

00323
11



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

EFFECTOS DE LA LUZ DIRECTA EN LOS DETECTORES DE
SUPERFICIE DEL OBSERVATORIO PIERRE AUGER

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:

F I S I C A

P R E S E N T A:

KAREN SALOME CABALLERO MORA

DIRECTOR DE TESIS: DR. LUKAS NELLEN-FILLA

DEPARTAMENTO DE ESTUDIOS PROFESIONALES



TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

2004

FACULTAD DE CIENCIAS
SECCION ESCOLAR

A



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.



GOBIERNO FEDERAL
SECRETARÍA DE EDUCACIÓN PÚBLICA

ESTADO DE
FALLA DE ORIGEN

DRA. MARÍA DE LOURDES ESTEVA PERALTA
Jefa de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito:
Efectos de la luz directa en los detectores de superficie del Observatorio
Pierre Auger

realizado por Karen Salomé Caballero Mora con número de cuenta 95011998

quién cubrió los créditos de la carrera de Física

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis
Propietario

Lukas Nellen Filla
Dr. Lukas Nellen Filla

Propietario

Dr. José Francisco Valdes Galicia *JFV*

Propietario

Dr. Efraín Chávez Lomeli *Efraín Chávez Lomeli*

Suplente

Fís. René Ortega Alvarado *René Ortega Alvarado*

Suplente

Dr. Eleazar Cuautle Flores *Eleazar Cuautle Flores*

Consejo Departamental de

Pábrica Goldstein Menache

Dra. Pábrica Goldstein Menache
Coordinadora de Licenciatura

A Laura G. Segoviano López
Por haber sido una luz de esperanza en su entorno.

A mis padres y a mi hermana
Por apoyarme en todo lo que he necesitado.

A todos mis amigos
Por acompañarme en las buenas y en las malas y ser como mi familia.

A mis maestros
Por haberme transmitido su conocimiento con paciencia y por creer en mi capacidad.

AGRADECIMIENTOS

Agradezco a mis asesores, los doctores Lukas Nellen Filla y José Francisco Valdes Galicia el haber invertido tanto tiempo y esfuerzo en aclarar mis dudas y dirigirme tan pacientemente durante la elaboración de este trabajo.

En especial al Dr. José Francisco Valdes Galicia quien no pudo aparecer registrado como codirector de tesis a pesar del trabajo que invirtió también en mi asesoría.

Agradezco de igual forma a los sinodales que revisaron y corrigieron esta tesis, ya que con sus comentarios y acertadas críticas contribuyeron a su mejoramiento.

Agradezco a la Universidad Nacional Autónoma de México el haberme proporcionado de manera gratuita la posibilidad de estudiar el bachillerato y ahora una carrera universitaria y de disfrutar de todos los servicios que como estudiante me proporcionó.

Agradezco también al resto de mi familia el apoyo que recibí de ellos en la medida de sus posibilidades, en especial a mi abuela Cata y a mis tíos Adi y Víctor.

Agradezco a mis profesores Rosa Silvia Fuentes Díaz, José Luis Jácome Mejía y Celia Zamorano Ramírez, el apoyo y comprensión que me brindaron y el haberme mostrado lo que el conocimiento y la Ciencia significan.

Efectos de la luz directa en los detectores de superficie del Observatorio Pierre Auger

Karen Salomé Caballero Mora

28 de noviembre de 2003

Índice general

1. Introducción	5
2. Rayos Cósmicos Ultraenergéticos	7
2.1. Perspectiva Histórica	7
2.2. El espectro de energía de los Rayos Cósmicos.	10
2.2.1. La región aplanada debajo de los 10 GeV.	11
2.2.2. La región de la rodilla y más allá.	12
2.2.3. Región del "tobillo"	13
2.3. Mecanismos de propagación de los Rayos Cósmicos.	13
2.4. Mecanismos de aceleración y transporte de los Rayos Cósmicos.	15
2.5. El corte GZK	17
2.6. Chubascos atmosféricos	18
2.6.1. Modelo de juguete	19
2.7. Detectores de Rayos Cósmicos	20
3. El Observatorio Pierre Auger	27
3.1. El Proyecto Pierre Auger	27
3.2. Detector de superficie del Observatorio Pierre Auger	28
3.2.1. La unidad de medida de los tanques, el VEM.	29
3.2.2. Fuentes de Incertidumbre	31
4. Análisis de eventos	33
4.1. Selección de tanques	34
4.2. Selección de eventos.	35
4.2.1. Programas de cómputo.	35
4.3. Resultados	37
4.4. Aproximación de las señales	38
4.4.1. Amplitud de la señal	40
4.4.2. Aproximación de la señal perdida.	44
4.5. Aplicación en un tanque similar.	47
4.6. Comprobación del método de aproximación.	48
5. Conclusiones	55

6. Apéndices	57
6.1. Subrutina usada para la obtención de eventos "bucnos".	57

Capítulo 1

Introducción

Los Rayos C6smicos son part6culas con energ6as de entre 10^9 y 10^{20} eV que golpean a la Tierra a una raz6n de 100 por m^2/s , para energ6as de 10^9 eV y de 1 por $m^2/siglo$ para energ6as de 10^{20} eV.

La mayor6a de las personas, al escuchar esto inmediatamente nos preguntamos si acaso estas part6culas son da6ninas para la salud. En la 6ltima d6cada se han descubierto indicios de una posible influencia de los Rayos C6smicos en la vida, por ejemplo, cuando se presentan explosiones solares, en la Tierra se alteran las comunicaciones y hay una mayor incidencia de infartos cardiacos en personas con afecciones que usen marcapasos o mayores de 65 a6os [1]. Tambi6n se ha descubierto que los Rayos C6smicos pueden jugar un papel relevante en la evoluci6n del clima Terrestre [2] [3].

No obstante, al considerar que nuestra casi nula interacci6n con ellas ha estado presente durante toda la evoluci6n de nuestro planeta, podemos concluir que la vida tal como la conocemos ha sido posible con la presencia de los Rayos C6smicos.

Para poder entender el comportamiento de los Rayos C6smicos se han desarrollado distintos aparatos y m6todos de medici6n, los cuales utilizan la interacci6n de los rayos con ciertos materiales, los aparatos aprovechan las consecuencias de esa interacci6n para obtener informaci6n acerca de las part6culas participantes. Una de esas consecuencias es la Luz Cherenkov, de la cual se hablar6 en el cap6tulo 2, y que es la interacci6n utilizada por los detectores de superficie que se que se analizan en este estudio.

El presente trabajo constituye un estudio de los efectos de la luz directa sobre los detectores de superficie del Observatorio Pierre Auger (OPA). El Observatorio Pierre Auger es un proyecto internacional de gran magnitud, que tiene como objetivo el estudio de los rayos c6smicos m6s energ6ticos. En el cap6tulo 3 se hablar6 m6s al respecto.

Los objetivos de este estudio son comprobar la existencia de los efectos mencionados y posteriormente considerarlos para mejorar las aproximaciones que se tienen actualmente de las se6ales registradas por los tubos fotomultiplicadores de los detectores, cuando uno de ellos falla.

Además de cumplir con tales objetivos, se obtuvieron otros dos resultados inesperados, que servirán para caracterizar mejor a los detectores de superficie y para vigilar su funcionamiento.

Se utilizaron tres programas de cómputo para la realización de los estudios, dos de los cuales han sido desarrollados por otros miembros de la colaboración internacional del Observatorio Pierre Auger. Uno de estos programas fue modificado específicamente para obtener los datos necesarios durante la elaboración de este trabajo.

Los análisis necesarios, tanto teóricos como técnicos, son expuestos a lo largo de los capítulos que integran esta tesis.

Capítulo 2

Rayos Cósmicos Ultraenergéticos

2.1. Perspectiva Histórica

El descubrimiento de los Rayos Cósmicos vino como consecuencia de observaciones hechas por el físico británico Charles Wilson y otros más, a finales del siglo XIX. Wilson observó que los electroscopios se descargaban sin razón aparente, lo que trató de explicar con la denominada ionización "espontánea" proveniente, según él, del aire que estaba en el interior del electroscopio, la cual consistía en la formación de la misma cantidad de carga positiva que de negativa. Rutherford mostró posteriormente que la radiactividad natural se comportaba de esta manera. No obstante esta no podía ser la causa buscada ya que el efecto observado en la superficie, debería disminuir conforme el electroscopio se encontrara a mayor altura. Wilson mostró que aún en un túnel, bajo la tierra, el efecto no aumentaba mucho más que al nivel del suelo. Posteriormente Wulf desarrolló un detector más sensible, la cámara de ionización, la cual usó Víctor Hess en 1912 para medir la disminución de la ionización o de la radiación que la causaba, que ocurría a cierta altura. Hess descubrió que ésta aumentaba lentamente a una altura de 2000 m, y de manera drástica a 5350 m. Como la radiación proveniente de la Tierra sólo podía influir hasta los 2000 m, la fuente de la radiación a mayores alturas debía provenir del espacio exterior. En 1913 y 1914, Werner Kohlhörster, junto con Walther Bothe continuaron con los experimentos de Hess y llegaron a una altura de 9300 m, donde midieron que los efectos de ionización de la radiación eran cincuenta veces mayores que en la superficie terrestre, (fue él quien en 1930 estableció en Postdam el primer instituto dedicado a la investigación de los Rayos Cósmicos). Estos estudios continuaron con Robert Andrew Millikan y sus colaboradores de 1923 a 1926, quienes hicieron mediciones de la intensidad de la radiación tanto a grandes alturas como por debajo del agua, concluyendo que su origen era efectivamente extraterrestre. Fue Millikan quien llamó a esta radiación "rayos cósmicos". Con las mediciones hechas bajo el agua, se observó que los rayos cósmicos recorrían grandes cantidades de aire y agua, siendo muy penetrantes; por ello se creyó en un principio que se trataba de rayos gamma (γ) de alta energía, un tipo de radiación muy penetrante conocida en ese tiempo; también podría tratarse

de rayos beta (β). A finales de los veinte Millikan y sus colaboradores estaban convencidos de que los rayos cósmicos no eran radiación corpuscular (flujo de partículas atómicas y subatómicas), dado que aparentemente no existía una variación en su intensidad con la latitud, debido a la influencia del campo magnético de la Tierra sobre las partículas. Si la radiación cósmica estaba constituida por partículas cargadas entonces serían canalizadas de alguna manera hacia los polos a lo largo de las líneas de campo. Por otro lado, si los Rayos Cósmicos eran radiación electromagnética, ésta no se vería afectada por el campo magnético terrestre. En caso de que la radiación fuera corpuscular a altas latitudes (regiones polares), su intensidad sería mayor que en las regiones ecuatoriales. No obstante, se hicieron otros experimentos y observaciones que mostraron que la radiación cósmica podía ser atribuida a partículas cargadas eléctricamente y además que éstas contenían la misma energía observada para los Rayos Cósmicos. Algunas de esas observaciones fueron las de Skobeltzyn con trayectorias de electrones producidos por rayos (γ), en 1927 y el experimento de Bothe y Kohlhörster en 1929, quienes haciendo mediciones por coincidencia entre dos contadores Geiger Müller, concluyeron que habían detectado una radiación corpuscular que explicaba los efectos de la hasta entonces conocida como Höhenstrahlung (radiación de muy alta energía). Además mostraron que sí existía un efecto latitudinal ya que las partículas de menor energía, no eran observadas en las zonas ecuatoriales. En 1930 A. H. Compton, con la colaboración de físicos de 80 instituciones, realizó mediciones usando instrumentos calibrados con la radiación de una cápsula patrón de radio, en 69 estaciones alrededor del mundo; se pudo entonces comprobar el efecto latitudinal (ya antes observado por Clay en 1927), el cual estaba relacionado directamente con la latitud geomagnética más que con la geográfica. Considerando a la Tierra como un dipolo magnético, C. Strömer estudió las trayectorias de partículas cargadas, estableciendo para cada punto de la Tierra, zonas (en forma de cono) de donde no podían provenir un gran número de trayectorias de rayos cósmicos con carga positiva (desde el este) y otras por las que el acceso estaba prohibido para las de carga negativa (desde el oeste). Su estudio fue complementado con los cálculos de Manuel Sandoval Vallarta en México, O. Lemaitre en Bélgica y con el experimento hecho por Luis Álvarez, alumno de Compton, en la azotea de un hotel en la Ciudad de México.

Los estudios para entender el comportamiento de los rayos cósmicos, llevaron a la conclusión de que éstos producían otras partículas que caían casi al mismo tiempo, a todo el conjunto se le denominó "chubasco de Rayos Cósmicos". Este descubrimiento fue hecho por Pierre Auger en 1938, quien colocó detectores de partículas en los Alpes y observó que los que estaban separados una gran distancia, a menudo registraban la llegada de partículas al mismo tiempo, entonces dedujo que se producían chubascos de partículas secundarias debido al choque de partículas primarias de energías muy altas con las moléculas de la atmósfera superior, tales partículas primarias debían tener energías del orden de 10^{15} eV para producir estos chubascos atmosféricos extendidos (EAS por su nombre en inglés: Extended Air Showers), una energía muchísimo mayor que cualquier otra observada en ese tiempo.



Figura 2.1: Pierre Auger, quien descubrió los chubascos extendidos

Posteriormente, se llegó al descubrimiento de nuevas partículas, muchas de ellas predichas teóricamente, como el positrón por Carl D. Anderson en 1932, el muón por Anderson y Neddemeyer en 1937 y el pión por C. F. Powell en 1947 (identificada, al principio de manera errónea, con la partícula portadora de las fuerzas nucleares de la teoría que Yukawa elaboró en 1935) entre otras más. Así, pudieron identificarse nuevas partículas con los rayos cósmicos penetrantes observados al nivel del mar; los primeros eran muones μ ; los segundos electrones y los no ionizantes, fotones.

La verdadera naturaleza de la radiación incidente en la Tierra no fue realmente determinada sino hasta finales de los cuarenta cuando se llevaron a cabo experimentos con emulsiones fotográficas a grandes alturas, que se pudo determinar que la radiación primaria consistía en protones, partículas α y núcleos más pesados.

En 1943 Mameel Sandoval Vallarta realizó un programa de cálculo de las órbitas de los Rayos Cósmicos utilizando en *integrador diferencial de Vannevar Bush*, que era la máquina de cómputo más avanzada en esa época. En ese mismo año, Sandoval Vallarta supervisó un programa de experimentos, en el que se realizó un programa consistente de cuatro trenes de contadores Geiger-Müller dispuestos para registrar eventos a ángulos cenitales de 0° , 20° , 40° y 60° . Los contadores estaban en la azotea del viejo Palacio de Mipería, operaba automáticamente y registraba con fotografías el número de eventos cada 32 minutos. Se tomaron lecturas corridas ininterrumpidas que duraban por lo menos 100 días, de julio de 1943 a mayo de 1946. El análisis estadístico de los datos fue hecho por Juan B. de Oyarzábal y su interpretación por Sandoval Vallarta. (Mediante un procedimiento semejante interpretó años más tarde los resultados de las primeras medidas de la radiación cósmica hechas por Van Allen, con cohetes en 1949).

El espectro de los rayos cósmicos con energías de 3×10^{15} hasta 10^{18} eV fue determinado entre 1954 y 1957 con un experimento de 0.9 m^2 en Harvard Agassiz. Las investigaciones en el campo de los rayos cósmicos, además de enfocarse hacia su com-

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

portamiento y composición, se desarrollaban también en lo que respecta al estudio de su origen. Con este fin se construyó un observatorio sensible para rayos con energías cercanas a los 10^{17} eV utilizando detectores de centelleo, dirigido por el grupo de Bruno Rossi en el Instituto Tecnológico de Massachusetts y posteriormente se estableció en 1960 un arreglo de 19 detectores con un área de 33 m^2 en Volcano Ranch, Nuevo México, impulsado por David Linsley. Con este arreglo, se pudo concluir que la radiación cósmica era isotrópica y también se midió en 1962 el chubasco más grande observado hasta entonces, cuyo rayo cósmico originario tenía una energía de más de 10^{20} eV. A partir de este descubrimiento, los arreglos de detección como Haverah Park (Inglaterra), Narrabri (Australia), Yakutsk (Rusia) y AGASA (Japón) aumentaron sus escalas de superficie de detección a valores mayores de 8 Km^2 . Sólo AGASA (Akeno Giant Air-Shower Array) de 100 Km^2 está en operación en la actualidad.

La *radiación cósmica de fondo*, que consiste en microondas de baja energía que permanen el Universo, fue descubierta en 1965 por Arno Penzias y Robert Wilson. La interacción de los rayos cósmicos con esta radiación causa que la energía de éstos se degrade; el fenómeno fue señalado por Kenneth Greisen, Valdem Kuz'min y Georgi Zatsepin. La interacción de las partículas con la radiación de fondo reduciría su energía de tal manera que las partículas que viajan grandes distancias intergalácticas no podrían tener energías mayores que 5×10^{19} eV. Esta predicción se conoce con el nombre de *Corte GZK*.

A partir de este descubrimiento se empezaron a explorar nuevos métodos de detección, tales como la idea de Suga y Chudakov, quienes sugirieron la posibilidad de usar la atmósfera terrestre como un gran centelleador. En 1976, en Volcano Ranch se establecieron, junto con el arreglo de superficie, rudimentarios detectores de fluorescencia. Así dio inicio una nueva generación de experimentos con el grupo de investigación del detector Fly's Eye (Ojo de mosca) de EUA, el cual observó un evento de alrededor de 3×10^{20} eV. Eventos de muy alta energía habían sido reportados anteriormente, pero éste era claramente el más energético. En 1994 los grupos experimentales de AGASA y Yakutsk también reportaron eventos con energía de 2×10^{20} eV. Un detector de fluorescencia de gran resolución llamado HiRes y desarrollado a partir del Fly's Eye se encuentra actualmente en operación, en Utah EUA. La combinación entre detectores de fluorescencia y detectores de superficie que se empleará por primera vez en el Observatorio Pierre Auger mejorará notablemente la capacidad de detección.

A su vez, se ha ido produciendo una enorme cantidad de trabajos teóricos que intentan explicar el origen de los Rayos Cósmicos Ultraenergéticos, debido a la aparente no observación del corte GZK (del cual se hablará más adelante), y existe una gran colaboración internacional. (Para toda esta sección se consultaron las referencias [1][5][6]).

2.2. El espectro de energía de los Rayos Cósmicos.

El espectro de energía de los Rayos Cósmicos muestra cómo es el flujo (partículas/ $\text{m}^2 \text{ sr s}$), presentado en forma integral ($>E$) o diferencial ($=E$), de éstos con respecto a

su energía. Se extiende sobre muchos órdenes de magnitud (por lo menos de 10^9 a 10^{20} eV), sigue la forma de una ley de potencias típica (con exponente 2.7 para flujo diferencial y 1 para flujo integral), excepto porque se pueden distinguir tres partes significativas tal como se muestra en la figura :

- La región aplanada debajo de los 10 GeV, donde el exponente, también llamado índice espectral, cambia de un valor cercano a cero para llegar a 2.7.
- La "rodilla" entre 10^{15} y 10^{16} eV, donde el llamado índice espectral cambia de 2.7 a 3.
- El "tobillo" alrededor de los 10^{19} eV, donde el índice espectral es de nuevo 2.7 [7][8].

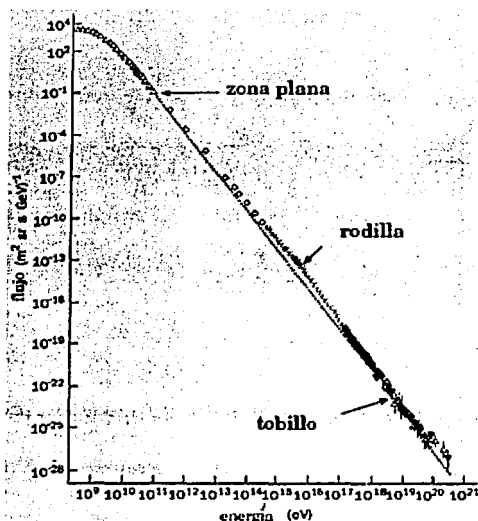


Figura 2.2: Espectro de energía de los Rayos cósmicos

2.2.1. La región aplanada debajo de los 10 GeV.

Los rayos cósmicos característicos de esta región han sido medidos con los primeros detectores que se usaron en globos meteorológicos y su origen está relacionado con

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

el llamado modelo estándar del origen de los rayos cósmicos, del que se hablará en la sección 2.3.

En esta región la energía y la forma del espectro, varían con la fase del ciclo solar, así que el flujo de partículas de baja energía decrece durante periodos de actividad solar alta y está en un máximo durante fases de baja actividad solar (como se observa en la figura 2.3) [7].

Un mecanismo por el cual se propagan los Rayos Cósmicos en esta región tiene que ver con que su densidad de energía es comparable (aunque mayor) con la presión del medio interestelar difuso así como con la densidad de energía en el campo magnético galáctico. El medio interestelar turbulento y parcialmente ionizado produce un campo magnético, el cual a su vez esparce las partículas cargadas de alta energía, esta dispersión sin colisiones contribuye al proceso de difusión de los rayos cósmicos [9].

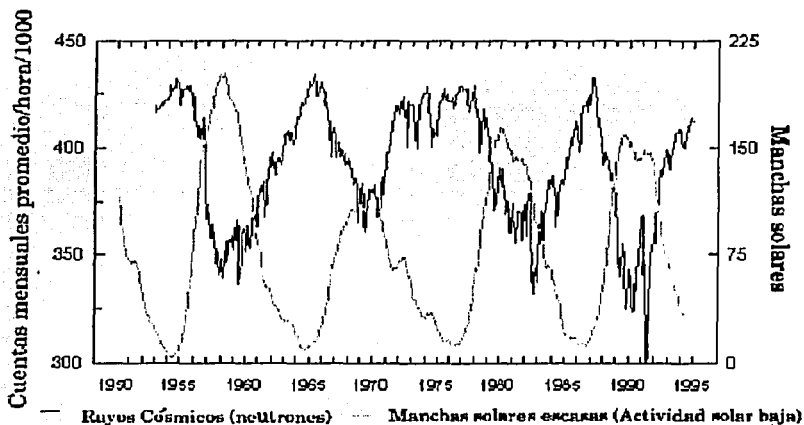


Figura 2.3: Flujo de Rayos Cósmicos con respecto a la actividad solar

2.2.2. La región de la rodilla y más allá.

La región de la rodilla está entre 10^{15} y 10^{16} eV y más allá de ésta, se consideran energías de entre 10^{16} y 10^{17} eV.

El modelo más popular para describir a los Rayos Cósmicos de la región de la

rodilla dice que provienen de remanentes de supernova pero hay evidencia de que los Rayos Cósmicos con energías superiores provengan de fuentes fuera de la galaxia.

Existen algunas ideas acerca de cómo la expansión de un SNR (remanente de supernova) podría producir rayos cósmicos con energía más allá de la rodilla. Éstas tienen que ver con la configuración del campo magnético, por ejemplo, el hecho de que el ángulo entre la velocidad de expansión de un choque de supernova aproximadamente esférico y el campo promedio en el ISM (medio interestelar) varía de paralelo a perpendicular alrededor de la explosión, producirá una razón de aceleración muy alta y así alcanzar una E_{max} superior a los 10^{16} eV.

No obstante, sólo la obtención de datos por medio de detectores de Rayos Cósmicos puede contribuir al mejor entendimiento de esta región [9].

2.2.3. Región del "tobillo"

Corresponde a Rayos Cósmicos con energías de $\approx 10^{18}$ eV o más. En esta región, el radio de giro de las partículas (el mecanismo en el que se habla de esta variable se explica en las secciones siguientes), es comparable con las escalas galácticas (1kpc para un protón de 3×10^{18} eV por ejemplo), es por esto que se considera como la región de transición entre los rayos cósmicos galácticos y los extragalácticos.

Se ha sugerido que los choques asociados con la acreción durante la formación de grandes estructuras como cúmulos de galaxias podrían acelerar protones a energías de hasta 5×10^{19} eV.

Las observaciones que se han hecho recientemente muestran que los rayos cósmicos llegan a la Tierra isotrópicamente, es decir, en cantidades iguales, independientemente de su dirección de llegada, lo que sugiere que no hay fuentes puntuales, esto y su falta de correlación con el disco galáctico, también es un indicio de que su origen es extragaláctico [10].

2.3. Mecanismos de propagación de los Rayos Cósmicos.

En el modelo estándar se establece que la potencia requerida de las fuentes de los rayos para mantener la densidad de energía que observamos es $Q \sim \rho_E / \tau_e$ donde ρ_E es la densidad de energía y τ_e es el tiempo que le toma a la partícula escapar de la galaxia. Además, la relación entre el espectro de la fuente y el espectro diferencial observado depende de la propagación de los rayos cósmicos en la galaxia, la ecuación básica de la propagación es:

$$\dot{n}_i = q_i - n_i \left(\frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\gamma \tau_{a,i}} \right) + \sum_{j>i} B_{j \rightarrow i} \frac{n_j}{\tau_j} \quad (2.1)$$

donde q_i es el término correspondiente a la fuente, n_i es la densidad de los Rayos Cósmicos, con lo que \dot{n}_i es la diferencial de esta variable respecto del tiempo, $1/\tau_e$ es

la razón de pérdida desde la región de propagación, $1/\tau_i$ es la razón de pérdida por colisiones de partículas con el gas, $1/\tau_d$ es la razón de pérdida por decaimiento y $B_{j \rightarrow i}$ es la razón de fraccionamiento para que un núcleo produzca un fragmento i . Por su parte, $1/\tau_j = n_H c \sigma$, con n_H la densidad en el ISM, c la velocidad del rayo cósmico y σ la sección transversal de colisión.

Usando esta ecuación y considerando ciertos valores medidos en el laboratorio para las variables, se concluye que para núcleos secundarios estables, el tiempo en el que la partícula deja la galaxia τ_r decrece con la energía, y, como ya se había mencionado, por las observaciones que se han hecho, se sabe que las direcciones de llegada de los Rayos Cósmicos son altamente isotrópicas. Se puede concluir por tanto que la propagación de los Rayos Cósmicos es un proceso difusivo y que las partículas con energías altas escapan del sistema, es decir, del disco de la galaxia, y se extienden hasta el halo galáctico.

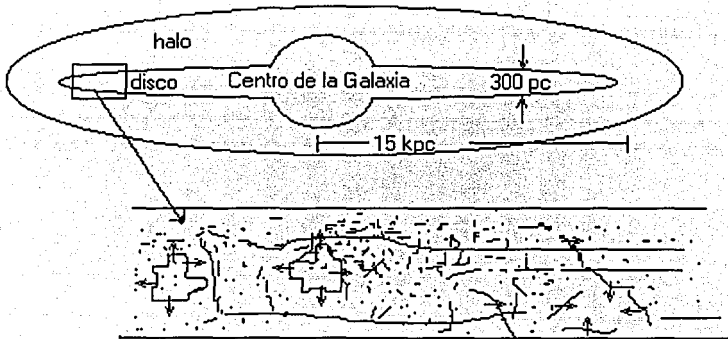


Figura 2.4: Remanentes de supernova expandiéndose en el ISM

Considerando que la mayoría de los Rayos Cósmicos son protones, que la fracción de protones originales es alta, y que los protones son estables, la ecuación (2.1) queda

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

2.4. MECANISMOS DE ACELERACIÓN Y TRANSPORTE DE LOS RAYOS CÓSMICOS.15

así:

$$q_p(E) = \frac{n_p(E)}{\tau_e(E)} \left(1 + \frac{\tau_e}{\tau_i} \right) \quad (2.2)$$

Esta ecuación implica una relación entre el espectro de la fuente y el observado, ya que si $\tau_e > \tau_i$, es decir, cuando las partículas interactúan más con el medio antes de salir de la galaxia, tenemos que $q_p(E) \approx n_p(E)/\tau_i(E)$, donde el espectro observado tiene el mismo índice que el espectro de la fuente. Con esto podemos decir que cuando se trate de partículas poco energéticas que interactúan más con el medio y finalmente salen del sistema, así como cuando se trate de partículas muy energéticas que salen pronto, el espectro de alta energía de la fuente para ambas es el mismo.

La potencia requerida de las fuentes de estas partículas, es comparable con la inyección de energía cinética de los SNR de $\sim 10^{42}$ erg/s [9].

2.4. Mecanismos de aceleración y transporte de los Rayos Cósmicos.

La aceleración de Fermi (modelo conocido como "Bottom-Up"), es un mecanismo para transferir energía cinética macroscópica del movimiento a gran escala de plasma a partículas individuales cargadas. Se requieren dos cosas para que éste funcione: el movimiento diferencial en el plasma (caracterizado por la velocidad $V = u_1 - u_2$) y el acoplamiento de partículas de alta energía individuales al plasma, de tal manera que la longitud de difusión resultante es mucho menor que la distancia típica de las colisiones (camino libre medio) con el gas. El acoplamiento a través de los campos magnéticos turbulentos mencionados en la parte referente a la primera región del espectro es suficiente.

Una partícula con energía E_1 que entra a una región adyacente (la que llamaremos región 2), la cual está moviéndose con una velocidad \bar{V} distinta a la de la partícula, se propagará en esa región hasta que su vector promedio de velocidad sea igual a \bar{V} . Si la partícula entra de nuevo en su región original (región 1), tendrá una energía diferente: $E_2 = E_1 + \Delta E$ con $\Delta E = f(\theta_1, \theta_2)(V/c)E_1$, en general, ΔE puede ser positiva o negativa, y la magnitud y el signo del coeficiente f depende de los ángulos θ_1 y θ_2 que describen la orientación de la partícula cuando entra y sale de la región 2. Simplificando este resultado, se obtiene que $(\Delta E) \propto \varepsilon E$; con $\varepsilon \propto (V/c)^2$ para el mecanismo de Fermi de segundo orden (interacciones con nubes de plasma) y $\varepsilon = (4/3) \times (V/c)$ para la aceleración de Fermi de primer orden (interacciones con frentes planos de ondas de choque). Aquí v/c se refiere a la velocidad relativa del flujo del plasma, no a los rayos cósmicos.

Consideremos una partícula de prueba que es inyectada en la región de aceleración con energía E_0 , entonces, después de n transiciones de la región 1 a la 2 y de regreso, la partícula tiene, en promedio, una energía $E_n = (1 + \varepsilon)^n \times E_0$. Por lo tanto el número

de encuentros necesarios para alcanzar la energía E es:

$$n = \frac{1}{\varepsilon} \ln \left(\frac{E}{E_0} \right) \quad (2.3)$$

Si P_{esc} es la probabilidad por transición de que la partícula escape de la región de aceleración, entonces el número de partículas con energía $> E$ es:

$$N(\geq E) = N_0 \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{esc})^m = N_0 \frac{(1 - P_{esc})^n}{P_{esc}} \quad (2.4)$$

con n dada por la ecuación (2.3), tendríamos:

$$N(\geq E) \propto E^{-\gamma_s} \quad (2.5)$$

donde

$$\gamma_s = \frac{P_{esc}}{\varepsilon} \quad (2.6)$$

A un tiempo T después de la inyección, la energía máxima de una partícula es:

$$E_{max} \leq \frac{u_i}{c} Z_c(B) u_i T \quad (2.7)$$

donde u_i es la velocidad fuera de la región de aceleración, Z_c es la carga de la partícula y B es el campo magnético involucrado. Notemos que el factor de carga nuclear en la última expresión implica que para un acelerador cósmico dado, las partículas con la masa más grande podrían alcanzar la energía total más alta.

Otra característica de la propagación de los Rayos Cósmicos en la galaxia es la radiación γ producida cuando los Rayos Cósmicos colisionan con el gas interestelar, en alguno de los siguientes procesos:

- a) $p + H \rightarrow \pi^0 + X$ seguido por $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ y π^0 neutro
- b) $e + H \rightarrow e + \gamma + X$ (radiación de frenado)
- c) $e + \gamma_{2.7} \rightarrow \gamma + X$ (Dispersión Compton inversa).

Un remanente de supernova que cede una fracción significativa de su energía a los Rayos Cósmicos es una fuente potencial de fotones de alta energía. Para que ocurra una aceleración significativa, debería haber necesariamente suficiente gas para retardar la expansión del SNR. Esto provee el material justo con el cual los rayos cósmicos acelerados pueden interactuar para producir piones neutros y de aquí fotones. Los electrones acelerados radiarán fotones con energía más baja por radiación sincrotrón y los rayos γ por radiación de frenado (Bremsstrahlung). La radiación sincrotrón ha sido mencionada frecuentemente en la teoría como forma de aceleración de electrones en SNR [9].

2.5. El corte GZK

En la región de las energías más altas, ocurre que la producción de fotopiones por protones y la fotodesintegración de los núcleos, hacen opaco al Universo a los rayos cósmicos que están aproximadamente sobre 5×10^{19} eV. Los rayos cósmicos emergen con energía reducida de la interacción con los fotones. Este proceso de pérdida de energía ocurre solamente mientras la partícula interactúa con los campos de radiación de fondo tales como microondas (infrarrojo y radio). Esta característica, esperada para la distribución de fuentes de rayos cósmicos, es conocida como "corte GZK" (ya que fue predicho por Gaisien, Zatsepin y Kuz'min en 1965, casi inmediatamente después del descubrimiento de la radiación de fondo por Penzias y Wilson).

No obstante, los mecanismos de aceleración sugeridos para rayos cósmicos extragalácticos, tienen su energía máxima típicamente en la misma región de energía en la cual se espera el corte GZK. Por tanto, el espectro podría ser complicado en esta región y los eventos muy energéticos son importantes para su estudio, quizás pueda revelarse una fuente muy cercana, que contribuye al espectro, que contenga cortes intrínsecos con mecanismos similares a los del corte GZK.

En 1993, en el experimento Fly's Eye, del cual se hablará en la sección 2.7, se detectó un evento de $3.2 \pm 0.9 \times 10^{20}$ eV y desde entonces se han detectado otros más.

Los modelos que se basan en mecanismos de aceleración, consideran a posibles sitios de aceleración en objetos astrofísicos conocidos, que pueden alcanzar energías de ZeV (10^{21}), conocidos como Zevatronos.

Aharonian y Cronin, en 1994, hicieron una discusión acerca de la evolución del espectro de los Rayos Cósmicos extragalácticos a través del fondo de microondas, motivados por los eventos altamente energéticos; concluyeron que, no importa qué tan alta es la energía inicial, una partícula observada con 3×10^{20} eV, debe haberse originado a una distancia dentro de 50 Mpc de la Tierra, donde no existen fuentes identificadas.

También se ha sugerido la posibilidad de que la producción de partículas de alta energía podría ser una manifestación de la gran unificación, cuando partículas procedentes de la aniquilación del Big-Bang escapan de defectos topológicos existentes. La radiación estaría a la escala de las Teorías de Gran Unificación (GUT's) (de $\sim 10^{24}$ a $\sim 10^{25}$ eV). Claramente, energías mayores de 10^{20} eV de los eventos observados, no es problema para este modelo, aunque la razón de aniquilaciones es incierta. Un problema potencial es la radiación producida a energías más bajas por cascadas de fotones en la radiación de fondo difusa. Si la razón de aniquilación fuera congruente con la intensidad de estos rayos cósmicos, entonces habría una violación de límites ya establecidos de producción de rayos γ difusos debajo del rango de 10^9 eV.

El problema de encontrar un mecanismo de aceleración para explicar el origen de los Rayos Cósmicos de ultra alta energía puede evitarse si se supone que éstos son producidos por el decaimiento de una partícula reliquia supermasiva proveniente del universo temprano, conocida como partícula X y cuya energía es del orden de 10^{23} eV

hasta 10^{25} eV. De aquí se predice que los Rayos Cósmicos incluyen como partículas primarias a neutrinos o rayos gamma, ya que son los canales de decaimiento principales de las partículas supermasivas y correspondería sólo a éstas y no a protones o núcleos pesados. Esto corresponde a modelos con Física más allá del modelo estándar, que involucra el estudio de monopolos magnéticos y cuerdas entre otros. (Tales modelos, que no necesitan un mecanismo de aceleración son conocidos como "Top-Down") [9].

Hasta ahora, ninguno de los modelos sugeridos describe perfectamente las características de los rayos cósmicos en esta región del espectro.

2.6. Chubascos atmosféricos

Un chubasco atmosférico es una cascada de partículas generadas a partir de la interacción de un solo rayo cósmico primario de alta energía, (núcleo, fotón, protón o neutrino, entre otras), con los átomos de la parte superior de la atmósfera. En este proceso de interacción, el rayo cósmico primario, pierde parte de su energía inicial en la producción de partículas secundarias las cuales a su vez pueden interactuar con la atmósfera y producir nuevos chubascos; esto sucede conforme se llega al límite de producción de cada partícula. Las que llegan a la superficie terrestre, son en su mayoría electrones, fotones y muones.

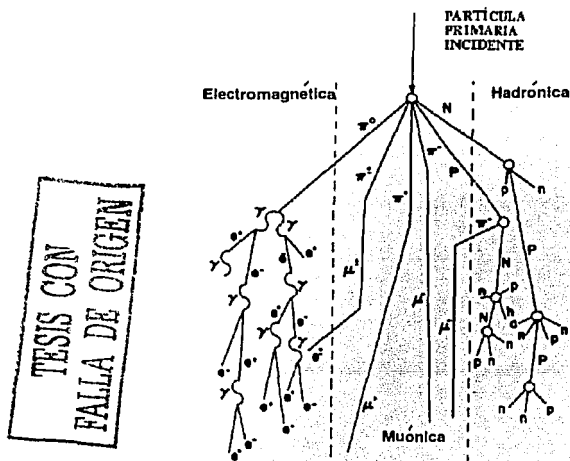


Figura 2.5: Chubasco atmosférico.

Un chubasco inducido por un rayo cósmico, tiene tres componentes: electromagnética, muónica y hadrónica. El chubasco consiste en un núcleo de hadrones de alta energía, que continuamente alimenta la parte electromagnética del chubasco, primeramente con fotones del decaimiento de piones neutros y partículas eta. Cada fotón de alta energía genera un chubasco electromagnético, los electrones y positrones resultantes son las partículas cargadas más abundantes en las cascadas. Nucleones de alta energía y piones cargados desde la interacción del núcleo incidente se concentran en un rayo paralelo al eje del chubasco y generan interacciones posteriores a lo largo de la trayectoria del chubasco. Piones y kaones cargados, con energía más baja, decaen para nutrir la componente muónica y electromagnética del chubasco. Los electrones y muones con baja energía se expanden sobre un área muy grande que con una densidad que, en promedio, decrece con la distancia al núcleo del chubasco pero aún se detecta a cientos o miles de metros, dependiendo de la energía inicial E_0 del chubasco. En general, chubascos con energías más altas producen más partículas de todos los tipos que los de más baja energía, pero la relación entre el tamaño del chubasco y la energía primaria, también depende de la identidad de la partícula inicial. El chubasco viaja a través de la atmósfera en forma de un disco relativamente delgado, aproximadamente a la velocidad de la luz y la dirección de la partícula primaria se mantiene para las secundarias mientras que el radio del disco crece lentamente comparado con la distancia que cubre en la atmósfera [1].

2.6.1. Modelo de juguete

Hay un modelo muy simple que describe las principales características de los chubascos atmosféricos, propuesto por Heitler en 1944, la manera en como es descrito en este texto, corresponde a chubascos puramente electromagnéticos pero puede aplicarse también a chubascos de hadrones. Considerando el proceso de ramificación mostrado en la figura 2.6, cada línea representa una partícula o un paquete de energía, en cada vértice, la energía de una línea se divide en dos y la ramificación ocurre después de un camino libre medio, λ , cualquiera que sea el proceso de división. Cada partícula progenitora experimenta un proceso de rompimiento generando dos partículas hijas, cada una con la mitad de energía de la progenitora. Después de $n = X/\lambda$ ramificaciones, el número de líneas o segmentos es: $N(X) = 2^{X/\lambda}$, donde X es la profundidad a lo largo del eje del chubasco y λ es la tasa de elongación. A una profundidad X , la energía por partícula es: $E(X) = E_0/N(X)$, el proceso de subdivisión continuará hasta que se alcance una energía crítica $E(X) = E_c$, que es la energía a la cual la partícula no puede seguir decayendo en nuevas partículas hijas. Después de alcanzar esta energía crítica, las partículas sólo perderán energía. Este límite se modificará dependiendo del modelo específico. En este caso, el número máximo de partículas del chubasco es: $N(X_{max}) = E_0/E_c$ y la profundidad máxima será: $X_{max} = \lambda \ln(E_0/E_c)/\ln(2)$.

Los resultados de estas ecuaciones se observan para chubascos electromagnéticos de alta energía y también, aproximadamente, para chubascos hadrónicos, donde se en-

cuentra que $N_{max} \propto E_0$ y $X_{max} \propto \ln(E_0)$ [11].

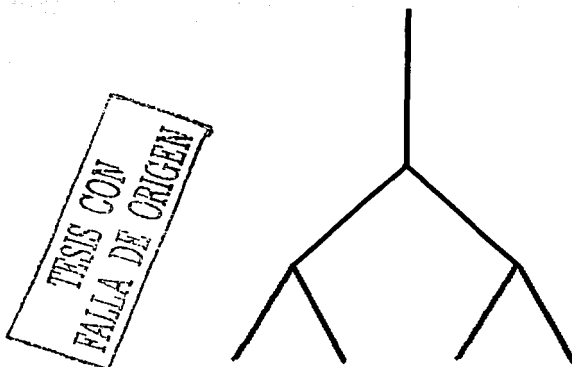


Figura 2.6: Esquema de ramificaciones.

2.7. Detectores de Rayos Cósmicos

Los detectores de Rayos Cósmicos han ido evolucionando con el desarrollo de la tecnología y de la Física Nuclear.

En los inicios el principal instrumento de medición era el **electroscopio**, que consistía en una botella de vidrio en cuyo interior había dos hojas de oro unidas por uno de sus extremos a una varilla conductora; la punta de ésta salía de la botella y estaba en contacto con el exterior; cuando un objeto cargado tocaba la varilla, la carga se distribuía hasta llegar a las hojas de oro, que se repelían por tener la misma carga.

Posteriormente se desarrolló la **cámara de ionización** de Wulf que constituyó una mejora del electroscopio y con la cual se pudo establecer que el aire que nos rodea está ionizado. Después se desarrolló el **contador Geiger**; que registra el paso de las partículas a través de él, y la **cámara de niebla** inventada por Wilson, que mostraba nítidamente las trayectorias de las partículas ionizadas, así como la cámara de burbujas. Poco después se desarrolló el **contador Geiger-Müller**, con el cual pudieron hacerse arreglos experimentales, conocidos como "telescopio contador" formados por dos hileras paralelas de contadores; cuando dos de ellos registraban el paso de una partícula podía determinarse su dirección o trayectoria, mediante el uso de circuitos electrónicos de coincidencias.

El **contador Geiger-Müller** consiste en una cámara en la que se encuentra un

gns entre dos electrodos a alto voltaje, la radiación al pasar a través de las paredes de la cámara interacciona con los átomos del gas ionizándolos. Los iones y electrones por estar cargados, son atraídos y colectados por los electrodos, generando una señal eléctrica; los gases usados son puros o mezclas de Argón, Metano, Etileno, Isobutano, Freon y otros [12].

Ernest Rutherford usó un material llamado **centelleador**, en su caso, una pantalla centelleadora de sulfuro de zinc para contar partículas α en su famoso experimento de dispersión [13]. En estos detectores, la radiación penetra y se produce luz, generalmente visible, la conversión de energía depositada por la radiación, a luz visible, se debe a un fenómeno de excitación-desexcitación de una red cristalina o de una molécula. En el primer caso, se trata de materiales cristalinos inorgánicos, y en el segundo de moléculas orgánicas [12].

Como la señal obtenida de los centelleadores es muy tenue, se usa, en conjunto, un **fotomultiplicador**. Los fotomultiplicadores son muy sensibles y convierten la luz en una corriente eléctrica medible.

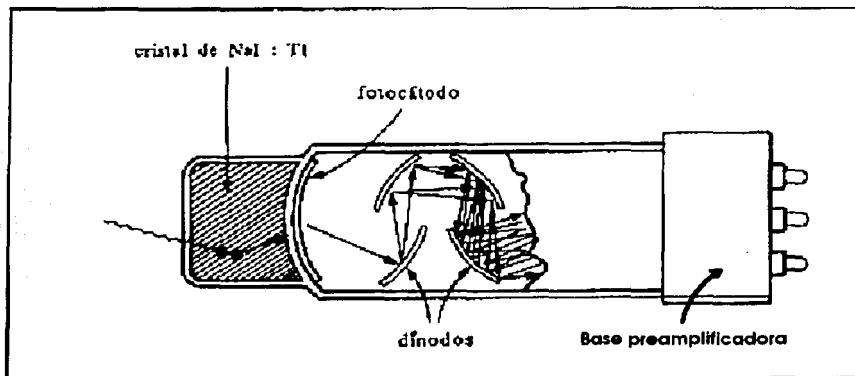


Figura 2.7: Material centelleador con tubo fotomultiplicador.

En la figura 2.7 se puede observar un fotomultiplicador; éste consiste en un cátodo hecho de material fotosensible seguido por un sistema colector de electrones, una sección de multiplicación de electrones (o "cuerda de dinodos") y por último un ánodo del cual se toma la señal final. Todas estas componentes son puestas comúnmente en un tubo de vidrio al vacío, de manera que el fotomultiplicador entero se ve como un tubo, de ahí el nombre de tubo fotomultiplicador (PMT por sus siglas en inglés: Photo Multiplier Tube). Durante la operación de este instrumento, se aplica un alto voltaje al cátodo, la especie de "escalera de potencial" formada por los dinodos y el

ánodo está a lo largo de la estructura total. Cuando un fotón incidente golpea sobre el fotocátodo, se emite un electrón por efecto fotoeléctrico, es decir, la energía del fotón $h\nu$ (con h la constante de Planck y ν la frecuencia del fotón), se transforma en la energía cinética del electrón [14]. Debido al voltaje aplicado, el electrón es dirigido y acelerado hasta el primer ánodo, donde se emiten y aceleran más electrones; se crea entonces una cascada de electrones, la cual se colecta en el ánodo para dar una corriente, que posteriormente se amplifica y analiza [13].

Otro tipo de detectores, llamados de **estado sólido**, se basan en el depósito de energía de la radiación en un semiconductor, generalmente de Germanio o Silicio; esta energía ioniza la red cristalina produciendo conducción temporalmente en el semiconductor debido a que éste tiene una brecha (gap), entre las bandas de valencia y de conducción, pequeña. En este detector se tiene una resolución muy alta de energía. En el proceso de ionización, la radiación requiere 10 veces menos energía para generar pares electrón-hoyo que la requerida en un gas. Dada la gran densidad del material semiconductor, tienen un poder de frenado superior al de un centelleador y muy superior al de un gas. Los detectores son compactos pero especialmente los de Germanio requieren ser enfriados a temperaturas criogénicas, lo que es un inconveniente en algunos casos. Para detección de partículas cargadas se usa principalmente Silicio a temperatura ambiente [12].

En las últimas décadas se han desarrollado nuevos detectores, algunos de los cuales también se complementan, como los utilizados en el experimento "Fly's Eye" u "ojo de mosca" (ver figura 2.8). En 1982, empezaron a tomarse los primeros datos en Utah

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

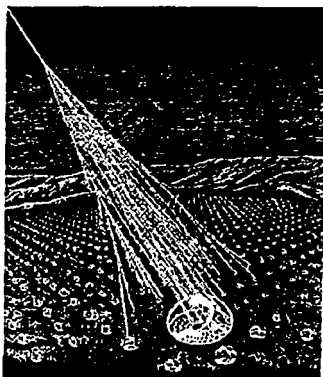


Figura 2.8: Esquema de un chubasco sobre un detector usado en el experimento Fly's Eye.

(EU), utilizando la fluorescencia con uno de estos detectores. La técnica se basa en el

hecho de que una partícula ionizada puede excitar moléculas de N_2 en la atmósfera; tales moléculas excitadas pueden entonces emitir fotones fluorescentes típicamente en los primeros 10 a 50 nanosegundos después de la excitación. La mayoría de la luz es emitida entre 300 y 400 nm, una longitud de onda para la cual la atmósfera es transparente, con una longitud de atenuación de aproximadamente 15 Km para un rayo de luz vertical.

El detector de Utah tenía 880 tubos fotomultiplicadores en 67 espejos de 1.5 metros de diámetro. Cada PMT apunta en una distinta y única dirección y subtiende su propia cobertura angular del cielo. La luz fluorescente, emitida isotrópicamente desde un chubasco atmosférico se detecta por los PMT's, cuyo ángulo sólido interseca la trayectoria del chubasco. El tiempo relativo de llegada de esta luz, así como la luz total integrada, son registradas por cada tubo [15]. La gran ventaja de esta técnica es que traza el desarrollo longitudinal de un chubasco cuando cruza la atmósfera, más que registrar sólo su trayectoria [9].

Otros detectores utilizan la radiación Cherenkov generada en los chubascos.

La radiación Cherenkov ocurre cuando una partícula cargada, en un medio material se mueve más rápido que la velocidad de la luz en ese mismo medio. Esta velocidad está dada por:

$$\beta c = v = c/n \quad (2.8)$$

donde $n = c/c_{medio}$ es el índice de refracción y c es la velocidad de la luz en el vacío. Por lo tanto, una partícula, emitiendo radiación Cherenkov debe tener una velocidad:

$$v_{particula} > c/n = c_{medio} \quad (2.9)$$

En tales casos, se crea una onda de choque, exactamente como un aeroplano que va más rápido que el sonido crea una onda de choque sónica, como se muestra en la figura 2.9. El frente de onda coherente tiene forma cónica y se emite en el ángulo:

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\beta n(\omega)} = \frac{c}{vn} = \frac{c_{medio}}{v} \quad (2.10)$$

con respecto a la trayectoria de la partícula, aquí se nota que el ángulo depende de la velocidad de la partícula y de la frecuencia de la radiación emitida (ω). Para el agua este ángulo es de 45° y $n=1.33$.

Esto ocurre cuando la partícula viaja en un medio infinito, sin embargo, una situación más realista, es cuando la partícula cruza un material de espesor finito. Para una partícula de carga Ze en movimiento rectilíneo uniforme en un material con espesor L , la energía radiada por unidad de frecuencia por ángulo sólido es:

$$\frac{d^2E}{d\omega d\Omega} = z^2 \frac{\alpha h}{c} n \beta^2 s c n^2 \left| \frac{\omega L}{2\pi \beta c} \frac{\sin \epsilon(\theta)}{\epsilon(\theta)} \right|^2 \quad (2.11)$$

donde α es la constante de estructura fina y

$$\epsilon(\theta) = \frac{\omega L}{2\beta c} (1 - \beta n \cos\theta) \quad (2.12)$$

esto ocurre en dos dimensiones, en el caso de tres, aparecería una función Bessel en lugar del término $(\sin \epsilon)/\epsilon$.

Para L grande comparada con la longitud de onda de la radiación emitida, el término $(\sin \epsilon)/\epsilon$ se aproxima a la función $\delta(1 - \beta \text{ncos}\theta)$ el cual requiere que la radiación sea emitida en el ángulo Cherenkov (ecuación 2.10), la condición de frontera (2.9) se sigue de que β debe ser mayor que $1/n$ para que θ_c sea físicamente medible. Cuando L decrece, la radiación sale en un rango de ángulos simétricamente centrados en θ_c . El número de partículas será proporcional a la energía y la longitud de las trazas que recorran éstas en los tanques, así, la luz Cherenkov, será proporcional a la energía de cada partícula. (Para observar la longitud de las trayectorias de las partículas en los detectores del Observatorio Pierre Auger, consultar [8]).

La condición de frontera para la emisión de radiación Cherenkov y la dependencia del ángulo de emisión sobre la velocidad de la partícula, son propiedades aprovechadas en los contadores o detectores de esta emisión. En la mayoría de los detectores Cherenkov, la radiación es detectada por fotomultiplicadores, los cuales convierten los fotones en un pulso de corriente eléctrica [13][16].

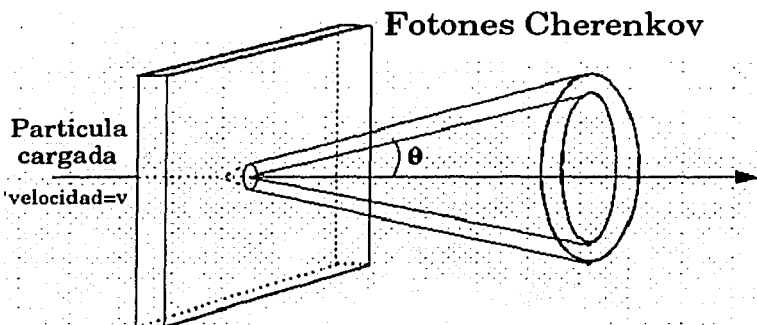


Figura 2.9: Cono de luz Cherenkov.

Ejemplos de arreglos de superficie donde se utilizaron detectores de radiación Cherenkov son los de Haverah Park, Yakutsk y Sydney. El arreglo de Haverah Park usó tanques de agua en lugar de plásticos centelleadores para detectar partículas que llegan a la superficie terrestre (tal como lo hace ahora el Observatorio Pierre Auger). La ventaja de estos tanques es que la componente electromagnética de los chubascos es totalmente absorbida y al generarse la luz Cherenkov es registrada por los tubos fotomultiplicadores. Los pulsos de salida son proporcionales en amplitud a la pérdida de energía de la porción del chubasco que pasa a través del detector. Se detectaban

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

pues, el núcleo del chubasco, a partir del conteo de los pulsos y de la amplitud de los mismos; el ángulo cenital del chubasco a partir de un análisis de las diferencias de tiempo entre distintos detectores (asumiendo que el frente del chubasco es plano), y la función de distribución lateral ($\rho(r)$) a partir de convertir las amplitudes de los pulsos en número equivalente de partículas.

El arreglo de Haverah Park acumuló datos desde 1962 hasta que fue cerrado en 1987.

Capítulo 3

El Observatorio Pierre Auger

3.1. El Proyecto Pierre Auger

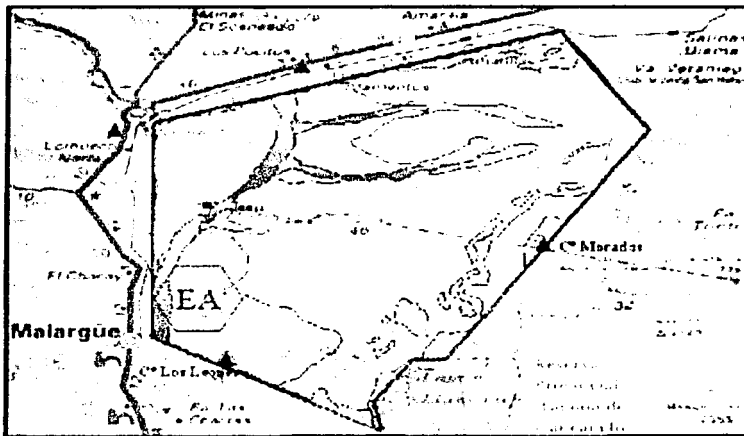


Figura 3.1: Mapa del sitio en el Hemisferio Sur.

El proyecto Pierre Auger fue propuesto en 1992 por Jim Cronin de la Universidad de Chicago en Estados Unidos, Alan Watson de la Universidad de Leeds en Reino Unido y Murat Boratav de las Universidades de París VI y VII, Francia; con el objetivo de contar con un gran arreglo de detectores en la Tierra que permitiera conocer el origen y naturaleza de los rayos cósmicos con energías de alrededor de 10^{20} eV.

El Observatorio completo estará constituido por dos sitios de medición, uno en cada hemisferio del planeta. En el hemisferio Norte, se construirá en Utah, Estados Unidos y en el hemisferio Sur, estará terminado en el año 2005, en la provincia de Mendoza, Argentina. Del funcionamiento preliminar de los detectores de este último arreglo, se obtuvieron las mediciones utilizadas en el análisis discutido en esta tesis.

Cada sitio consistirá en un área de 3000 km^2 con una apertura de aproximadamente 7360 km^2 sr. Actualmente, los esfuerzos están concentrados en el sitio sur. En Malargüe se tienen dos subsistemas: un arreglo de superficie de aproximadamente 1600 detectores de luz Cherenkov y un detector de fluorescencia con 3 o 4 ojos. Primero se puso en funcionamiento un arreglo de ingeniería preliminar, con 32 tanques, donde se observó el funcionamiento de éstos y se obtuvieron las primeras mediciones. Actualmente se encuentran en operación más de 100 de los detectores de superficie y dos de los detectores de fluorescencia (cuyo funcionamiento se mencionó en la sección 2.7).

Se trata pues de un detector híbrido, que permite ver tanto el desarrollo del chubasco con el detector de fluorescencia (cuando no hay sol ni luz de luna), como las características de las partículas que llegan al suelo, con el detector de superficie [17].

3.2. Detector de superficie del Observatorio Pierre Auger

Como ya se había mencionado, en el Observatorio Pierre Auger se usan dos tipos de detectores, de fluorescencia y de luz Cherenkov (arreglo de superficie). Las partículas que llegan a los detectores de luz Cherenkov, son principalmente fotones, que interactúan en reacciones Compton y creación de pares; electrones, que interactúan con radiación Cherenkov, ionización y radiación de frenado; y muones, que interactúan con Radiación Cherenkov e ionización [8].

La unidad básica de detección en el arreglo de superficie del Observatorio Pierre Auger es un tanque cilíndrico de agua pura con capacidad de 12000 litros, tiene 1.2 m de profundidad y un diámetro de 3.6 m, lo que da una sección transversal de 10 m^2 . Están separados 1.5 km uno de otro. Los tubos fotomultiplicadores que proporcionan la señal que se necesita, tienen un diámetro de ~ 20 cm y están colocados en el techo del tanque, dentro de unas cajas que los protegen de la luz, y separados 120° entre sí [18].

Los requerimientos esenciales de estos detectores son:

- a) Una máxima atenuación de la longitud de la luz Cherenkov.
- b) Ser totalmente opacos a la luz externa.
- c) Tener una forma efectiva de mantener el agua almacenada de tal manera que la actividad biológica esté inhibida (y asegurar así la estabilidad del tanque durante su funcionamiento).

- d) Tener un recubrimiento interno que ofrezca ser una superficie reflexiva-difusiva eficiente para la luz en un rango de 300 a 400 nm de longitud de onda.

La estructura del tanque. Como estos tanques deben soportar las condiciones climáticas del desierto, y la exposición constante a la luz, están hechos de polietileno de alta densidad, son resistentes a la corrosión y gruesos (de 12 a 15 mm de espesor). Por el requerimiento de opacidad, tienen una capa interna negra, con un pigmento que contiene 0.5 % de carbón. La capa externa tiene un pigmento amarillo con dióxido de titanio, esto hace que los tanques estén acorde con el paisaje de la Pampa Amarilla donde están ubicados. La capa negra es dos veces más gruesa que la amarilla. Las capas tienen también impurezas que absorben rayos UV incrementándose así la resistencia a la degradación por estos rayos. Por su parte, la tapa del tanque es rígida y soporta a las personas que trabajan en ellos así como a los paneles solares que proveen la energía para el sistema de comunicación y la antena GPS (Global Positioning System).

Los tanques se diseñaron para una vida de 20 años.

Recubrimiento interno. Se utilizó una bolsa sellada (lo que permite que el tanque sea biológicamente inerte), que contiene al agua y cuyas paredes interiores constituyen el recubrimiento reflexivo-difusivo necesario. En la parte superior de la bolsa, correspondiente a la tapa del tanque, se tienen tres ventanas, donde se colocarán los tres tubos fotomultiplicadores. El material del que está hecha se llama Tyvek, que tiene una alta reflectividad.

El agua. Debe estar completamente pura para que no permita el desarrollo de vida en su interior. Además debe tener una resistividad muy grande, sobre 15 MOhm-cm (es decir, debe ser aislante), lo que indica su pureza. No será reemplazada hasta que el tanque deje de funcionar o tenga algún desperfecto grave.

La figura 3.2 muestra un tanque con sus componentes.

3.2.1. La unidad de medida de los tanques, el VEM.

En los detectores de superficie, se utiliza una unidad de medida propuesta para el Observatorio Pierre Auger por Kutter y otros en 1997, llamada Muón Vertical Equivalente, (VEM, por sus siglas en inglés), el cual está definido como el promedio de la señal producida por un muón, que cruza verticalmente el detector a lo largo de su eje.

Un VEM es el promedio de la señal producida por muones verticales que cruzan el tanque porque en esa posición, los PMT's se comportan uniformemente y el valor de la señal es el menor en este intervalo de ángulo cenital (como se verá en la sección de análisis de eventos). Puesto que los muones se encuentran en cualquier parte probaron ser muy convenientes para la calibración, ya que conforman un flujo continuo

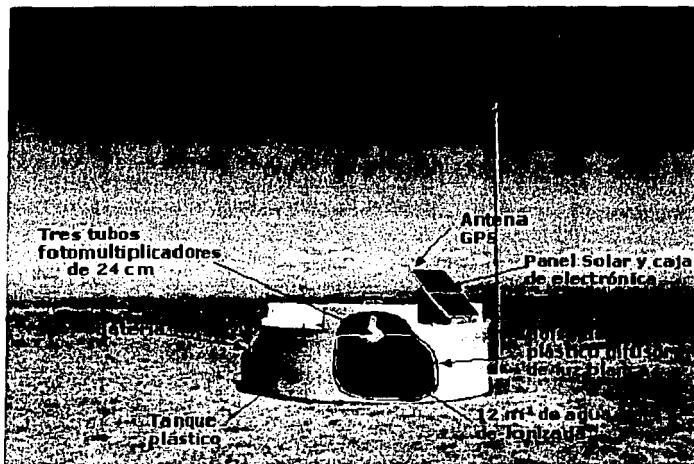


Figura 3.2: Tanques usados como detectores de luz Cherenkov en el arreglo de superficie del Observatorio Pierre Auger

de partículas secundarias.

Cuando se calibran los tanques en esta unidad, se utilizan los muones de los rayos cósmicos de fondo y se obtiene la señal correspondiente a 1 VEM. Se usa un telescopio de muones (similar al "telescopio contador"), consistente en un par de centelleadores sobre y debajo del tanque, para medir los muones verticales por coincidencia.

La mayoría de los muones cruzan el tanque y permanecen relativistas a través de él. Una fracción de muones, aquellos cuyo momento es menor a 300 MeV/c, pueden detenerse y decaer dentro del tanque [17].

Este método de calibración usa el hecho de que la distribución de carga de eventos sobre un PMT, que se toman en un intervalo de medición cualquiera, presenta un pico, cuyo valor corresponderá a 1 VEM. Este pico ya fue obtenido y observado antes con un tanque de prueba, y en esta calibración, se identifica para las señales del tanque a calibrar. Por ejemplo, si el pico se presenta en 2.7×10^7 e, en ese caso $1 \text{ VEM} = 2.7 \times 10^7$ [17].

Este valor de VEM, es un parámetro característico de cada detector, y depende de sus componentes, geometría, construcción, y también de sus condiciones de operación.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

3.2. DETECTOR DE SUPERFICIE DEL OBSERVATORIO PIERRE AUGER 31

El VEM proporciona una manera práctica de normalizar las señales de detectores distintos, y de expresar la señal total producida en cada estación por un chubasco en términos de una partícula de referencia equivalente [18].

3.2.2. Fuentes de Incertidumbre

Las mediciones obtenidas con los detectores de superficie tienen varias fuentes de incertidumbre agrupadas en dos tipos principales.

- I El primero corresponde a la incertidumbre debida al desarrollo del chubasco; esto es, energía primaria, la primera interacción, que no puede ser medida, ángulo cenital, distancia del núcleo del chubasco al tanque y el "efecto de distribución lateral" (que se refiere a que en el núcleo la densidad es mayor que a distancias muy pequeñas de éste; es decir, cambia muy rápidamente), las cuales son llamadas "fluctuaciones de muestreo".
- II El segundo tipo de incertidumbre corresponde a las fluctuaciones debidas al detector, las cuales son las siguientes:

- a) Fotoestadística.- Cuando las partículas entran a los tanques y emiten luz Cherenkov, la expansión de la señal en los tres fototubos estará dada por fluctuaciones de Piosson en el número de fotoelectrones que llegan a los PMT's.
- b) Calibración, estabilidad del detector y ruido electrónico, las cuales son sistemáticas.
- c) Efecto Azimutal.- Si el tanque no se comporta como un difusor perfecto, el número de fotones Cherenkov que llegan a cada PMT variará dependiendo del ángulo de incidencia de las partículas, cuya luz al reflejarse podría ir justamente en la dirección del ángulo al que está colocado alguno de los PMT's, lo que hace que la señal total dependa en gran medida del PMT privilegiado. Contribuyen a este efecto principalmente los fotones que llegan directamente sobre los PMT sin reflejarse en las paredes del tanque ya que no pierden energía en los múltiples recorridos hacia el PMT, después de varias reflexiones. (Ver figura 3.3)

Los PMT's de los tanques, como ya se había mencionado, están separados entre sí 120° , correspondiendo los 0° al PMT2, los 120° al PMT1 y los -120° al PMT3. Por lo tanto, la dirección privilegiada para el PMT1 será alrededor de los -150° , para el PMT2 alrededor de los 90° y para el PMT3 alrededor de los -30° , como se observa

en la figura 3.4 [19].

La ubicación de los PMT's en la tapa de los tanques, obedece a motivos prácticos. En primer lugar, el panel solar está orientado hacia el Norte, que es por donde sale el sol en el hemisferio sur, mientras que la batería está orientada hacia el Sur. Los PMT's están ubicados a 120 cm del eje del tanque, en el sentido de las manecillas del reloj, y desde el panel solar, se identifican como 1,2,3. Es decir, el que está a la derecha del panel es el 1, el que está opuesto es el 2 y el que está a la izquierda es el número 3.

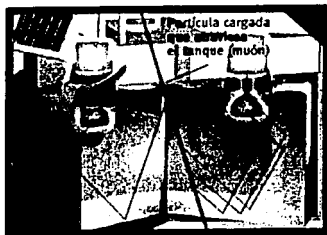


Figura 3.3: Reflexión de la luz en el interior de los tanques.

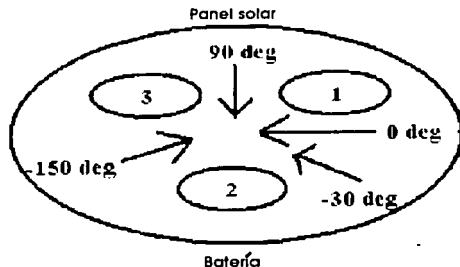


Figura 3.4: Posición de los PMT's en la tapa del tanque.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Capítulo 4

Análisis de eventos

Uno de los objetivos de este trabajo, es el estudio de los efectos de la luz directa, (es decir, de la luz que llega en la dirección de los PMT's), en los detectores de superficie del Observatorio Pierre Auger.

El otro objetivo es reconstruir el valor de la señal para un PMT que no esté funcionando, a partir de la aproximación obtenida para el comportamiento de los eventos en cada uno de ellos.

El análisis se hizo primero en un solo tanque, en el que los tres PMT's funcionaron correctamente. Las aproximaciones propuestas para las señales de los PMT's, que se asumieron como defectuosos, fueron muy buenas, los resultados difirieron de los originales menos de un 5%. Estos resultados se comprobaron en otro tanque que tiene la misma marca de PMT's, en el que las aproximaciones difirieron en alrededor de un 10%, lo que quiere decir que el análisis hecho en un solo tanque, para aquellos que tengan la misma marca de PMT, es universal.

Posteriormente se hizo el mismo análisis para otro tanque cuyos PMT's son de otra marca, comprobándose que el método de aproximación propuesto también funciona para otro tipo de tanques, ya que la señal aproximada difería en alrededor de un 7% de la original.

Se encontraron otros dos resultados originales como consecuencia del análisis realizado:

1. El primero es que el método desarrollado para observar los efectos de la luz directa en los detectores, puede servir también para comprobar si las componentes electrónicas de los tanques están conectadas correctamente.
2. El segundo es la obtención de un parámetro nuevo, la *pendiente* característica del comportamiento de la señal en cada tanque. El cual constituye una herramienta para vigilar el funcionamiento correcto de un tanque dado.

De lo anterior se hablará en el presente capítulo.

4.1. Selección de tanques

Los tanques usados para el análisis de eventos pertenecen al arreglo de ingeniería (EA). Para escoger cuál de ellos analizar, se tomó en cuenta el funcionamiento de los tres PMT's entre el 20 de agosto de 2002 y el 15 de abril de 2003, ya que en esas fechas había la mayor cantidad de tanques funcionando [20].

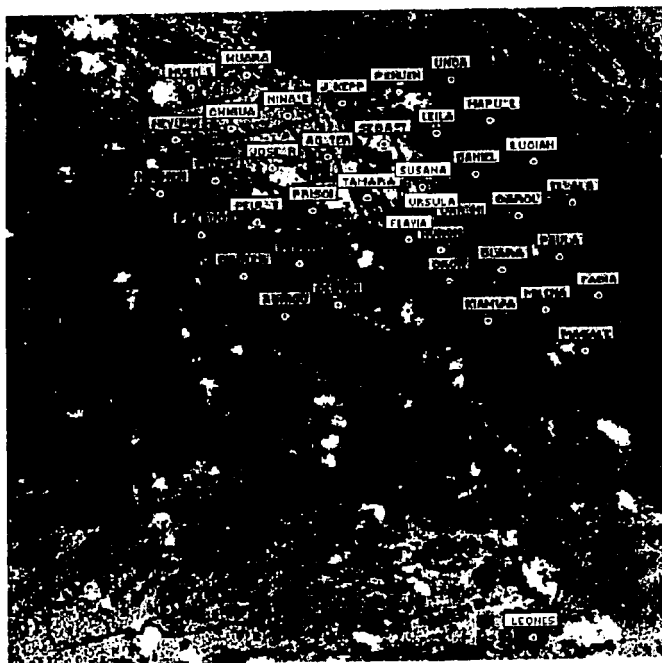


Figura 4.1: Posición de los tanques en el EA.

Una vez decidido el período de tiempo a considerar, de acuerdo con la ubicación en el arreglo experimental, se eligieron los tanques Úrsula, Susana, Tamara y Flavia,

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

cuyas características y funcionamiento durante el periodo de tiempo escogido son:

Nombre	No. de tanque	Marca de PMT	Funcionamiento		
			PMT1	PMT2	PMT3
Úrsula	36	Hamamatsu	OK	OK	OK
Susana	44	ETL	OK	OK	OK
Tamara	46	Hamamatsu	OK	OK	OK
Flavia	63	ETL	OK	OK	OK

Úrsula y Susana se encuentran en la zona más densa del arreglo, donde algunos tanques se colocaron a la mitad de la distancia normal, lo que significa que tienen más oportunidad de registrar eventos en los que participe un gran número de tanques. Mientras que Tamara y Flavia se encuentran en el borde. (Ver Figura 4.1)

Otro criterio importante para elegir el tanque, fue el número de eventos que registró, necesitaba que éste fuera mayor de 1000 eventos para tener una muestra grande y reducir la incertidumbre.

4.2. Selección de eventos.

Se considera como "evento" a un chubasco extendido que es registrado por un gran número de tanques (4 o más). Cuando varios tanques registran una señal casi simultáneamente (con diferencias del orden de nanosegundos), y además no están muy apartados de otros que también registran señal, entonces se tiene un *evento*.

Se consideraron varios criterios para elegir eventos y para obtener los datos imponiendo las restricciones necesarias, se utilizaron dos programas de cómputo desarrollados por miembros de la colaboración del Observatorio Pierre Auger.

4.2.1. Programas de cómputo.

El programa más importante en la realización de este trabajo, fue FAST (Fortran Analysis Software Tool), que es una herramienta para acceder a los datos del Observatorio Pierre Auger desde código FORTRAN.

El funcionamiento de FAST, en términos generales es como sigue:

Un programa de C++ lee eventos de detectores de superficie o de fluorescencia (SD o FD) en su formato original (ROOT), este programa transfiere los datos a un conjunto de bloques comunes (common blocks) de FORTRAN. Después de que son cargados, el programa de C++ llama a una rutina de usuario de FORTRAN, en la cual se puede poner un código de análisis propio. Cuando ha terminado la rutina de FORTRAN, el programa de C++ vuelve a tomar el control y considera a un nuevo evento; así sucesivamente.

La estructura de programa principal en FAST para detectores de superficie es:

PROGRAMA PRINCIPAL RUTINAS DE USUARIO

Initialize FFREAD

Read standard cards

FastUCard.F

Initialize HBOOK

FastUInit.F

Load next event

FastUSDEvtProc.F

FastUEnd.F

write histograms

End

La subrutina que se modificó para manipular los datos fue FastUSDEvtProc.F y los parámetros del chubasco, que se pueden usar u obtener y que se manejaron para la realización del análisis de eventos fueron: Nombre y Número del tanque, cosenos directores (u y v), valor del ajuste de la χ^2 para la reconstrucción del chubasco, número de estaciones que presentaron señal en el evento, señal de cada PMT, señal total del evento (promedio de las señales de los PMT's), número de evento, coordenadas del núcleo del chubasco, ángulo azimutal (ϕ en radianes) y ángulo cenital (θ en radianes)[21]. (Ver la subrutina completa en el Apéndice).

Los criterios que se establecieron para seleccionar los mejores eventos son:

1. Que la suma de los cuadrados de los cosenos directores tiene que ser menor o igual a 1 ($u^2 + v^2 \leq 1$), de lo contrario se llegaría a una contradicción.

2. Que participen 4 o más estaciones, ya que entonces se garantiza que se está midiendo un chubasco de alta energía y no sólo señales aisladas.

3. Que la distancia del tanque al núcleo del chubasco sea ≤ 10 km. Este criterio no se estableció en el programa sino que una vez obtenidas las coordenadas del núcleo y del chubasco, así como el número del evento correspondiente, se conservaron los que cumplían esta condición. El que esta distancia sea menor o igual que diez kilómetros también garantiza que las señales correspondan a un mismo evento y no a señales disparadas de manera aislada en el arreglo, que no estén relacionadas con éste.

4. Que el ajuste de la χ^2 sea ≤ 1000 para el primero y $\leq (2 \times \text{No. de estaciones})-3$ para el segundo. Este criterio se estableció de manera empírica ya que la estadística precisa aun no es bien conocida en el EA y todavía se están haciendo los estudios

relacionados con ella.

Cabe destacar que también se hizo un ajuste para que las estaciones Carmen-Miranda que son un tanque doble (debido a que están separados solamente 10 m entre sí), fueran consideradas como una sola ya que para los efectos del estudio realizado, su cercanía no nos proporciona diferencia respecto al ángulo de incidencia y a la magnitud del chubasco.

Para comprobar que las condiciones impuestas funcionan bien, se utilizó el programa Event Display (ED), que muestra de un modo gráfico los eventos registrados así como las reconstrucciones de los chubascos cuando éstas son posibles. Y para elaborar las gráficas se utilizó el programa Origin 6.1.

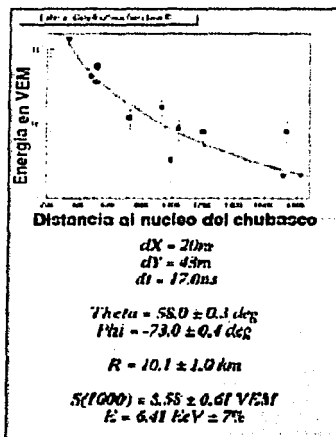


Figura 4.2: Reconstrucción hecha por ED.

4.3. Resultados

En primer lugar se obtuvieron los datos de los tanques Úrsula, Susana, Tamara y Flavia. Úrsula registró 1202 eventos válidos, Susana 656, Tamara 348 (aun considerando a los de más de 10 km) y Flavia 838. Por lo tanto el tanque a analizar fue Úrsula; como tiene las mismas características que Tamara, este último se usó para

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

comprobar las aproximaciones de las señales obtenidas con Úrsula, aunque no tiene un gran número de eventos. Susana se descartó por tener un poco más de la mitad del número de eventos que Úrsula, ya que se pretendía hacer el mismo tipo de análisis para comprobar la eficacia del método propuesto en un tanque con distintos PMT's. Para ello se usó pues a Flavia.

4.4. Aproximación de las señales

Los datos de cada PMT de Úrsula se graficaron como función del ángulo azimutal, en esta gráfica se pudo observar que el máximo de la señal de cada PMT se presenta en -150 grados de ángulo azimutal para el PMT1, 90 para el PMT2 y -30 para el PMT3, es decir, existe el efecto azimutal. Ver figura 4.3.

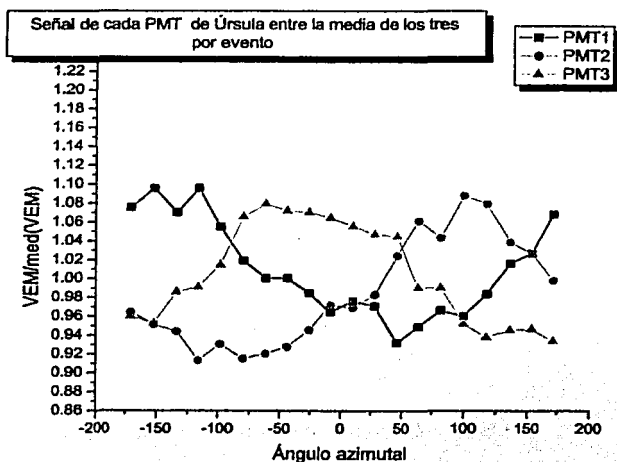


Figura 4.3: Gráfica en la que se observa el efecto Azimutal

Posteriormente se obtuvo una aproximación de la señal para cada PMT, ajustando una función seno, del ángulo azimutal de la forma:

$$A \sin(\pi(x - k)/180) + b \quad (4.1)$$

TESTE CON
FALLA DE ORIGEN

Los ajustes de cada PMT son:

PMT	Amplitud (A)	Fase (k)	b
1	0.066 ± 0.03	120	1.007 ± 0.02
2	0.075 ± 0.03	0	0.983 ± 0.02
3	0.070 ± 0.03	-120	1.005 ± 0.02

El valor de b corresponde a fluctuaciones debidas, entre otras cosas al ruido eléctrico y a las ocurridas durante la calibración. En la figura 4.4 se muestra la gráfica para el PMT3.

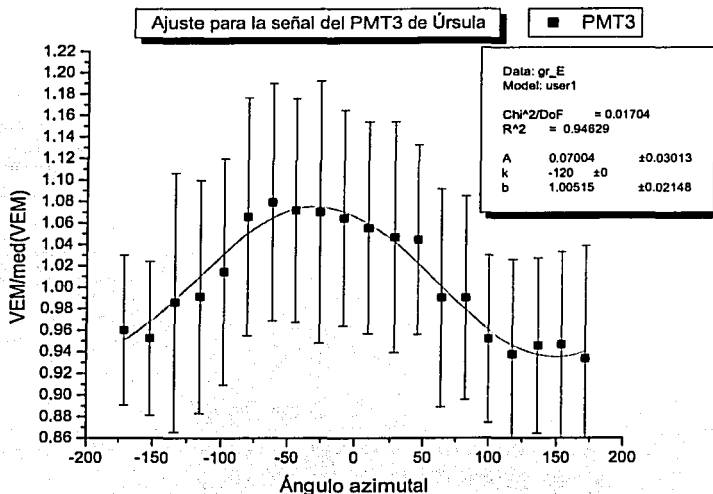


Figura 4.4: Gráfica en la que se muestra el ajuste de la señal para un PMT

Cabe destacar que para obtener esta gráfica, se consideraron 20 intervalos de 18 grados de ángulo azimutal cada uno (elección hecha a priori). Los datos que se encontraron en cada intervalo fueron promediados, este promedio corresponde al valor graficado y su barra de error corresponde a la desviación estándar obtenida con este cálculo.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

4.4.1. Amplitud de la señal

Posteriormente, se consideraron tres intervalos de ángulo cenital, los cuales tienen el mismo ángulo sólido (0 - 41, 42 - 60, 61 - 90), y se graficó la señal como función del ángulo azimutal, para cada PMT, correspondientes a tales intervalos. En las figuras 4.6, 4.7 y 4.8 se muestran las gráficas correspondientes a la señal del PMT1 de Úrsula en las distintas regiones de ángulo cenital.

Esto fue con el objetivo de observar los efectos de la luz directa sobre los PMT's, tales efectos se manifiestan en un aumento de la amplitud de la señal conforme el intervalo de ángulo cenital aumenta ya que la sección del cono de luz Cherenkov que alcanza a tocar a los PMT's también va aumentando, como se observa en la figura 4.5.

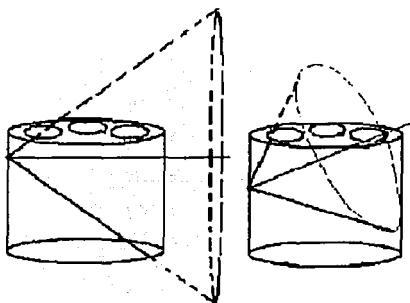


Figura 4.5: Conos de luz de partículas que caen con ángulos cenitales grandes.

Los valores de la amplitud obtenidos para cada PMT son:

Ángulo cenital	PMT1	PMT2	PMT3
0-41	0.039 ± 0.03	0.048 ± 0.02	0.042 ± 0.02
42-60	0.089 ± 0.02	0.09 ± 0.02	0.09 ± 0.006
61-90	0.112 ± 0.02	0.133 ± 0.01	0.112 ± 0.01

En esta tabla se observa el aumento de la amplitud cuando la luz es directa, en función del ángulo cenital.

De estos valores, se obtuvo la amplitud de la señal como función del ángulo cenital para cada PMT. Para ello se graficaron las amplitudes de cada uno de los tres intervalos de ángulo cenital, definidos al principio de la sección, correspondientes a un PMT y se obtuvo una función lineal, del tipo $y=mx+b$ cuyos valores son:

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

PMT	Pendiente (m)	Ordenada al origen(b)
1	0.0015 ± 0.0004	0.0006 ± 0.02
2	0.0018 ± 0.0003	-0.0014 ± 0.02
3	0.0015 ± 0.0004	0.0085 ± 0.02

Se observa que la ordenada al origen es consistente con cero en los tres. Esto confirma el hecho de que en la vertical, que es el punto simétrico, no existe dependencia del ángulo cenital. En la figura 4.9 se muestra la línea del PMT3.

Al graficar el promedio de los tres puntos correspondientes a cada intervalo de ángulo cenital, de los tres PMT's, se obtiene la recta característica del detector. La ordenada al origen puede ser considerada como cero puesto que ya se confirmó que así es. Este es el primer resultado adicional obtenido puesto que el valor de la *pendiente* de esta recta es un nuevo parámetro para vigilar el comportamiento del detector. Es probable que el cambio en este parámetro pudiera indicar anomalías en la pureza del agua o en el recubrimiento. El valor de la *pendiente m* para Úrsula es $m = 0.00161 \pm 0.00017$. Ver figura 4.10.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

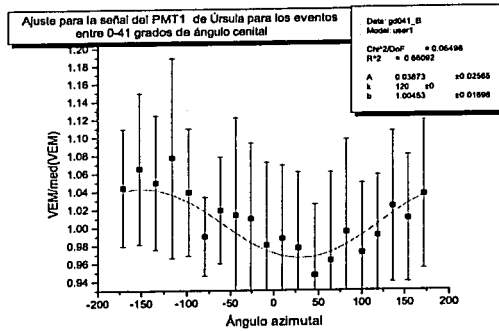


Figura 4.6: Señal en el intervalo 0-41 grados de ángulo cenital.

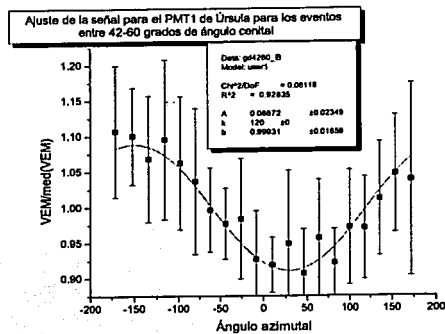


Figura 4.7: Señal en el intervalo 42-60 grados de ángulo cenital.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

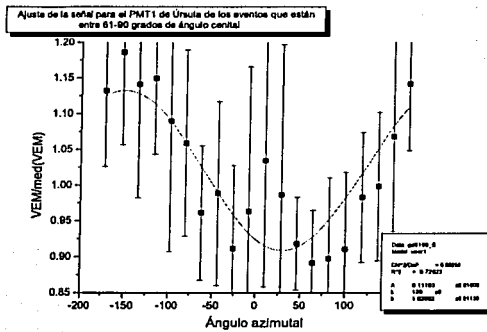


Figura 4.8: Señal en el intervalo 61-90 grados de ángulo cenital.

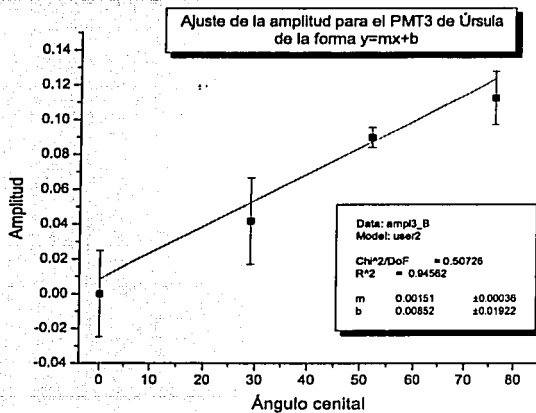


Figura 4.9: Línea del PMT3.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

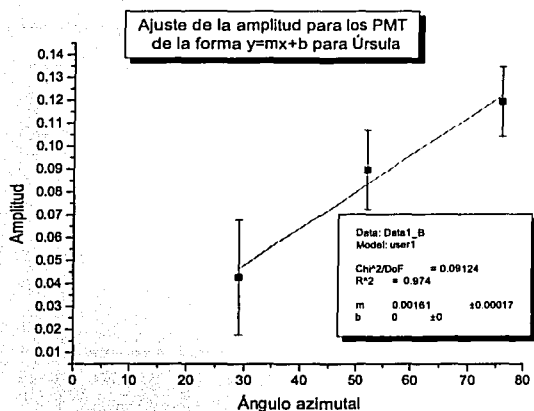


Figura 4.10: Línea obtenida considerando el promedio de los puntos de los tres PMT's.

4.4.2. Aproximación de la señal perdida.

Cuando no se tenía la señal de un PMT, en algunos eventos importantes, se intentó aproximarla usando el promedio de las otras dos, ya que si C es el valor faltante tenemos :

$$\begin{aligned} \frac{A+B}{2} &= \frac{A+B+C}{3} \\ \Rightarrow \frac{3}{2}(A+B) - (A+B) &= C \\ \Rightarrow \frac{3}{2}(A+B) - \frac{2}{2}(A+B) &= C \\ \Rightarrow \frac{1}{2}(A+B) &= C \end{aligned}$$

(4.2)

No obstante, como se verá en una gráfica más adelante, esta aproximación, llamada "primera aproximación" es muy burda y ni siquiera representa la fase del PMT faltante.

En este trabajo se propuso una aproximación de los valores faltantes, en la que está considerada la aproximación obtenida para la señal de cada PMT como función del ángulo azimutal, así como también la amplitud como función del ángulo cenital, obtenidas en la sección anterior.

Esta aproximación de las señales perdidas, se obtiene a partir de un tipo especial de promedio que reorienta los valores de las señales que se tienen, con respecto a la faltante:

$$P_i = \frac{1}{3} \sum_{j=1}^3 P_j (b_i + A_i(\theta) \text{ Sen}(x - k)) \quad (4.3)$$

Donde b_i es el término que proviene del ajuste de la señal con la función seno, y A_i es la amplitud como función del ángulo cenital.

De aquí se obtienen tres ecuaciones para una misma variable. Una de ellas, que es llamada aproximación P_i , depende en gran medida de las aproximaciones hechas para el PMT $_i$. Las otras dos, llamadas P_{ij} dependen en gran medida de las aproximaciones hechas para los PMT's restantes (PMT $_j$ y PMT $_j'$):

$$P_i = \frac{P_j + P_j'}{S - 1} \quad (4.4)$$

donde S igual a:

$$S = \frac{3}{A_i \text{ Sen}(\pi(\phi - \delta \times 120)/180) + b_i} \quad (4.5)$$

y δ igual a:

$$\delta = \begin{cases} 0 & \text{si } i = 2 \\ 1 & \text{si } i = 1 \\ -1 & \text{si } i = 3 \end{cases} \quad (4.6)$$

$$P_{ij} = 3P_j - (P_j + P_j')(b_j + A_j \text{ Sen}(\pi(\phi - \delta 120)/180)) \quad (4.7)$$

con δ igual a:

$$\delta = \begin{cases} 0 & \text{si } j = 2 \\ 1 & \text{si } j = 1 \\ -1 & \text{si } j = 3 \end{cases} \quad (4.8)$$

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Por ejemplo, se tiene la ecuación siguiente cuando falta el PMT1, para la aproximación P_i :

$$P_1 = \frac{\text{Sen}(\pi\phi/180) + 0.983 + \text{Sen}(\pi(\phi + 120)/180) + 1.005}{S - 1} \quad (4.9)$$

con:

$$S = \frac{3}{A_i (\text{Sen}(\pi(\phi - 120)/180)) + 1.007} \quad (4.10)$$

donde

$$A_i = (0.0015)(\theta) + 0.0006 \quad (4.11)$$

Las propuestas finales para la aproximación son P_i y $(1/2)(P_{ij} + P_{ij'})$. En la última, se considera el promedio de las P_{ij} ya que constituye una mejora a la llamada "primera aproximación".

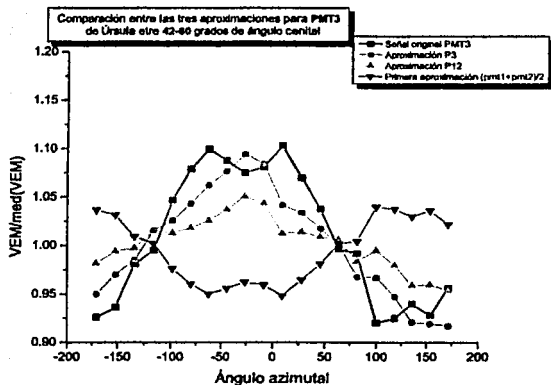


Figura 4.11: Comparación entre la señal original y la señal recuperada con las aproximaciones propuestas.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

En la figura 4.11 se muestra la comparación entre estas aproximaciones, la "primera aproximación" y los valores originales para el PMT3 de Úrsula entre 42 y 60 grados de ángulo cenital.

Podemos observar que la mejor de las aproximaciones es la P_i , que difiere en alrededor de un 5% de la señal original mientras que la peor es la primera aproximación. Lo mismo ocurre con los otros PMT's.

4.5. Aplicación en un tanque similar.

Usando las aproximaciones obtenidas con Úrsula, se hicieron las correspondientes a las señales de Tamara para cada PMT, observándose que la mejor aproximación sigue siendo la P_i , que difiere en alrededor de un 10% de la señal original. La figura 4.12 muestra una gráfica con la comparación entre las aproximaciones usando las señales de Tamara, para el PMT3. Ocurre de manera análoga con los otros PMT's.

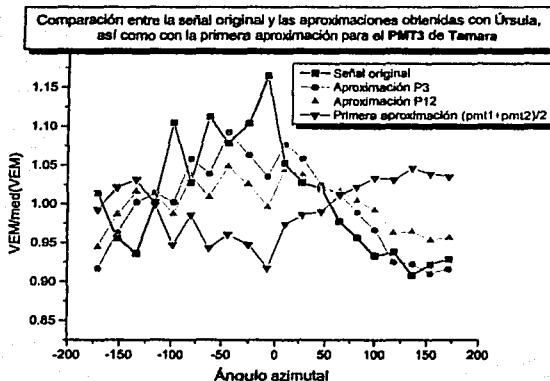


Figura 4.12: Comparación entre la señal original y las señales recuperadas con la aproximación propuesta.

Se comprueba entonces que el análisis hecho para un solo tanque, puede proporcionar las aproximaciones para las señales de tanques que tienen la misma marca de

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

PMT, es decir, es universal. Lo cual será útil cuando se aplique este método con uno solo de los 1600 tanques que serán definitivos en el Observatorio, aun cuando éste tenga un número de eventos pequeño (de alrededor de 300).

4.6. Comprobación del método de aproximación.

Se utilizó el mismo método para obtener las aproximaciones del tanque Flavia. Al hacer los primeros ajustes de la señal, con una función *Senó* del ángulo azimutal, se observó que dos de los PMT's presentan las fases intercambiadas, es decir, el PMT1 está colocando en los -120 grados y, el PMT3 en los 120. Esto quiere decir que el tanque está mal conectado.

Este es el segundo resultado adicional obtenido con el análisis, es decir, éste proporciona un método eficaz para observar errores de instalación como el que los PMT's estén conectados incorrectamente.

La figura 4.13 muestra el PMT3 de Flavia, que puede ser comparada con la del PMT3 de Úrsula, observándose la diferencia de fases.

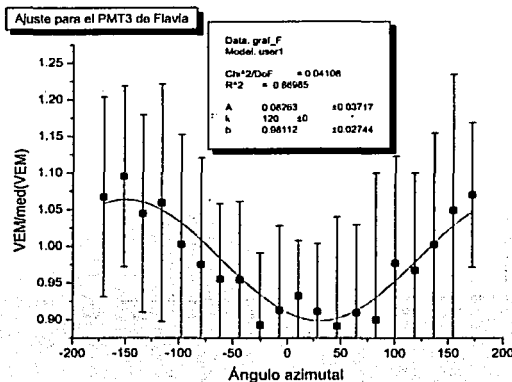


Figura 4.13: Señal del PMT3 de Flavia.

Los ajustes con la función *Senó* del ángulo azimutal, para la señal de cada PMT

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

de Flavia son:

PMT	Amplitud (A)	Fase (k)	b
1	0.096 ± 0.04	-120	1.02 ± 0.03
2	0.094 ± 0.04	0	0.996 ± 0.03
3	0.083 ± 0.04	120	0.981 ± 0.03

Los valores de la amplitud de la señal para cada PMT por regiones de ángulo cenital son:

Ángulo cenital	PMT1	PMT2	PMT3
0-41	0.062 ± 0.03	0.056 ± 0.03	0.054 ± 0.03
42-60	0.107 ± 0.03	0.091 ± 0.03	0.087 ± 0.03
61-90	0.222 ± 0.04	0.249 ± 0.03	0.194 ± 0.04

En las figuras 4.14, 4.15 y 4.16 se pueden ver las gráficas correspondientes al PMT1.

En esta tabla también se observa el efecto de la luz directa, al ir aumentando gradualmente los valores de la amplitud.

En las gráficas de las figuras 4.16, 4.17 y 4.18 también se observa el efecto azimutal (con los ángulos privilegiados intercambiados).

Los valores correspondientes a la amplitud como función lineal del ángulo cenital son:

PMT	Pendiente (m)	Ordenada al origen(b)
1	0.0028 ± 0.0007	-0.015 ± 0.034
2	0.003 ± 0.0006	-0.024 ± 0.028
3	0.0023 ± 0.0007	-0.012 ± 0.039

La ordenada al origen es también pequeña en este caso, con lo que se comprueba la simetría con la vertical.

La figura 4.19 muestra la gráfica de la línea característica de este tanque, cuyo valor es $m = 0.00247 \pm 0.00039$.

Por último, la figura 4.20 muestra la comparación entre las aproximaciones de la señal del PMT1 de Flavia, siendo de nuevo la P_i , la mejor, difiriendo en alrededor de un 7% de la original. Ocurre de manera análoga con los otros PMT's.

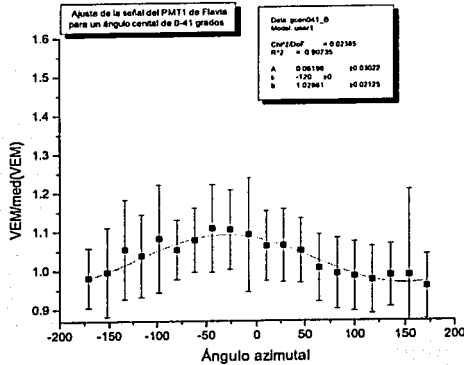


Figura 4.14: Señal en el intervalo 0-41 grados de ángulo cenital, para el PMT1.

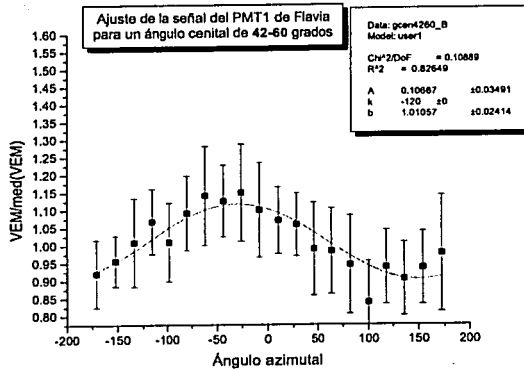


Figura 4.15: Señal en el intervalo 42-60 grados de ángulo cenital, para el PMT1.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

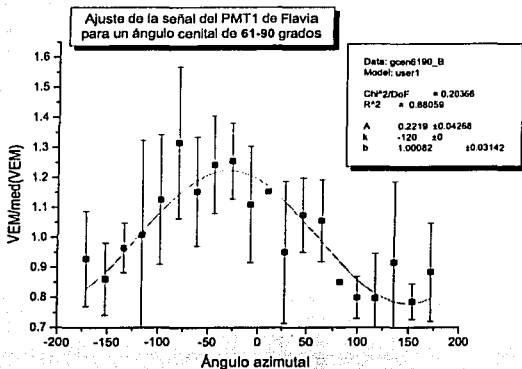


Figura 4.16: Señal en el intervalo 61-90 grados de ángulo cenital para el PMT1.

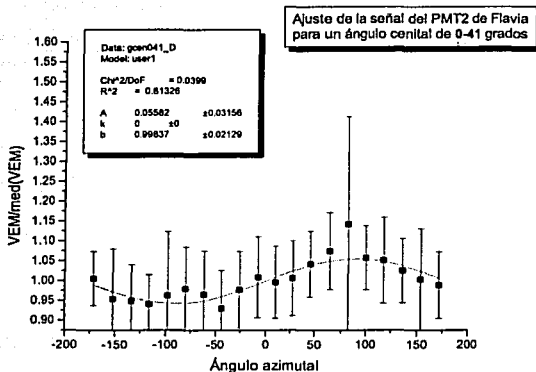


Figura 4.17: Señal en el intervalo 0-41 grados de ángulo cenital, para el PMT2.

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

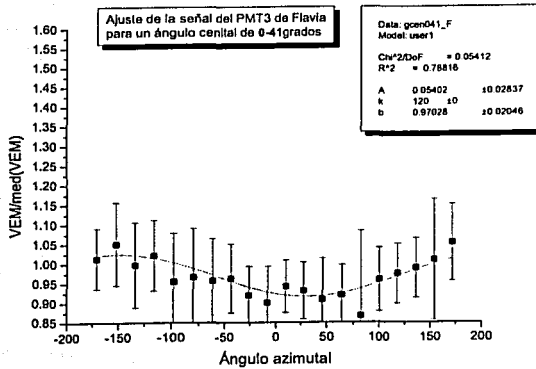


Figura 4.18: Señal en el intervalo 0-41 grados de ángulo cenital, para el PMT3.

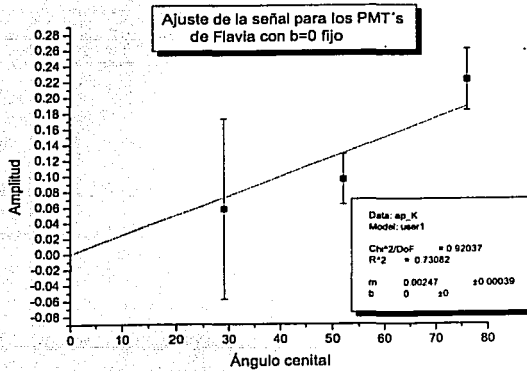


Figura 4.19: Línea obtenida considerando el promedio de los puntos de los tres PMT's.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN.

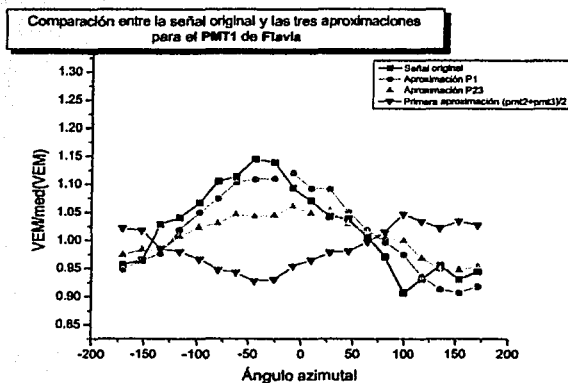


Figura 4.20: Comparación entre la señal original y la señal recuperada con las aproximaciones propuestas.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Capítulo 5

Conclusiones

Con los resultados obtenidos en este trabajo, se contribuye a mejorar las técnicas de análisis de eventos utilizadas en el Observatorio Pierre Auger. Cabe destacar que cuando se tenga un número de eventos mayor, las incertidumbres calculadas aquí disminuirán considerablemente.

Los eventos de interés que se registren en los detectores del Observatorio, con alguno de los PMT's descompuesto, podrán ser recuperados mediante el método de reconstrucción desarrollado en este trabajo, y utilizados en las investigaciones y estudios que se realizan en la colaboración internacional Pierre Auger.

El funcionamiento de los detectores podrá ser monitoreado con el nuevo parámetro de la *pendiente* característica de cada tanque. También se podrá comprobar la adecuada instalación de los PMT's al observar la fase que presentan las señales registradas en ellos.

El estudio realizado en este trabajo es una contribución original que ayuda a mejorar el conocimiento de la respuesta del detector de superficie del OPA. Existen nuevas propuestas para continuar con este estudio, como la realización de simulaciones donde podrían comprobarse los resultados. Así como considerar otros parámetros tales como la distribución de los eventos con respecto a la energía y a la distancia al núcleo del chubasco, para poder entender las fluctuaciones.

Capítulo 6

Apéndices

6.1. Subrutina usada para la obtención de eventos "buenos".

```
subroutine FastUSDEvtProc
  implicit none
  integer j
  integer UrsulaId
  parameter (UrsulaId=36)
  integer CarmenId
  parameter (CarmenId=49)
  integer MirandaId
  parameter (MirandaId=64)
  integer CF,MF,CM,UF,Uindex,Stations

  #include "SDEventHeader.inc"
  #include "SDEvent.inc"
  SF=0
  CF=0
  MF=0
  CM=0

  if (u**2+v**2.LE.1.AND.firstChi2.LE.1000)then
  do 11 J = 1, NbRecStationsInEvent
  if (CPU(j).EQ.SusanaId)then
  SF=1
  Sindex=j

  elseif (CPU(j).EQ.CarmenId)then
```

```

CF=1
elseif(CPU(j).EQ.MirandaId)then
MF=1

endif
!1 continue
if (SF.EQ.0)then
return
else
if (CF.EQ.1.AND.MF.EQ.1)then
CM=1
endif
if (CM.EQ.1) then
Stations=NbRecStationsInEvent-1
else
Stations=NbRecStationsInEvent
endif
if(Stations.GE.4)then
if(secondChi2.GT. (2*Stations)-3)then
return
else

write(18,*),EventNum,' ',PMTSignal(Sindex,1),' ',
1 PMTSignal(Sindex,2),' ', PMTSignal(Sindex,3),
1 ' ',(phi*180.)/3.14159

write(17,*),EventNum,' ',Signal(Sindex),' ',
1 xCore,' ',yCore,S1000,
1 ' ',(theta*180.)/3.14159

#OR

write(19,*),EventNum
,' ',Energy
1 ' ',(phi*180.)/3.14159

endif
endif
endif
endif

end

```

Bibliografía

- [1] R. Díaz Sandoval and B. Mendoza, *Study of the interaction between biological cells of different shapes and sizes and electromagnetic fields produced by natural phenomena*. Natural Hazards, 2002.
- [2] B. Mendoza, J. Ramírez and G. Cordero. *Cosmic Rays and terrestrial temperature, is there a direct longterm relation?*. Adv. in Space Res. (2003).
- [3] Svensmark H. *Influence of cosmic rays on Earth's climate*. Phys. Rev. Lett. 81, pp. 5027-5030, (1998).
- [4] Clay y Dawson. *Balas Cómicas: partículas de alta energía en Astrofísica*. Universidad Autónoma de Puebla. Reverté.Méx.,(2000).
- [5] Menchaca Rocha, Arturo. *El discreto encanto de las partículas elementales*. La Ciencia desde México/68. Fondo de Cultura Económica. Méx.,(1996).
- [6] A. Otaola Javier y Valdés Galicia José F. *Los rayos cósmicos: mensajeros de las estrellas*. La Ciencia desde México/108. Fondo de Cultura Económica. 149. Méx., (1995).
- [7] Longair, M.S. *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press.(1981).
- [8] Carreño Alvarado, Alexandra S. *Desarrollo de Métodos para la detección de neutrinos en el Observatorio Pierre Auger*. Tesis de Maestría, UNAM 62.(2003).
- [9] J.G. Hirsch y D.Page. *Nuclear and Particle Astrophysics*. Cambridge Contemporary Astrophysics. pp. 245-275. (1998).
- [10] A.V. Olinto. *The Mystery of Ultra-High Energy Cosmic Rays*. astro-ph/0003013 (2000).
- [11] Gaisser, Thomas K. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press.(1990).
- [12] Belmont Moreno, Ernesto. *Detectores de Radiación*. Notas de la III Escuela Mexicana de Física Nuclear, Méx, p.55. (2002).

- [13] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments..* Springer-Verlag, 2^a Ed. pp. 177-180, Germany. (1994).
- [14] Robert S. Elliot, *Electromagnetics. History, Theory, and Applications.* IEEE Press, pp. 12-13. (1993).
- [15] Sokolsky, Pierre. *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics..* Addison-Wesley, pp. 50,51,65,66. (1989).
- [16] Jackson, John David. *Classical Electrodynamics.* John Wiley & Sons, 2^a Ed. USA. (1975)
- [17] Salazar H, Nellen L y Villaseñor L. *Surface detector calibration for the Auger Observatory.* ICRC 2001:752.
- [18] P. Bauleo, C. Bonifazi, A. Filevich, A. Reguera. *Tungo Array I. An air shower experiment in Buenos Aires* ICRC-2001.
- [19] M. Ave, P. Bauleo, T. Yamamoto. *Signal Fluctuation in the Auger Surface Detector Array.* AUGER Internal Report, March 6, 2003.
- [20] A. Tripathi, T. Ohnuki, D. Barnhill, K. Arisaka, *SD Calibration and Monitoring: Lessons from the EA Muon Data Analysis,* GAP 2003-036.
- [21] P. Da Silva, *CDAS Event Reconstruction Er. Versión v1r1,* LPNHE-Paris (2002).