ha usado extensivamente para muchos TC simples.

Las cascadas inducidas por gammas de alta energía son proyectadas en imágenes elípticas. Mientras que las inducidas por partículas debido a su interacción coulombiana con la atmósfera, son imágenes de contorno irregular. Ambas se parametrizan empleando los parámetros de Hillas, descritos a continuación (ver figura 3.9).

Largo, l (length), es el valor de la desviación estándar, a lo largo del eje mayor de la elipse, de la distribución de luz. Geométricamente es la medida del desarrollo longitudinal de imagen de la cascada.

Ancho, w (width), es el valor de la desviación estándar, a lo largo del eje menor de la elipse, de la distribución de luz. Corresponde la medida del desarrollo lateral (ancho) de la imagen de la cascada.

Distancia, d (distance), es la distancia del baricentro de la imagen al centro de la cámara. Sirve como medida de la distancia del centro de la cascada al telescopio, proporciona una medida del parámetro de impacto. Está correlacionada con el desarrollo transversal de la cascada.

Alfa, α , es el ángulo entre el eje mayor de la elipse con la línea definida entre el centro de la cámara y el centro de la imagen. Está definido sólo en la región 0° a 90° . Corresponde al ángulo de orientación de la imagen.

Distancia max, es la diferencia de pixeles respecto a la máxima intensidad del centro de la cámara, mide la ubicación respecto al máximo de la cascada.

x media coordenada x del centro de la elipse.

y media coordenada y del centro de la elipse.

Error (miss), es la distancia vertical entre el semieje mayor y el centro de la cámara. Es una medida de la orientación de la imagen del centro de la cámara.

Tamaño (size), es la cantidad total de FE colectados en la imagen de la cascada.

Así mismo se consideran algunos otros parámetros, como

Concentración, corresponde a la fracción de FE contenidos en los 2 pixeles más brillantes de la imagen. Se usa para describir la compacidad de la imagen.

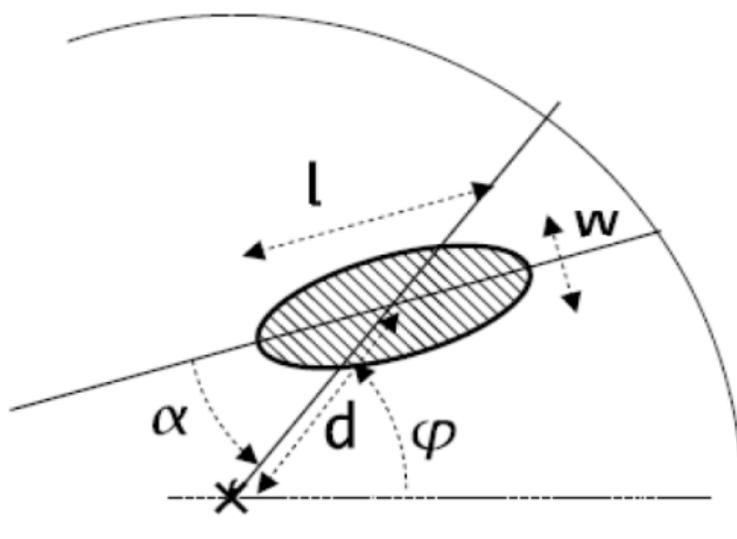
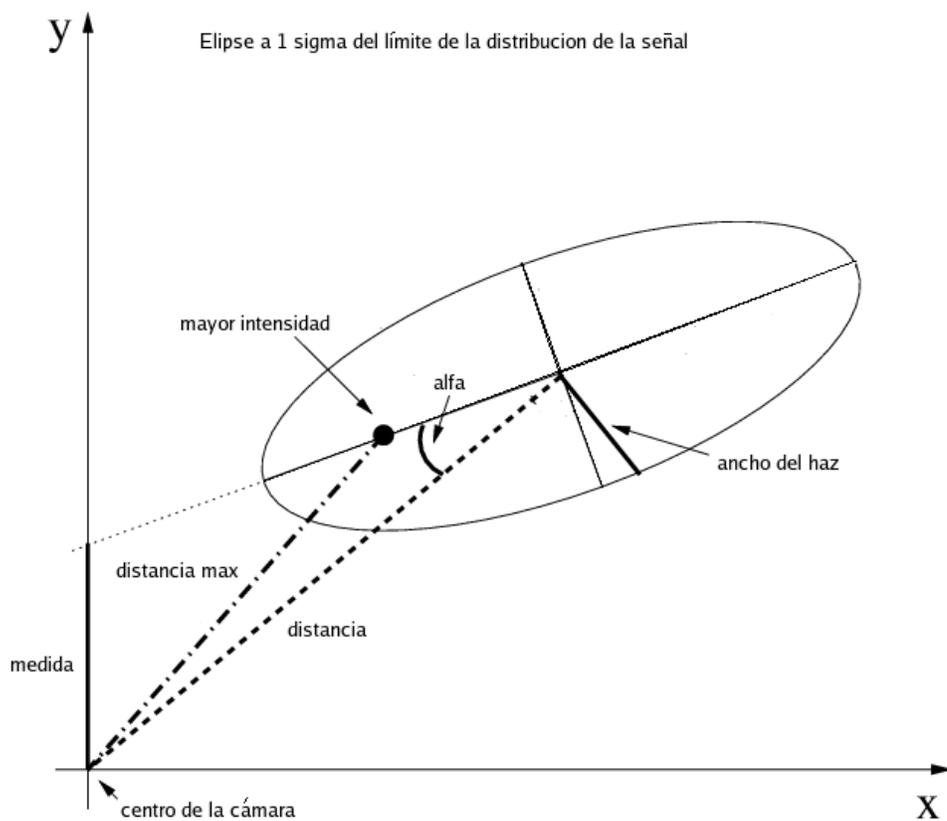


Figura 3.9: Definición de los parámetros de la imagen [?]

Escape (leakage), es la fracción de de los fotones que caen en los pixeles externos de la cámara.

Medida de la isla, dimensión de la isla principal de la imagen. Corresponde a una medida de la energía de las partículas primarias.

Theta θ , distancia entre la posición estimada de la fuente y la posición nominal de la fuente.

Número de islas, es el número de grupos compactos de pixeles iluminados, mediante los cuales se realiza la limpieza de la imagen.

Dispersión, es la distancia entre el centro de gravedad de la imagen y la posición estimada de la fuente a lo largo del eje mayor de la elipse, da un estimado de la distancia a la posición de la fuente a partir de la imagen.

En el análisis de resultados se usan principalmente α , el ancho (w), el largo (l) y ocasionalmente los demás parámetros.

La cascada electromagnética se compacta y se acorta longitudinalmente. El eje de la cascada es paralelo al eje óptico, atraviesa el de la cámara, ancho y alto son casi iguales y está mal definido para $\alpha = 0^\circ$ (la cascada se considera hacia abajo).

La cascada hadrónica tiene distribución lateral amplia, es posible disminuir la imagen de la cámara disminuyendo su ancho. La α de una cascada hadrónica isotrópica no necesariamente apunta la centro de la cámara, con lo cual se tienen valores variados de alfa, un alto conteo de RC, disminuye la eficiencia del disparador o trigger.

Las imágenes inducidas por fotones tienden a tener α pequeñas, mientras que las hadrónicas muestran una distribución aleatoria de α . En combinación con la distancia d , α proporciona una buena medida de la energía de la cascada.

Si el eje óptico es paralelo a la cascada, entonces la distancia máxima es equivalente a la distancia. Es posible hallar un promedio estimado de distancia - ancho al observar cascadas fotónicas , que corresponda al semieje menor de la elipse.

3.5 Modos de operación del TC

El TC se puede operar en diferentes modalidades para tomar los datos,
-observaciones encendido, son los datos que se adquieren con el telescopio apuntando hacia la fuente;

-observaciones apagado, se obtienen con el telescopio apuntando a una región del cielo con una distancia angular de al menos 3° , respecto a la posición de una fuente eventual, de modo que se observa una zona del cielo diferente y no correlacionada. La observación apagado con las mismas condiciones (meteorológicas, ángulo cenital, etc) de una encendido, se emplea para la determinación del nivel de fondo del modo encendido;

-observaciones oscilantes, se apunta el telescopio en una posición ligeramente diferente de la de la fuente, de modo que la fuente no queda en el centro de la cámara, sino en una posición trasladada 0.4° . Cada 20 min el TC se mueve de una posición a otra diametralmente opuesta, respecto al centro de la cámara, en la cual se puede tomar la muestra de datos apagado. Ésta modalidad permite adquirir datos encendido y apagado contemporáneos y con las mismas condiciones de observación, ahorrando así tiempo, pero disminuyendo la sensibilidad (un 20%) en la reconstrucción de eventos de la fuente, que no se encuentra en el centro de la cámara. El número de regiones de apagado en las cuales se puede calcular el fondo varían de 1 a 3. Elegir una sola posición contraria a la fuente, permite despreciar los efectos debidos a la eventual inhomogeneidad de la cámara, los cuales se vuelven importantes si se eligen más posiciones para la muestra de datos apagado, aunque mejore la determinación del fondo.

3.6 Luz de fondo

Las observaciones empleando un TC se basan en la capacidad del sistema para distinguir la señal que se desea medir, de la luz fondo del cielo nocturno. La significatividad ⁷ (o significancia) S , se puede expresar proporcionalmente a la densidad de fotones Cherenkov ρ , la superficie del espejo principal A y la eficiencia cuántica ϵ de los FM [Ga06], de acuerdo con

$$S = \rho A \epsilon. \quad (3.5)$$

⁷Las pruebas de significatividad estadística son métodos indirectos para evaluar los resultados, que no se pueden obtener en toda la población, sino en una muestra de ella; se busca determinar si se encontraría lo mismo, si estuviera toda la población.

Las búsquedas de partículas, no se hacen de forma individualizada, se busca un exceso sobre un fondo (i.e. una serie de eventos con las mismas propiedades). Lo cual implica, un análisis estadístico de los datos experimentales y/o simulados. Determinar si a ocurrido un evento, conlleva saber cuánto fondo se espera y el exceso, que no sea el resultado de una fluctuación estadística, de dicho fondo. En una distribución con una media dada, al medir, no siempre obtendremos esa media. Se precisa una cuantificación de los excesos, para establecer la probabilidad de que un exceso observado sea una fluctuación estadística del fondo, o un valor de σ .

La σ , proviene de la distribución gaussiana, que describe cómo se comporta el fondo en muchos de los casos. La σ de una distribución de Gauss, corresponde a la anchura de la misma, a mayor σ , menor será la probabilidad de que un exceso observado, se pueda explicar como una fluctuación del fondo.

El nivel de fondo, está dado por:

$$N = \Phi\Omega A\epsilon\tau, \quad (3.6)$$

donde Φ es el flujo de los fotones de fondo, Ω el ángulo sólido observado sólo en un FM y τ el tiempo de integración. La significatividad, se escribe como

$$\frac{S}{\sqrt{N}} = \rho\sqrt{\frac{A\epsilon}{\Phi\Omega\tau}}. \quad (3.7)$$

La densidad de fotones, es proporcional a la energía del rayo primario y por lo tanto

$$\frac{S}{\sqrt{N}} \propto E\sqrt{\frac{A\epsilon}{\Phi\Omega\tau}}, \quad (3.8)$$

de aquí es posible definir la energía umbral para la observación de una señal con significatividad, como

$$E_u \propto \sqrt{\frac{\Phi\Omega\tau}{A\epsilon}}, \quad (3.9)$$

i.e. la energía que maximiza la razón de detección de las cascadas de RG. El cálculo de la significatividad de una señal está ligado a la estadística que describe los eventos de fondo, y estos a la probabilidad de tener una fluctuación en la amplitud del fondo parecida a la propia señal.

Suponiendo que se logra observar una fuente por un tiempo t_1 con un conteo de N_1 por pixel; el nivel de fondo, puede estimarse mediante la observación de una zona sin fuente, un tiempo t_0 , con N_0 conteos de fondo. El número de conteos del fondo contenido en N_1 , es $N_f = \alpha N_0$, con $\alpha = t_1/t_0$. Entonces, el número de conteos debido exclusivamente a la fuente, viene dado por

$$N_s = N_1 - N_f = N_1 - \alpha N_0. \quad (3.10)$$

Los datos encendido y apagado se miden independientemente, de modo que es posible determinar la desviación estandar en el conteo debido a la fuente

$$\sigma^2(N_s) = \sigma^2(N_1) - \sigma^2(\alpha N_0) = \sigma^2(N_1) - \alpha^2\sigma^2(N_0), \quad (3.11)$$

de ahí que, asumiendo una distribución de Poisson para los conteos

$$\sigma(N_s) = \sqrt{N_1 - \alpha N_0}. \quad (3.12)$$

La significatividad también se puede escribir como

$$S = \frac{N_s}{\sigma(N_s)} = \frac{N_1 - \alpha N_0}{\sqrt{N_1 - \alpha N_0}}. \quad (3.13)$$

El número de fotones de la fuente puede ser calculado como

$$N_s = \int_0^{\infty} dE \Phi(E) A_e(E) t_1, \quad (3.14)$$

donde $\Phi(E)$ es el flujo de la fuente (en FE/cm² keV s) y A_e es el área eficaz del instrumento. Además, se opera con diferentes modos

- pedestal, estos datos son adquiridos de manera aleatoria, mediante ellos se determina el nivel de compensación relativo a la luz de fondo, cualquier luz no Cherenkov que alcance la cámara, incluido el ruido de la electrónica.
- calibración, perminten calibrar un pixel, se obtienen guardando la respuesta de un pixel a la señal del pulso luminoso generada con diversas longitudes de onda, por cada pixel es posible calcular el factor de conversión que deja la carga acumulada al número de FE en el FM mismo. La cantidad depende la ganancia y de la eficiencia cuántica del FM, la corrida de calibración se toma varias veces durante el tiempo que se toman datos. Las corridas de calibración y de pedestal se toman durante la toma de datos, intercalados.
- datos, se obtiene con el telescopio apuntado hacia la fuente.

El número de FE captado por cada FM se determina como $N_f = FQ$, donde Q es la carga acumulada en el FM y F es un factor de conversión que depende de la eficiencia cuántica y de la ganancia de cada FM, por lo tanto cada FM tiene su propio factor de conversión.

A continuación se seleccionan los pixeles de la cámara que tienen una señal de luz Cherenkov atmosférica. Si un pixel supera la señal N_n (umbral predeterminado), se considera como pixel-núcleo y si el pixel adjacente supera también el umbral, la imagen pasa al próximo nivel del análisis. Los pixeles-núcleo aislados, no se consideran. En el proceso de limpieza y parametrización de la imagen, la elección de un umbral muy alto, permite mejorar la reducción de los eventos de fondo, pero aumenta el umbral energético del análisis completo.

El valor del umbral o disparador determina el umbral de energía del sistema, un umbral alto aumenta la aceptación de gammas pero requiere de cascadas más energéticas, y por otra parte un umbral bajo disminuye la discriminación gamma-hadrón pero se pueden detectar cascadas gamma de baja energía. La condición de disparador local en cada telescopio tiene 271 del umbral del disparador, medido en FE q_o , y las señales en al menos 2 pixeles vecinos consecutivos en posición, ver figura 3.10, exceden dicho q_o .

Las distribuciones del parámetro de la imagen del segundo momento, dependen primordialmente de la cantidad de luz de fondo por pixel, una ligera sobreestimación o subestimación las cambia drásticamente; de ahí que, la simulación del funcionamiento del detector tome en cuenta la luz de fondo, contenida en los pixeles de la cámara.

En general, las distribuciones de la forma de los parámetros de las imágenes de luz Cherenkov dependen del modelo de desarrollo de la cascada atmosférica y del modelo de interacción

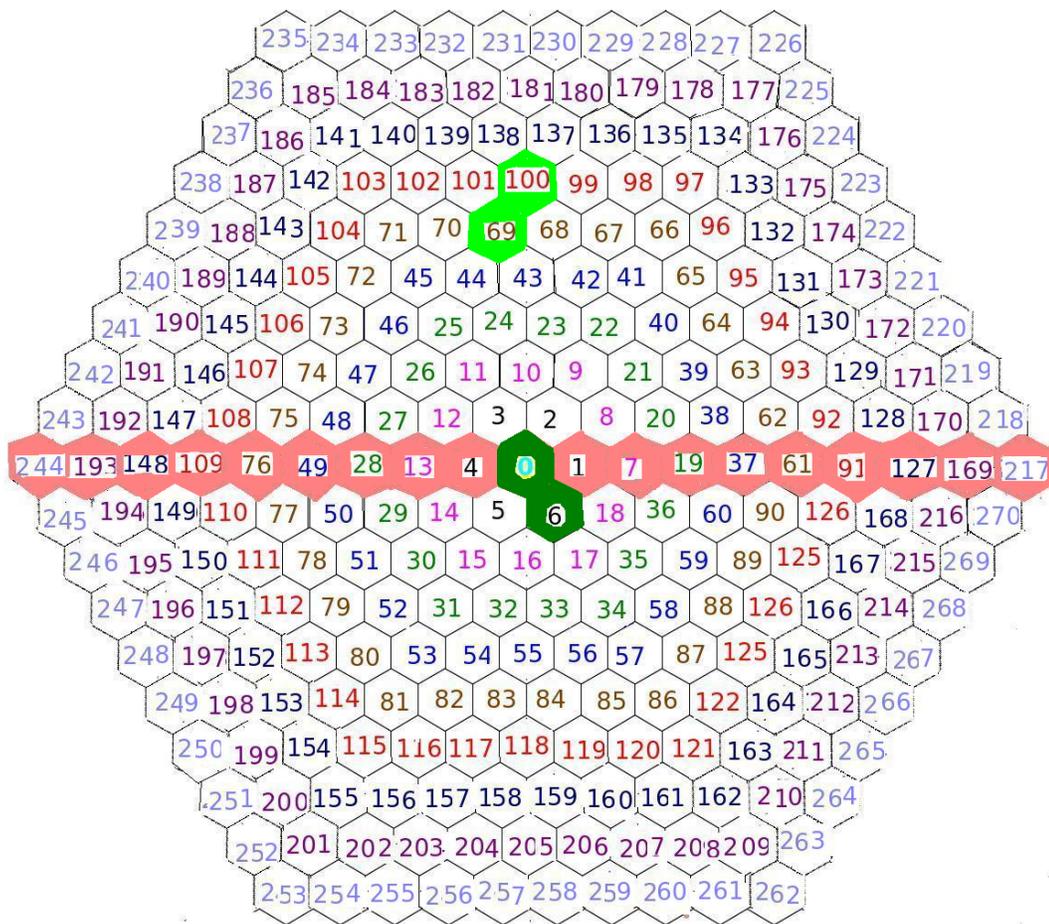


Figura 3.10: Se muestra un par de ejemplos, 0 y 6, 69 y 100, del encendido pixeles consecutivos de la cámara.

nuclear. La razón de detección de los RC de las CAE dominan, por al menos dos órdenes de magnitud, sobre la razón de detección de los RG. Para extraer la señal gamma con un nivel de confianza suficiente se usa un tipo de análisis que suprime significativamente la razón de los eventos de RC, basado en la aplicación de varios cortes computacionales relacionados con la orientación y forma de las imágenes de luz Cherenkov. Las razones de detección de las cascadas inducidas por RG antes y después de la aplicación de los cortes, deben calcularse considerando el flujo total y el espectro de energía de la fuente de RG.

Los RG de muy alta energía inducen CAE que pueden ser detectadas a grandes distancias (≥ 100 m) desde el núcleo de la cascada hasta el telescopio, lo que provee una razón de detección alta para las cascadas inducidas por RG que se han distribuido sobre una área grande de $S_\gamma \approx 10^5 m^2$ alrededor del sitio del telescopio. El área de colección se calcula con

$$S_\gamma = 2\pi \int_0^\infty P_\gamma(E, r) r dr, \quad (3.15)$$

donde $P_\gamma(E, r)$ es la eficiencia del disparador de RG para CAE de energía E y distancia de impacto r.

El área de colección $S_\gamma(E)$ para cascadas de energía primaria E está determinada principalmente por el área efectiva del telescopio reflector $S_{fe} = S_m \cdot \chi_{fe}$, donde S_m es el área total del espejo y χ_{fe} , es la eficiencia de conversión fotón - fotoelectrón de los canales de la cámara. Dada el área de un espejo, el área máxima de colección se obtiene reduciendo el umbral del disparador del telescopio, hasta su límite inferior, este límite depende de las fluctuaciones de la luz de fondo en cada pixel de la cámara.

El comportamiento del área de colección está determinado por la forma lateral de la distribución del área de producción de luz Cherenkov al nivel de observación. La densidad de fotones Cherenkov para impactos inferiores a 125 m al centro del TC es proporcional a la energía de la cascada primaria, mientras que más allá de 125 m la densidad de luz Cherenkov decrece rápidamente.

En observaciones a ángulos cenitales $\leq 30^\circ$ el área de colección decrece a bajas energías ($E \leq 3$ TeV) y se incrementa a mayores energías ($E > 5$ TeV). Las cascadas con mayor ángulo cenital se desarrollan más arriba en la atmósfera; en ellas, se produce la misma cantidad de luz Cherenkov (despreciando el incremento en la absorción), pero se dispersa sobre una área más amplia al nivel de observación, de modo que las densidades de fotones Cherenkov decrecen. Luego, las CAE de ángulos cenitales grandes no pueden disparar varios telescopios al mismo tiempo. En cambio, las cascadas de alta energía tienen una mucho mayor área de colección, por la gran área de producción de luz Cherenkov al nivel de observación.

En Omega, se pretende montar un TC, aunque lo ideal, es se que tomen medidas en modo estereoscópico, usando dos telescopios con un espejo relativamente pequeño (8.5 m²). El

sistema disparador basado en la detección simultánea de las imágenes de las cascadas en varios telescopios (al menos 2) fuerza a disminuir el umbral del disparador y el umbral de energía del sistema.

Para una mejor evaluación del espectro de energía es útil poner una restricción sobre el radio de impacto reconstruido desde el centro del sistema. La restricción influye principalmente en las áreas de colección a altas energías. Encima de ciertas energías, el área efectiva de colección se determina simplemente usando el área geométrica alrededor del sistema de TC [Ko99].

La observación simultánea de las CAE con más de dos telescopios ofrece la posibilidad de reconstruir la orientación del eje de la cascada con respecto al eje del telescopio [Hi89]. La aproximación general está basada en la superposición de varias imágenes en un plano focal común para derivar el punto de intersección del eje mayor de las imágenes parecidas a elipsoides, dicho punto de intersección determina la dirección de la cascada.

Si los TC se dirigen hacia el objeto, la reconstrucción de la posición de la fuente en el campo de vista de la cámara para los RG que inducen la cascada tienen que estar en el centro del plano focal de la cámara (lo cual se realiza en el modo de observación oscilante).

La posición de la fuente en el plano focal de la cámara es compensada 0.5° desde el centro de la cámara (sobre la declinación) y consecuentemente rota dependiendo del ángulo azimutal, lo cual provee la posibilidad de desarrollar fuentes de observación continuas, mientras que la región apagada puede elegirse en 1° , cambiando la posición de la fuente. En la simulación las imágenes de luz Cherenkov fueron cambiadas 0.5° desde el centro del plano focal con la aleatorización correlacionada sobre el azimut.

La resolución angular depende notablemente de la distancia de impacto del núcleo de la cascada al centro del sistema de TC; para distancias de impacto ≤ 125 m la resolución angular mejora ligeramente con el incremento en la energía de la cascada de RG, pues las imágenes en promedio contienen más luz y su orientación está mejor determinada. La resolución angular del sistema de TC es muy efectiva para suprimir el ruido de fondo de los RC isotrópicos.

3.7 Simulación de los parámetros de la cascada

El último paso de la simulación consiste en reconstruir la cascada, a partir de los parámetros α , l longitud, w ancho, s tamaño de la imagen y d distancia (al centro de masas o centro de la cámara).

Es posible registrar con las coordenadas (x_i, y_i) una señal n_i . El origen del sistema de coordenadas está en el centro de la cámara. Se forma una imagen de una elipse y se consideran los parámetros de Hillas relativos a un punto calculado (x_c, y_c) , el cual no necesariamente debe ser idéntico al origen del sistema de coordenadas. El eje mayor de la elipse está dado por $y = lx + w$.

Para calcular la elipse a partir de la amplitud del FM, se calculan los primeros momentos (parámetros estadísticos generalizados):

$$x_c = \frac{\sum n_i x_i}{\sum n_i} \quad (3.16)$$

y

$$y_c = \frac{\sum n_i y_i}{\sum n_i}, \quad (3.17)$$

donde x_c y y_c dan la posición del centro de masas de la elipse, n_i son los FE en cada pixel i y x_i, y_i dan la posición del pixel respecto al centro de la cámara. Así como los segundos momentos

$$\langle x \rangle = \frac{\sum n_i (x_i - x_c)}{\sum n_i}, \quad (3.18)$$

$$\langle y \rangle = \frac{\sum n_i (y_i - y_c)}{\sum n_i}, \quad (3.19)$$

$$\langle x^2 \rangle = \frac{\sum n_i (x_i - x_c)^2}{\sum n_i}, \quad (3.20)$$

$$\langle y^2 \rangle = \frac{\sum n_i (y_i - y_c)^2}{\sum n_i}, \quad (3.21)$$

y

$$\langle xy \rangle = \frac{\sum n_i (x_i - x_c)(y_i - y_c)}{\sum n_i}. \quad (3.22)$$

Considerando las siguientes simplificaciones

$$\sigma_{x^2} = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2, \quad (3.23)$$

$$\sigma_{y^2} = \langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2, \quad (3.24)$$

$$\sigma_{xy} = \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle \quad (3.25)$$

y las siguientes definiciones

$$d = \sqrt{x_c^2 + y_c^2}, \quad (3.26)$$

$$k = \sigma_{y^2} - \sigma_{x^2}, \quad (3.27)$$

$$l = \sqrt{k^2 + 4\sigma_{xy}^2}, \quad (3.28)$$

$$u = 1 + k/l \quad (3.29)$$

y

$$v = 2 - u, \quad (3.30)$$

obtenemos los 3 principales parámetros de Hillas (longitud, ancho y distancia)

$$\langle l \rangle^2 = \frac{\sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} + l}{2}, \quad (3.31)$$

$$\langle w \rangle^2 = \frac{\sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} - l}{2} \quad (3.32)$$

y

$$\langle d \rangle^2 = \langle x \rangle^2 + \langle y \rangle^2 \quad (3.33)$$

Posteriormente, se calcula el eje de rotación δ , con d y δ se obtiene α . Luego, usando los 3^{os} momentos calculamos los parámetros de asimetría, los cuales, al igual que la distribución de la luz, se hallan a lo largo del eje mayor. La cascada hadrónica posee una alta asimetría. Para describir la imagen se debe contar con el centro de gravedad y 2 momentos (estadísticos) bidimensionales del reparto de la señal.

Capítulo 4

Análisis y resultados

La técnica Cherenkov, al ser un método de observación indirecto, permite el estudio de las características de los fotones, sólo después de un proceso de reconstrucción del evento observado. En esta parte del trabajo, revisaremos el análisis y los resultados del código de simulación implementado para este telescopio.

4.1 Separación gamma - hadrón usando los parámetros de la cascada

La discriminación entre RC y RG, empleando los parámetros de la cascada, se basa en

- la geometría, debido a que las cascadas que llegan paralelas al eje óptico (la dirección de la fuente), tienen imágenes aproximadamente elípticas y parecen ser irradiadas desde el centro de la cámara;
- la forma de las imágenes, ya que en una cascada hadrónica son más amplias y más irregulares que las de la cascada electromagnética.

Para optimizar la calidad de la imagen se emplean diferentes cortes, mediante los cuales se rechaza una parte significativa de la señal, además de adicionar el ruido de fondo con lo cual puede haber ligeras diferencias en la distribución de parámetros (por ejemplo en la condición del detector); pero dichas diferencias, todavía nos permite discriminar los RC de los RG.

La forma del corte elegido, es similar al ruido de fondo, por eso debe considerarse la influencia del corte sobre la aceptación del espectro de energía (i.e. con el corte podríamos rechazar gammas de diferentes energías a la de la fuente, el corte se optimiza para el espectro de esa

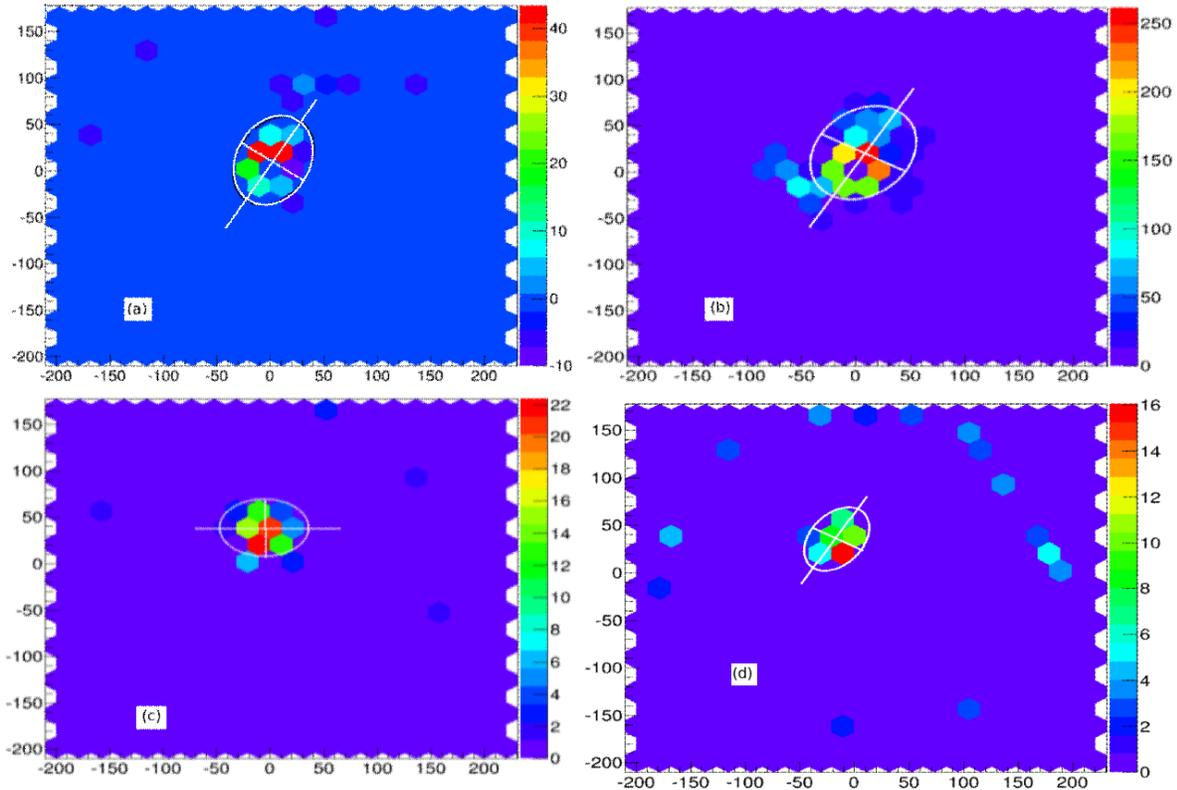


Figura 4.1: Simulación de los pixeles de la cámara que se activan en una cascada generada por un RG con (a) y un protón (b) de 800 GeV, por un GR (c) y un protón (d) de 500 GeV. A modo de ejemplo se trazaron las posibles elipses y sus ejes en cada caso.

fuente) y sobre el total de la zona energética. El corte debe ser tan pequeño como se pueda, para que la diferencia entre los datos experimentales y simulados sea mínima; de modo, que los errores sistemáticos (por ejemplo, la vibración debida al movimiento del telescopio, al seguir una fuente) en el espectro estimado, sean controlados y minimizados. La optimización final del corte significativo, se obtiene a partir de los errores estadísticos.

4.1.1 Rechazo de hadrones usando las gráficas α

El rechazo de hadrones para fuentes puntuales con posición conocida, se basa principalmente en el largo l y el ancho w . Cada tamaño s , tiene un valor promedio de l ; s es indicador de la energía, se espera que a mayor energía, se tenga mayor s y por lo tanto mayor l . Cuando la imagen está cerca del centro de la cámara o de sus límites, es difícil determinar su forma

y dimensiones, de modo que, no hay posibilidades de discriminar gammas de hadrones.

Las elipses, se diferencian empleando los l y w normalizados, es decir, para cada s (energía), los valores de l y w , pueden ser ligeramente diferentes, por lo que se hace un promedio de los valores de l y w para diferentes s .

Una optimización de los cortes, mejora la sensibilidad para estimar el espectro de energía. Los gammas, se seleccionan, haciendo un corte en el ancho w , este corte no posee una aceptación energética homogénea. Mediante el uso del valor esperado del ancho para los eventos gamma w_γ , se obtiene una clara mejoría tanto para la supresión del fondo, como para el intervalo de energías consideradas.

La amplitud angular de la cámara y el ángulo del cenit, determinan la distancia máxima de observación que alcanzará la cascada desde el TC e indican el alcance de w para los gamma, en comparación con los protones.

Para fuentes puntuales con posición conocida (respecto al centro de la cámara), pasando la primera selección, se obtiene la distribución de α , para la fuente y para el ruido. Con el valor de la mitad a la altura máxima (FWHM Full Width At Half Maximum) de la distribución del parámetro alfa, se determina la resolución angular. Mientras que con el doble del FWHM, determinamos la anchura total.

La significancia de una fuente,

$$S \approx \frac{N_1 - N_0}{\sqrt{N_1 + N_0}}, \quad (4.1)$$

donde N_1 es el número de fotones de los eventos en encendido y N_0 es el número de fotones de los eventos en apagado; se emplea para seleccionar las imágenes que tienen mayor probabilidad de provenir de la fuente. Para fuentes con posición desconocida, se usa un método similar, pero en vez de α se emplea el parámetro θ .

Considerando que cada imagen apunta en la dirección en la que se encuentra su fuente (o que la fuente no está en el centro de la cámara), se obtienen l , w , s y δ .

4.2 Análisis de los parámetros largo y ancho

Se simularon cascadas atmosféricas de RG y de protones a diferentes energías, suponiendo una altura de 2 200 m snm. Las bases de datos fueron analizadas, con los programas descritos en los capítulos anteriores. En la figura 4.1 (a) podemos ver una simulación de la luz que llega a la cámara, en el caso de un RG. El color nos indica el número de FE registrados

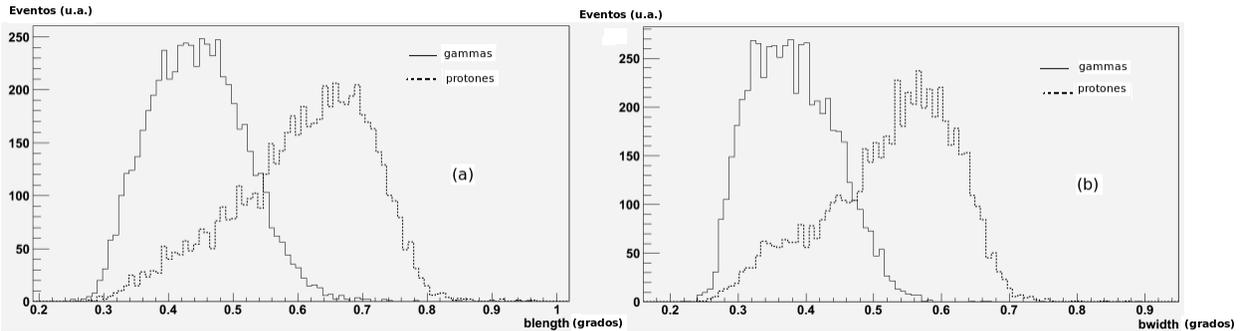


Figura 4.2: Comparación de las distribuciones de las imágenes de los parámetros (a) largo y (b) ancho, a 200 m snm, con 500 GeV, para gammas y protones.

en cada pixel de la cámara. Sobre la simulación hemos sobrepuesto una línea blanca que nos indica una posible elipse asociada a esta imagen. Los parámetros de Hillas l , s , w , α , son obtenidos a partir de estos datos (ecuaciones 3.31 y 3.32). En el caso de protones, se puede observar como el semieje mayor se desvía del centro de la cámara, además de que su distribución no es simétrica y aunque se asocia una posible elipse, los parámetros l y w , tendrán variaciones más aleatorias, que en el caso de un RG. Por tanto, hacer cortes en los parámetros l y w , nos ayuda a mejorar la discriminación entre gammas y hadrones, aunado al parámetro α . Para poder determinar el valor de corte de los parámetros l y w , es necesario comparar sus distribuciones, tanto para gammas, como para protones, con la estadística suficiente. En este trabajo, se leyeron 2 TB de datos simulados, se hizo estadística en las figuras 4.2, observamos los parámetros l y w , la línea continua se representan los RG y en la punteada los protones.

Como se puede observar en la figura 4.2, (a) la población de la distribución de gammas, se centra en 0.7 grados, mientras que para protones, se centra alrededor de 0.45 grados, si hace un corte en 0.56 grados, estamos admitiendo el 95% de los gammas, aunque todavía tenemos una contribución significativa de protones, por eso tenemos que recurrir al corte en el siguiente parámetro, gráfica 4.2, (b). En la gráfica 4.2, (b) tenemos las distribuciones para el parámetro w , la distribución de gammas, se centra en 0.6 grados, mientras que para protones, se centra alrededor de 0.48 grados.

Al hacer un corte en 0.5, nuevamente aceptamos más del 95% de los gammas, pero seguimos teniendo ruido debido a protones. Estos cortes, actuando de manera individual son insuficientes, pero al combinarlos, se logra una alta discriminación gamma-hadrón. En la figura 4.3 se observa una gráfica de la distribución de los valores de α , para gammas con cortes simultáneos en l y w (línea punteada), mientras que con la línea continua, se grafica el fondo de protones sin cortes; como es de esperarse, la distribución de protones, no tiene que estar centrada a cero, debido a que llegan de manera isotrópica, mientras que los gamma llegan de

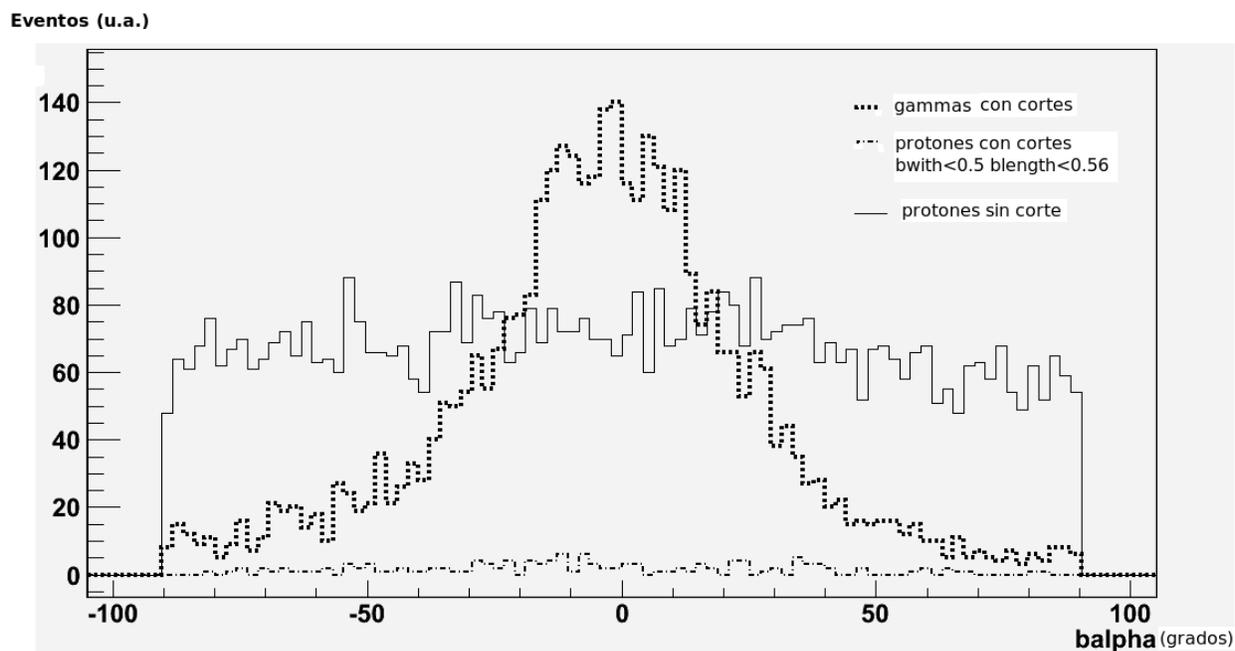


Figura 4.3: Comparación de las distribuciones de las imágenes del parámetro alfa, a 2 200 m snm, con 500 GeV, para gammas y protones, con y sin corte de cola.

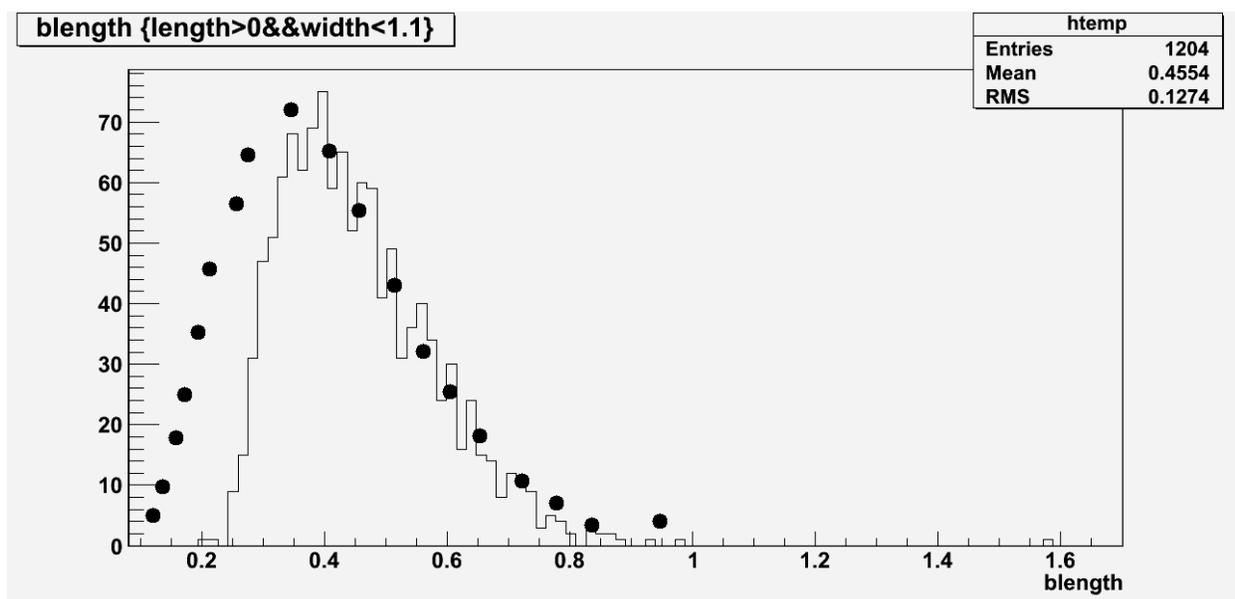


Figura 4.4: Comparación de las distribuciones de las imágenes de los parámetros largo y ancho, a 2 200 m snm, de 1 a 10 TeV, para protones medidos en HEGRA y simulados en OMEGA.

la fuente a la que se está apuntando. Este fondo continuo, reduce enormemente la significancia de nuestra señal, que viene de la fuente. Si se aplican simultáneamente el corte en l y w , se puede apreciar como el fondo de protones disminuye, en un 99% (línea con puntos y guiones), de modo que la emisión de RG de la fuente es claramente observable.

4.3 Comparando con los resultados de HEGRA

Para tener un punto de comparación de nuestra simulación con datos reales y a falta de datos experimentales, digitalizamos gráficas de los primeros resultados experimentales que se obtuvieron con un telescopio similar a este, que fue operado en la Palma, España (en HEGRA). Dado que no podemos comparar las fuentes gammas ¹, el punto de referencia que utilizaremos son las distribuciones de protones.

En las gráficas 4.2 y 4.3 podemos observar la simulación de la distribución de los parámetros l y w de Hillas con protones, a 2 200 m snm. Los puntos negros, representan los datos experimentales de la referencia [Ko97].

Primero empleamos simulaciones considerando un espectro de energía para protones de 1 a 10 TeV, sin embargo, la parte de energías bajas de los parámetros l y w , no tenía un acuerdo adecuado a los datos de HEGRA. Entonces tuvimos que considerar el espectro desde 300 GeV, hasta 10 TeV, con lo cual se obtiene una concordancia aceptable, ver figura 4.4. Lo cual, nos da confianza en que el código puede reproducir distribuciones experimentales, si consideramos los espectros de energía adecuados.

Otro de los parámetros que se necesita optimizar, para ajustar datos experimentales, es ruido o luz de fondo (night sky background), que siempre está presente e influye fuertemente en la determinación de los parámetros de Hillas. En la simulación esta variable puede ajustarse en el último paso, al momento de reconstruir el número de fotoelectrones en la cámara. Un ruido de fondo demasiado alto, no permite obtener imágenes claras de las elipses y uno demasiado bajo, en TC implica dos cosas: umbrales de detección muy altos o noches muy oscuras. El segundo caso es el ideal, el primero conlleva una mayor energía umbral de detección de los RC y RG, cosa indeseable, ya que en la actualidad se intenta bajar el umbral de detección, tanto como sea posible. En nuestra simulación el ruido de fondo lo variamos de 9 a 2 FE, la curva de la figura 4.3, fue obtenida con este último valor.

En general, los parámetros simulados con este código muestran tener valores congruentes

¹Para una fuente de gammas, necesitaríamos saber la resolución angular que tenía, el espectro de energía que consideraron, el ruido ambiental de fondo, etc. Mientrás que para protones, al ser isotrópicos, la distribución de los parámetros l y w , es menos sensible a estas variables y es más fácil de comparar

con los valores esperados, que han sido reportados por HEGRA. Sin embargo, es recomendable hacer una validación más extensa del código, que inclusive se extendiera a más de un telescopio y a mayor altura, como se planea realizar en OMEGA.

Capítulo 5

Conclusiones

Se generó una base de datos de cascadas atmosférica de RG y RC, a diferentes energías. Estas bases fueron leídas con los programas de simulación escritos y se obtuvieron imágenes correspondientes en la cámara, a partir de ellas se calcularon los parámetros de Hillas.

También se implementaron herramientas o códigos de cómputo, que nos han permitido depurar la simulación, en diferentes etapas. Lo que nos permitió la correcta implementación del cálculo de los parámetros de Hillas.

En el código se implementaron condiciones de hardware realistas y lo más precisas posibles. Dada la evolución que han tenido estos detectores, los parámetros de HEGRA, que encontramos en la literatura varían, lo que hizo difícil simular las condiciones actuales que tenemos en los telescopios instalados en OMEGA.

Por último, los resultados presentados en este trabajo muestran una concordancia aceptable con los datos de protones observados en HEGRA. Lo cual, nos da confianza, en el correcto funcionamiento de la simulación. Una validación más extensa se realizará posteriormente. Sin embargo, para los alcances de es trabajo, se hizo únicamente con los datos digitalizados de los protones.

El trabajo a futuro, sería complementar la validación de este código y posteriormente modificarlo para simular un telescopio a 4100 m snm y evaluar su desempeño; nótese que no existen datos experimentales a 4100 m de altura, por los resultados que se obtengan estarán fuertemente anclados sobre el correcto funcionamiento de este código.

Bibliografía

- [Ah01] Aharonian F. A. et al, *Astrop. Phys.* 15,4, (2001) 335-356.
- [Au38] Auger P., et al., *Comptes Rendus* 207 (1938) 228.
- [Au39] Auger P., et al. *Rev. Mod. Phys.* 11, 3-4, (1939) 288-291.
- [An08] Antonelli L. A., *Tesi di Laurea Specialistica*, L'Aquila, Italia, 2008.
- [Ba97] Barrio J. A. et al., *Proc. 5th Int. Workshop Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detektor*, Kruger Park, South Africa (1997).
- [Bi01] Bignami R. H. et al, *A & A* 370, 112 (2001).
- [Ba03] Blanch O., J. López y M. Martínez, *Astropart. Phys.* 19 (2003) 245.
- [Bu98] Bulian N. , *Astroparticle Physics*, 8, 233 (1998).
- [Ch65] Chudakov A. E., Dadykin V. I. , Zatsepin V.I., Nestrova N. M., *Transl. Consultants Bureau, P.N. Lebedev Phys. Inst.* 26,(1965) 99.
- [Co76] Cocconi G., *Proc. Int. Cosmic. Ray. Conf.*, Moscú, 2 (1976) 309.
- [Co99] Cortina J., Barrio J.A., Rauterberg G. et al., *Proc. 6th Int. Workshop Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detektor*, AIP conference proceedings 515(1999), p. 368-372, Snowbird, Utah, USA.
- [Co97] Costa E. et al. *Nature* 387 (1997) 783.
- [Da57] Davis J. M. and Cotten E.S., *Journal of Solar Energy* (1957) 1.
- [Fi77] Fichtel C. E. et al, *ApJ*, 198(1977), 163.
- [Fi95] Fishman G., Meegan C., *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 33,(1995) 415.

- [Fr00] Frontera F. et al., *Aps JS* 127 (2000) 59.
- [Ga90] Gaisser T. K., *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University press, 1990.
- [Ga06] Galante N., *Università degli studi di siena*, Ph.D Thesis (2006).
- [Gi03] Girma M., *Untersuchung des Gesichtsfelds der HEGRA-Kamera auf unbekannte TeV- γ -Quellen*, Dissertation 2003.
- [G097] Gonzales J.C. et al., *Proc. 5th Int. Workshop Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detektor*, Kruger Park, South Africa, 1997.
- [Ha86] *Handbook of Chemistry and Physics*, 67th Edition, R. C. Weast ed. (The Chemical Rubber Co., Cleveland, 1986) F141.
- [He98] Hemberger M., *Dissertation*, MPIH-v19-98(1998).
- [He96] Hermann G., *Dissertation*, MPI-Kernphysik (1996).
- [He12] Hess V. F., *Observation of Penetrating Radiation of seven Ballon Flights*, *Pysikalische Zeitschrift*, 13, 1084 - 1091, 1912.
- [Hi85] Hillas A. M., *Proc. 19th ICRC*, La Jolla, USA, 3, 1985.
- [Hi89] Hillas A. M., in: *Proc. Int. Workshop on VHE γ -ray astronomy*, Crimea, USSR, April 17-21, 1989, A. Stepanian, D. Fegan, M. J. Cawley. eds. (1989) p. 134.
- [Hi79] Hillas A. M. , *Proc. 16 ICRC*, Kyoto, Vol. 6 (1979) 13.
- [Hu94] Hurley, K. et all., *Nature* 372(1994) 625.
- [Ja88] James F., *Report CERN DD/88/22* (1988), CERN, Geneva.
- [Ka99] Kampert K.-H. et al., *Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf.*, Salt Lake City (USA), 3 (1999),159.
- [6Kl97] Klages H.O., *Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf.*, Durban (Sudafrica), 6 (1997), 141.
- [8Kl97] Klages H.O., *Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf.*, Durban (Sudafrica), 8 (1997), 297.
- [Kr72] Kraushaar W. L. et al, *ApJ*, 177 (1972) 341.
- [Kl73] Klebesadel R., Strong I., Olson R., *Ap J* 182, L85, 1973.
- [Ko35] Konopelko A., *J. Phys. G*, 30, (2004) 1835.

- [Ko97] Konopelko A., *Astropart. Phys.* 10, (1997) 275.
- [Ko96] Konopelko A. K. et al *Astropart. Phys.* 4, (1996) 199.
- [Ko99] Konopelko A. et al., *Astropart. Phys.* 10, (1999) 275-289.
- [Ko00] A. Konopelko, A. Plyasheshnikov, *Nucl. Instrum. Meth. A* 450 (2000) 419-429.
- [Kö96] Köhler C. et al, *Astropart. Phys.*, 6(1996):77-85.
- [Kö81] Königl A., *Astrophys. J.* 243 (1981) 700.
- [Ma91] Mannheim K. et al., *A & A*, 251 (1991), 887.
- [Ma85] Marscher A. and W. Gear, *Astrophys. J.* 198 (1985) 114.
- [Ma05] Masterso C. et al. 29th International Cosmic Ray Conference Pune(2005) 00,101-104.
- [Ma87] Marsaglia G. and A. Zaman, Report FSU-SCRI-87-50 (1987), Florida State University.
- [Mc00] McEnery, Atkins R. et al., *AIPC* 526 (2000), 240 M.
- [Me96] Medina J., *Radiación cósmica. Curso de doctorado. Dpto. de Física Atómica, Molecular y Nuclear. Universidad Complutense de Madrid*, 1996.
- [Mi94] Mirzoyan R., E.Lorenz, *MPI-PhE/94-35*(1994).
- [Mz94] Mirzoyan R. et al.,*Nucl. Instr. and Meth.*, 351 (1994), 513.
- [Mo02] Moralejo A., *MAGIC-TDAS* 02-11 (2002).
- [Mo58] Morrison P., *Nuovo Cimento*, 7 (1958), 878.
- [Na05] Naurois M. de, G. Dubus et al, 29th International Cosmic Ray Conference Pune (2005) 00, 101-106.
- [Pa97] Paradijs J. van et al., *Nature* 386 (1997) 686.
- [Pe05] Perkins D., *Particle Astrophysics*, Oxford University Press, 2005.
- [Pü01] Pülhofer B., *Dissertation, MPI für Kernphysik* (2001).
- [Ra95] Rauterberg G. et al., *Proc. 24th ICRC, Rome*, 3, 460, 1995.
- [Sc01] Schröder F., *Dissertation, F.P.B. Universität Gesamthochschule Wuppertal*, 2001.

- [So89] Sokolsky P., Introduction to Ultra High Energy Cosmic Ray Physics. Addison - Wesley, 1989.
- [Ta05] Ta-Pei Cheng, Relativity, Gravitation and Cosmology, Oxford University Press, 2005.
- [Wi67] Wilson J., S. Wouthuysen, Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics, IX Amsterdam, North Holland Publishing, chapter II, p 41, 1967.
- [We08] Weekes T.C. et al. (2008) Ap.F. 678: 594-605.
- [We03] Weekes T. C., Very high energy gamma - ray Astronomy, Institute of Physics Publishing, UK, Series in Astronomy and Astrophysics (2003).
- [Wi00] Wittek W., MAGIC-TDAS 00-11 (2000).

Páginas web

- [Fer] página del satélite Fermi <http://fermi.gsfc.nasa.gov/>
- [Heg] página de HEGRA <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/CT/CT.html>
- [Mag] <http://magic.mppmu.mpg.de/>
- [HW] <http://www.wunderground.com/>
- [HA] <http://www.wunderground.com/personal-weather-station/dashboard?ID=IPUEBLAA3>
- [Pal] <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/pages/publications/proceedings/>
- [Ai] <http://en.wikipedia.org/wiki/File:Airy-3d.svg>
- [Ge] <http://sedonanomalies.com/Geomagnetism.htm>
- [ClMe] <http://www.eltiempo24.es/MexicoCity-MX0DF0001.html>