

2003

00362
1

1

**Universidad Nacional Autónoma
de México**

Instituto de Ciencias Nucleares

Maestría en Ciencias

Físicas

**Desarrollo de métodos para
la detección de neutrinos en
el Observatorio Pierre Auger.**

Autor: Alexandra Stephanie Carreño Alvarado

EJEMPLAR UNICO

Asesores:

Dr. Juan Carlos D'Olivo Sáez
Dr. Lukas Nellen Filla

2003

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

CARREÑO ALVARADO ALEXANDRA S.



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

ESTA TESIS NO SALE
DE LA BIBLIOTECA

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
INSTITUTO DE INVESTIGACIONES Y ENSEÑANZA DE QUÍMICA
CARRERAS DE QUÍMICA Y QUÍMICA INDUSTRIAL
CARRERA DE QUÍMICA INDUSTRIAL
CARRERA DE QUÍMICA INDUSTRIAL

Autorizo a la Dirección General de Bibliotecas de la UNAM a difundir en formato electrónico e impreso el contenido de mi trabajo recepcional.

NOMBRE: Alexandra Stephanie Carreño Alvarado

FECHA: 21 de enero de 2003

FIRMA: [Firma]

Índice general

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

1. Introducción	5
2. Astropartículas	7
2.1. Reseña Histórica	7
2.2. Astrofísica de partículas	10
2.2.1. Espectro de energía	10
2.2.2. Propagación y Transporte de Rayos Cósmicos Ultraenergéticos.	12
2.2.3. Corte GZK	13
2.2.4. Teoría de Fermi y posibles fuentes de rayos cósmicos ultraenergéticos	16
2.3. Métodos de Detección y Análisis	19
2.3.1. Los eventos de mayor energía	21
2.3.2. Anisotropía	22
2.4. El Observatorio Pierre Auger	24
2.4.1. Detector de superficie.	25
2.4.2. Revisión del detector de superficie.	25
3. Chubascos de Rayos Cósmicos	27
3.1. Constitución de los chubascos atmosféricos	27
3.1.1. Modelo de Jugete	30
3.2. Parámetros del chubasco.	31
3.3. Métodos Monte Carlo	34
3.4. Descripción del programa AIRES.	36
3.4.1. Algoritmo de Filtrado de AIRES	37
4.	43
4.1. Chubascos horizontales	43
4.1.1. Chubascos de neutrinos	45

4.2. Arreglo de Superficie	46
4.2.1. Partículas en tanques	47
4.2.2. Radiación Čerenkov	47
4.2.3. Trayectorias en tanques	48
4.2.4. Simulación y Análisis de tanques	51
4.2.5. Respuesta del simulador de tanques	53
4.3. Conclusiones	54

TRIPS CON
FALLA DE ORIGEN

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Capítulo 1

Introducción

Una de las principales incógnitas de la física es descubrir que son, de donde vienen y cuál es exactamente la energía de los rayos cósmicos ultraenergéticos. Experimentos recientes han llegado a detectar eventos de más de 10^{19} eV. Debido a que las técnicas que en ellos se emplean son de distinta naturaleza, se puede tener certeza de la existencia de estas partículas. Sin embargo, es difícil entender dentro del marco de la física actual cual es su origen. De hecho el espectro de los rayos cósmicos ha sido observado como un continuo en todas las energías, limitado sólo, en principio, por la capacidad de los detectores. La predicción del corte GZK (Greisen [1], Zatsepin y Kuz'min [2]) data de la década de los 60's. Este dice que debe existir un corte en el espectro de energía justo por encima de 4×10^{19} eV debido a la pérdida de energía que del protón producido por el Fondo Cósmico de Microondas. Para núcleos pesados existe también una atenuación. El camino libre medio para estos procesos es del orden de algunos Mpc¹. Los datos sugieren que el espectro de los rayos cósmicos se extiende más allá del corte GZK. Por tal motivo, estos rayos cósmicos ultraenergéticos no pueden haber sido generados demasiado lejos, sin embargo, no hay una clara evidencia de la existencia de fuentes en las proximidades de la Tierra que puedan acelerar partículas hasta tan altas energías.

Se han propuesto distintos modelos que intentan explicar su existencia: los modelos astrofísicos, los cuales se encuentran en el límite de los rangos del corte GZK, y los modelos que implican nueva física basados en estudios realizados en la física más allá del modelo estandar. Con estos se plantea el descubrimiento de nuevos tipos de interacciones o la violación de algún principio bien establecido.

¹Mpc = 10^6 pc, 1pc \sim 3,26 años luz \sim $3,086 \times 10^{16}$ m

Si nos enfocamos a los modelos astrofísicos, podemos decir que estos aceleradores de rayos cósmicos han sido propuestos como fuentes de neutrinos que pueden estar asociados a los rayos cósmicos ultraenergéticos. Ya que la sección eficaz de los neutrinos en baja es posible pensar que estas partículas puedan viajar hasta la Tierra escapando de los campos magnéticos de las fuentes por su naturaleza neutra. Estas fuentes de rayos cósmicos pueden producir neutrinos desde 10^6 eV hasta 10^{18} eV por su variedad de mecanismos. Por otro lado, algunos procesos que se proponen de nueva física producen también neutrinos con energías de hasta 10^{18} eV.

Es en este punto donde podemos introducir la astronomía de neutrinos, basándonos en la poca interacción que presentan y en las mediciones reportadas por algunos experimentos como acerca de los valores de sus flujos como Amanda. Una nueva generación de experimentos ha comenzado con HiRes [3], ya en operación, el observatorio Pierre Auger en construcción y experimentos planeados que usarán nuevas técnicas de detección, tales como observaciones con satélites [4], con radares [5] y con radiotelescopios apuntando a la Luna [6].

El Proyecto Pierre Auger es el experimento de rayos cósmicos más grande aprobado y explorará la cola de alta energía del espectro de rayos cósmicos [7]. De acuerdo con los cálculos del diseño, el Observatorio Pierre Auger es potencialmente capaz de detectar chubascos horizontales inducidos por neutrinos [8]. En esta tesis se estudiará tal capacidad, verificando estudios anteriores.

En el capítulo 2, se hace una breve reseña histórica de los rayos cósmicos y se detallan algunas de las características generales de las astropartículas, como son su espectro de energía y su propagación, el corte GZK, antes mencionado y la teoría de aceleración de estas partículas. También se revisarán los métodos de detección, los eventos de mayor energía y las características del Observatorio Pierre Auger. En el Capítulo 3, se describirán brevemente los chubascos de partículas y su fenomenología, para después aplicar a su detección. Se comentarán asimismo las ventajas de los métodos de Montecarlo, además del programa de simulación de chubascos AIRES. En el Capítulo 4, se detallará la descripción de chubascos horizontales y la generación de estos a través de neutrinos ultraenergéticos. Se analizará la técnica de detección del arreglo de superficie y se explicará el programa de simulación de este arreglo para el Observatorio Pierre Auger. Además se incluirán los resultados de este análisis de detección.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Capítulo 2

Astropartículas

2.1. Reseña Histórica

La historia de los rayos cósmicos comienza en 1900. En esta época se iniciaron los experimentos de radioactividad, para lo cual se utilizaron electroscopios. Ocasionalmente ocurría el siguiente fenómeno inesperado: los electroscopios se descargaban aparentemente sin causa alguna. Este comportamiento fué un gran enigma en esos tiempos. item Rutherford propuso que la mayor parte de la ionización de los electroscopios era debido a la radioactividad natural de rocas o proveniente de la contaminación del equipo. Si esta hipótesis era correcta, entonces a mayor altura sobre el nivel del mar la radiación debería disminuir. Esto fué lo que Wulf deseaba verificar con sus experimentos en 1910. Para ello construyó un electroscopio con el cual realizó mediciones en la Torre Eifel y encontró que la ionización decaía cuando ascendía, pero no con la rapidez requerida del efecto. Si la mayor ionización producida en los electroscopios era debida a la radioactividad conocida proveniente de los *rayos γ* originados en la superficie terrestre, la intensidad de los iones debería bajar a la mitad a los 80 m y ser muy pequeña en lo alto de la Torre Eifel, lo cual contradecía los resultados de Wulf.

El gran descubrimiento ocurrión 1912 y 1913, cuando Hess [9] y después Kolhörster hicieron mediciones de la ionización atmosférica en un globo aerostático. Los electroscopios de Hess, que eran del tipo de Wulf, fueron construidos de tal manera que estuviesen herméticamente cerrados, y así asegurarse que la presión interna del gas permaneciera constante a cualquier altura, y las medidas tomadas fueran independientes de la altura. En 1912, Hess pudo volar a 5 km de altura y después Kolhörster en 1914 hizo un ascenso hasta 9 km. Tuvieron gran éxito ya que encontraron que,

por arriba de 1,5 km. De esta manera la ionización promedio aumentaba con respecto a la ionización a nivel del mar, descubriendo que la *Radiación Penetrante* provenía del espacio; sin embargo no fue hasta la década de los 30's que se introdujo una nueva era en el estudio de los rayos cósmicos, después que en 1927 Dimitri Skobelzin observara las primeras trazas dejadas por estos rayos cósmicos usando una cámara de niebla.

En 1932 se suscitó un debate sobre la naturaleza de los rayos cósmicos cuando Carl Anderson descubrió la asimetría electrón-positrón, durante las observaciones de trazas de partículas de rayos cósmicos que atravesaban sus cámaras de niebla. Anderson observó que estas partículas tenían la misma curvatura en sus trazas pero en sentidos contrarios, por lo que se deduce que tienen masas iguales y cargas opuestas. Millikan pensaba que este fenómeno era producido por rayos gama provenientes de las estrellas, de ahí el nombre de *rayos cósmicos*. Pero las evidencias finalmente mostraron que los rayos cósmicos eran en su mayoría partículas cargadas.

Seth Neddermayer y Carl Anderson descubrieron el muon en 1937. Este, junto con el positrón, fueron las primeras de una serie de partículas descubiertas usando rayos cósmicos. Estos descubrimientos darían origen a la ciencia de partículas elementales. Los físicos de partículas usaban rayos cósmicos para sus investigaciones hasta la construcción de aceleradores en los años 50's.



Figura 2.1: Pierre Auger, quien observó por primera vez los chubascos extendidos.

En 1938, el científico francés Pierre Auger [10] observó por primera vez los denominados *chubascos atmosféricos extendidos* (EAS) de partículas, iniciadas en la alta atmósfera, (Figura 2.1). Pierre Auger, quien había colocado detectores de partículas en los Alpes, notó que los detectores localizados

a muchos metros de distancia registraban la llegada de partículas exactamente al mismo tiempo y dedujo que chubascos de partículas secundarias son producidos por el choque de partículas primarias de alta energía con moléculas atmosféricas. Basándose en lo que registraba, Auger concluyó que los chubascos que había observado correspondían a partículas primarias de 10^{15} eV, diez millones de veces mayores que cualquiera otra energía medida en ese entonces. A partir de esto, varios grupos de investigación comenzaron a hacer experimentos para estudiar la estructura de los chubascos descubiertos por Auger. En EUA bajo la dirección de Bruno Rossi y de Gerg Zatsepin en la URSS se realizaron experimentos de medición con detectores de superficie.

En 1954, Enrico Fermi propuso una explicación para la aceleración de los rayos cósmicos a través de la *aceleración de choque*, con la cual una partícula es acelerada cuando de través de un frente de onda en un plasma con turbulencia magnética.

Entre 1954 y 1957, un arreglo de quince contadores cada uno con $0,9 \text{ m}^2$, fué operado en la estación de Harvard Agassiz [11]. Los datos obtenidos por este arreglo fueron usados para determinar el espectro de energía de los rayos cósmicos de 3×10^{15} hasta 10^{18} eV. Además, este arreglo sirvió como prototipo para detectores situados a grandes alturas, como los arreglos de Chacaltaya en Bolivia y Volcano Ranch en Nuevo México, EUA. Este último fué donde John Linsley y colaboradores, en 1962, detectaron el primer rayo cósmico con una energía de 10^{20} eV. Motivados por este descubrimiento, los arreglos de detección de partículas como Volcano Ranch (EUA), Haverah Park (Inglaterra), Narrabri (Australia), Yakutsk (Rusia) y AGASA (Japón) aumentan sus escalas de superficie de detección a valores mayores de 8 km^2 . Sólo AGASA (Akeno Giant Air-Shower Array) de 100 km^2 se encuentra operando actualmente.

En 1965, Arno Penzias y Robert Wilson [12] descubrieron microondas de baja energía que permean el Universo, la llamada *radiación cósmica de fondo*. La interacción de los rayos cósmicos con esta radiación produce una degradación de energía de los mismos. Este fenómeno fué señalado por Kenneth Greisen [1], Valdem Kuz'min y Georgi Zatsepin [2]. 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 esto se empezaron a explorar nuevos métodos de detección. En particular, la idea de Suga [13] y Chudakov [14], quienes sugirieron la posibilidad de usar la atmósfera terrestre como un gran centellador. En

1976, en Volcano Ranch se estableció, junto con el arreglo de superficie, rudimentarios detectores de fluorescencia [15]. Así dió 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 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 Yakutzk también reportaron eventos con energía de 2×10^{20} eV.

Esto ha llevado a una enorme producción de trabajos teóricos que intentan explicar el origen de los rayos cósmicos ultraenergéticos. Un detector de gran resolución llamado HiRes desarrollado a partir del Fly's Eye, se encuentra actualmente en operación. La combinación entre detectores de fluorescencia y detectores de superficie que se empleará en el Observatorio Pierre Auger incrementará notablemente la capacidad de detección.

2.2. Astrofísica de partículas

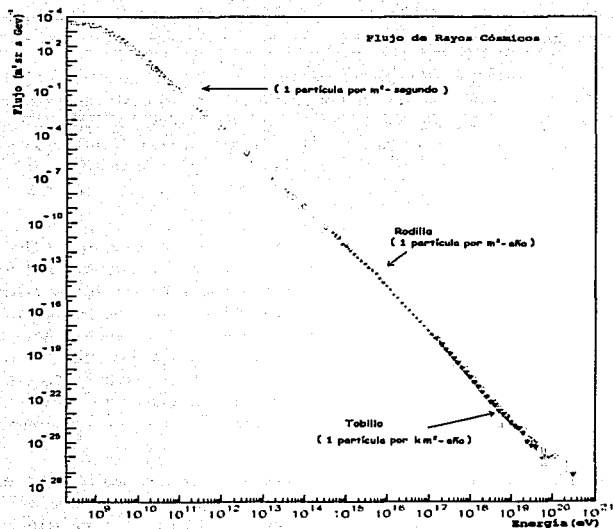
2.2.1. Espectro de energía

La atmósfera terrestre es continuamente bombardeada por los rayos cósmicos. Básicamente son partículas relativistas. Estas forman el espectro de los rayos cósmicos que se extiende en un rango de 10^9 eV hasta 10^{20} eV, como se muestra en la figura 2.2. Este espectro se puede representar por una ley de potencias,

$$\frac{dF}{dE} \propto E^{-\gamma}, \quad (2.1)$$

donde F es el flujo de los rayos cósmicos, E su energía y γ es lo que se conoce con el nombre de índice espectral. En términos de su estructura, el espectro puede dividirse en tres regiones bien definidas, conocidas con el nombre de *rodilla*, *segunda rodilla* y *tobillo*. La primera rodilla se encuentra alrededor de 3×10^{15} eV donde el índice espectral cambia de $\gamma = 2,7$ a $\gamma = 3$. La segunda rodilla está ubicada a una energía de aproximadamente 6×10^{17} eV y el índice espectral sube de 3 a 3,3. Finalmente, el tobillo se observa alrededor de una energía del orden de $E \simeq 10^{19}$ eV. En esta región, parece que el espectro cambia nuevamente el valor del índice espectral a 2,7, pero por la falta de estadística no es posible determinar el índice espectral con certeza [16]. Ya que estas partículas golpean la superficie terrestre una vez al año en 100 km^2 .

Existe un cierto acuerdo en que los rayos cósmicos pertenecientes a las dos primeras regiones del espectro pueden ser generados por medio del me-



TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Figura 2.2: Espectro de energía de los rayos cósmicos.

canismo de aceleración de Fermi, que explicaremos en la Sección 2.2.4. Más allá del tobillo existen muchas incógnitas sin responder:

- ¿De qué partículas se trata?
- ¿A través de qué mecanismo de aceleración pueden alcanzarse energías tan elevadas?
- ¿De dónde provienen?

Es en esta región donde está concentrado el estudio de esta tesis.

2.2.2. Propagación y Transporte de Rayos Cósmicos Ultraenergéticos.

Hoy en día el entendimiento del mecanismo responsable de la producción de rayos cósmicos ultraenergéticos es aún muy limitado. Existen dos clases de escenarios teóricos que tratan de explicar su existencia. Los modelos que suponen algún mecanismo de aceleración y los modelos que implican el decaimiento de partículas elementales supermasivas relacionadas con las teorías de gran unificación (GUTs).

En los modelos de aceleración usualmente conocidos como "Bottom-Up" ("Abajo-Arriba"), dicha aceleración es difusiva y se produce por un mecanismo propuesto por Fermi [17], que permite que una partícula confinada en una región sea acelerada luego de repetidas dispersiones aleatorias a través de un frente de choque inmerso en un plasma con turbulencia magnética. Este mecanismo predice un espectro que sigue una ley de potencias. Sin embargo cabe mencionar que no está claro que este proceso pueda acelerar partículas a más de 10^{20} eV ya que es necesario aclarar que este mecanismo no contempla los terminos de pérdida de energía entre cada despersion.

El problema de encontrar un mecanismo de aceleración para explicar el origen de los rayos cósmicos de ultraenergéticos puede ser evitado si se supone que tales rayos cósmicos son producidos por el decaimiento de una partícula reliquia supermasiva proveniente del universo temprano, conocidas como partículas X y cuya masa es del orden de 10^{23} eV hasta 10^{25} eV. Esto corresponde a modelos con física más alla del modelo estándar que involucra el estudio de monopolos magnéticos y cuerdas cósmicas entre otros.

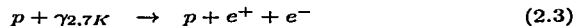
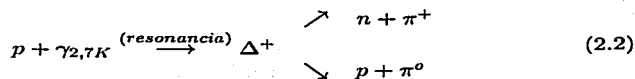
Estos modelos que no necesitan un mecanismo de aceleración se denominan usualmente modelos "Top-Down" ("Arriba-Abajo"). Cabe recalcar que los mismos predicen que los rayos cósmicos incluyen a neutrinos o rayos gammas, como partícula primaria, dado que son los canales principales de decaimiento de las partículas supermasivas y correspondería sólo a estas partículas y no a protones o núcleos pesados. Las aproximaciones clásicas de los modelos "Bottom-Up" no requieren nueva física en comparación a los mecanismos "Top-Down". Debemos decir que de hecho ninguno de los modelos propuestos cumple satisfactoriamente con todas condiciones de producción y del corte GZK, además los datos obtenidos hasta ahora no los hacen consistentes.

2.2.3. Corte GZK

En la región de mas altas energías se vuelve muy impotante la perdida de energía de los rayos cósmicos en interacciones con los campos de radiación de fondo tales como microondas, infrarojo y radio [16].

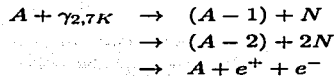
Poco después del descubrimiento de la radiación de fondo cósmica, Penzias y Wilson [12], en 1965, Gaisén [1], Zatsepin y Kuz'min [2] en forma independiente, predijeron que debía existir un corte en el espectro de los rayos cósmicos de protones alrededor de 6×10^{19} eV, debido a la producción de fotopiones en el fondo cósmico de microondas. Esto se convirtió en lo que hoy en día llamamos el Corte GZK.

Podemos hacer un análisis de las interacciones de los rayos cósmicos, para protones, núcleos y rayos gamma, con el fondo de radiación. Asílas principales reacciones de un protón en el fondo de fotones ($\gamma_{2,7K}$) son:



Ya que El fondo dominante de fotones son las microondas las cuales poseen un pico en su energía en 6×10^{-4} eV equivalente a 2,7 K y una densidad de fotones de 400 por cm^3 . Podemos comparar el umbral de energía para la producción de pares, (2.3) que es del orden de 10^{18} eV con un camino libre medio de ~ 1 Mpc, y con la producción de piones (2.2) se tiene una energía del orden de 4×10^{19} eV y ~ 6 Mpc de camino libre medio. Pero la pérdida de energía, por interacción, para la producción de pares es solo del 0,1 % comparado con el 20 % de la producción de pares. Asi podemos concluir que el proceso significativo en la pérdida de energía es el de la producción de foto-piones. Con esto se predice que existe un corte en el espectro en una energía del orden de 10^{19} eV si la energía primaria de los rayos cósmicos es del orden de 10^{20} eV o mayor y las fuentes de producción se encuentran distribuidas uniformemente a través del universo.

En el caso de núcleos pesados de masa A , los procesos de fotodesintegración y producción de pares son también importantes y son los siguientes:



donde N es el nucleón (protón o neutrón). Los principales canales son (γ, n) y (γ, p) y la pérdida de energía a través de la emisión de un doble nucleón como $(\gamma, 2n)$, (γ, np) y $(\gamma, 2p)$ es un orden de magnitud menor que la de la emisión a través de un solo nucleón. La pérdida de energía por interacción con fotones del Infrarrojo es sólo efectiva a una energía menor que 5×10^{19} eV, en comparación con la pérdida de energía que presenta la interacción con los fotones del fondo de microondas que actúa en energías mayores de 2×10^{20} eV. Aunque un nucleón en su interacción con el fondo de fotones no se desintegra en un par de $e^+ + e^-$, este pierde energía y este efecto de pérdida de energía es notable en la región de 5×10^{19} eV a 2×10^{20} eV lo cual debemos recalcar.

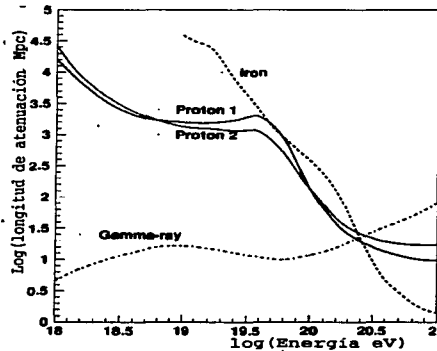
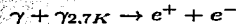


Figura 2.3: En esta gráfica se muestra la longitud de atenuación para protones, hierro y rayos gamma en el fondo de radiación como función de la energía.

En el caso de rayos gamma, la creación de pares a través de la interacción con el fondo cósmico de radiación el cual es importante en un rango de energía por encima de 4×10^{14} eV



En la figura 2.3 podemos ver la longitud de atenuación para protones, hierro y rayos gamma en el fondo de radiación como función de la energía.

2.2. ASTROFÍSICA DE PARTÍCULAS

15

En esta grafica tenemos el proton (1) proveniente de los cálculos hechos por Yoshida y Teshima [18] y el proton (2) de Protheroe y Johnson [19]. Para el hierro los resultados son de Stecker y Salamon y finalmente para los rayos gamma de Bhattacharjee y Sigl [20]

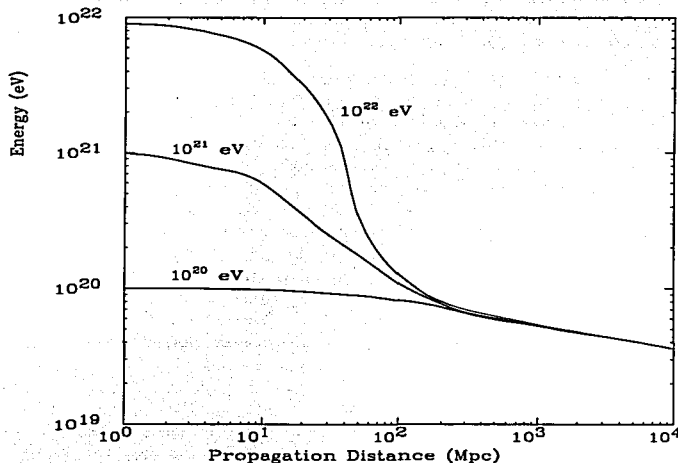


Figura 2.4: En esta gráfica se muestra la pérdida de energía de protones de varias energías iniciales como función de la distancia de propagación.

En la figura 2.4 tenemos graficada la pérdida de energía de protones de varias energías iniciales como función de la distancia de propagación. Por encima de 100 Mpc, la energía que se observa es menor que 10^{20} eV independiente del valor de la energía inicial.

El origen de los rayos cósmicos de muy altas energías observados, es difícil de entender basándose en las interacciones mencionadas anteriormente. Estos rayos cósmicos deberían producirse en las inmediaciones del sistema solar, con un radio de 50 Mpc, sin embargo no existen fuentes conocidas que se encuentren en esas inmediaciones y que podrían ser candidatas para acelerar partículas a estas energías [21].

En resumen, el estudio del espectro alrededor del corte GZK es muy interesante y puede revelar mucha información sobre la distribución de fuentes y su tiempo de evolución. El Proyecto Pierre Auger ha sido diseñado para detectar partículas en este rango de energías y para resolver este misterio.

2.2.4. Teoría de Fermi y posibles fuentes de rayos cósmicos ultraenergéticos

Una de las teorías más exitosas para explicar la aceleración de los rayos cósmicos es el proceso estocástico de choques propuesto por Fermi en 1954 [17] como un proceso estocástico de choques. Su atractivo se debe a la simplicidad y habilidad para reproducir un espectro con una ley de potencias. La idea básica es que una partícula cargada puede alcanzar grandes energías cuando se encuentra confinada en una región donde es acelerada luego de repetidas dispersiones aleatorias a través de un frente de onda inmerso en un plasma con turbulencia magnética. El número de dispersiones que debe tener una partícula para alcanzar muy altas energías es enorme, y en consecuencia la partícula debe estar confinada por un tiempo muy grande.

Hagamos esta medición mediante argumentos simples y generales, siguiendo el análisis sugerido por Greisen [22] y Cavallo [23]. Para que la partícula sea acelerada, su radio de Larmor R debe ser menor que el tamaño de la región de aceleración L , así

$$\begin{aligned} R &= \frac{p \sin \theta}{ZeB} < L, \\ E &\simeq pc < ZeBcL, \end{aligned} \quad (2.4)$$

donde Z es la carga de la partícula, p su momento, B el campo magnético de la región de aceleración y θ el ángulo entre \mathbf{B} y \mathbf{p} . Esto significa que la partícula debe tener un radio de Larmor menor que el tamaño de la región de aceleración con un campo magnético que la pueda contener a través del proceso de aceleración de choques estocásticos, de lo contrario la partícula escapará de la región de aceleración. Es importante recalcar que esta energía será la energía máxima que pueda alcanzar una partícula. Sin embargo, existe la probabilidad de que en el proceso de aceleración la partícula escape de la región de aceleración, dado que el proceso de confinamiento no es perfecto.

Sin prestar demasiada atención al proceso de aceleración que, es fácil mostrar que se puede obtener un espectro como ley de potencia usando una ganancia de energía ϵ que no depende de la energía :

2.2. ASTROFÍSICA DE PARTÍCULAS

$$\epsilon = \left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle$$

donde ΔE es la ganancia en un ciclo de aceleración.

La probabilidad de que la partícula pueda escapar de la región de aceleración p_{esc} durante el intervalo entre dos eventos es independiente de la energía.

Si tenemos un número de partículas N_0 con energía E_0 , el número de eventos k que se necesitan para que una partícula alcance una energía E esta dado por:

$$E = E_0(1 + \epsilon)^k; \quad k = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1+\epsilon)}$$

y el número de partículas estan dados por:

$$N = N_0 p_{esc}^k; \quad k = \frac{\ln(N/N_0)}{\ln(p_{esc})}$$

La probabilidad de tener energías por encima de E correspondiente a k o mas eventos será:

$$\sum_{m=k}^{\infty} (1 - p_{esc})^m = \frac{(1 - p_{esc})^k}{p_{esc}}$$

El número de partículas que alcanzan energías mayores o iguales a E serán:

$$N(> E) \propto \frac{(1 - p_{esc})^{\frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1+\epsilon)}}}{p_{esc}} = \frac{1}{p_{esc}} \left[\frac{E}{E_0} \right]^{\frac{\ln(1-p_{esc})}{\ln(1+\epsilon)}} \propto E^{-\gamma}$$

donde el indice γ esta dado por:

$$\gamma = -\frac{\ln(1 - p_{esc})}{\ln(1 + \epsilon)} \simeq \frac{p_{esc}}{\epsilon} \simeq \frac{1}{\epsilon} \frac{T_{cyclo}}{T_{esc}}$$

Las dos expresiones anteriores son correctas para valores de ϵ y p_{esc} pequeños. p_{esc} se puede estimar como la razón del tiempo entre eventos T_{cyclo} y el tiempo de residencia de un rayo cósmico en la región de aceleración T_{esc} .

Basado en este mecanismo puede encontrarse un límite máximo para la energía a la que pueden acceder dichas partículas. El mismo está determinado por el balance entre el tiempo de aceleración y el tiempo de escape de la región de aceleración. En 1984, Hillas [24] propuso el siguiente límite:

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

$$B_{\mu G} L_{pc} > \frac{E}{10^{15} \text{ eV}} \frac{1}{Z\beta}, \quad (2.5)$$

donde $B_{\mu G}$ es el campo magnético en micro gauss (μG) de la región de aceleración, L_{pc} es su tamaño en parsec, Z es la carga de la partícula y β es la velocidad de la onda de choque en unidades de la velocidad de la luz (por ejemplo en supernovas β es aproximadamente 0,01).

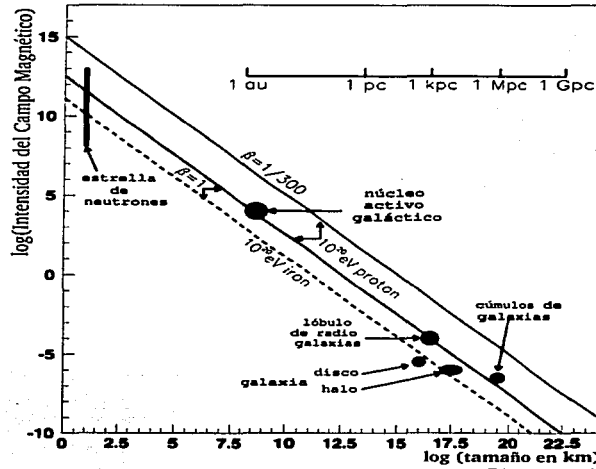


Figura 2.5: Las diferentes regiones corresponden a objetos astrofísicos conocidos, las líneas corresponden a la condición de la Ec. 2.5

La condición se observa en la figura 2.5, la cual muestra los tamaños de posibles fuentes de aceleración contra la intensidad del campo magnético. Las diferentes regiones corresponden a objetos astrofísicos conocidos, las líneas corresponden a la condición de la Ec. 2.5 para partículas de 10^{20} eV. Los candidatos deben estar por encima de las curvas que satisfacen los requerimientos. El campo magnético debe ser suficientemente grande para confinar a las partículas dentro de la región de aceleración y el tamaño debe ser lo sufi-

cientemente amplio para que las partículas ganen la energía suficiente antes de escapar. Este simple requerimiento deja fuera de consideración como posibles fuentes de rayos cósmicos de alta energía a la mayoría de los objetos astrofísicos conocidos, ya sea porque son demasiado pequeños o bien porque su campo magnético es demasiado débil. De las tres líneas de la gráfica, una corresponden a núcleos de hierro y las otras dos a protones, una de ellas con una eficiencia de 10^{-2} . Esta muestra claramente que solo algunos candidatos de aceleración satisfacen marginalmente las condiciones para partículas con energía de 10^{20} eV, como son los Núcleos Activos de Galaxias (AGN), Estrellas de Neutrones (NS), Lóbulos de Galaxias de Radio (RGL), Los Cúmulos de Galaxias (GC) y el Medio Intergaláctico (IGN). También debemos mencionar que los valores del campo magnético y el tamaño de estos posibles sitios se encuentran aun en discusión lo cual genera una incertidumbre mayor a cerca de los candidatos.

2.3. Métodos de Detección y Análisis

Existen dos métodos para detectar chubascos. El método general es distribuir contadores de partículas a lo largo de una área y detectar directamente las partículas secundarias que pueden llegar a la superficie terrestre. Este fue en esencia el método usado por Auger en su trabajo pionero de 1938, en el cual a partir de las partículas detectadas determinaba la energía primaria del rayo cósmico. El otro método son los detectores de fluorescencia. Estos captan la luz de fluorescencia producida por la excitación de las moléculas de nitrógeno (N_2) del aire debido a las interacciones producidas por las partículas secundarias del chubasco. En esta sección describiremos algunos experimentos de detección de rayos cósmicos.

El experimento de Volcano Ranch [25, 26] fue el primero con el que se pudo hacer un estudio de la dirección de arribo de la partícula inicial. Extuvo en operación en Nuevo México, Estados Unidos en la década de 1960. Su detector de superficie estaba formado por contadores de centelleo y fue el primero en establecer sin ambigüedad la existencia de rayos cósmicos de energías de 10^{20} eV. La configuración original de este experimento puede verse en la figura 2.6.

Una siguiente generación de arreglos de superficie que operaron por varias décadas son, por ejemplo, los de Haverah Park [27], Yakutsk [28] y AGASA [29].

El experimento de Haverah Park estuvo en operación entre 1968 y 1987, en Inglaterra. Cubría un área de 12 km^2 y cada detector era un tanque

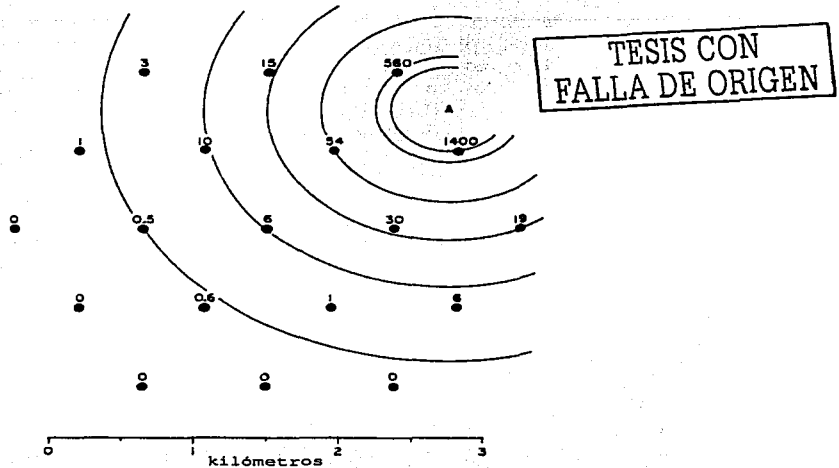


Figura 2.6: Detección de un evento de 10^{20} eV en el experimento Volcano Ranch. Se muestra el número de partículas en cada detector.

Čerenkov de 1,2 m de altura. El número de detectores totales sumaba 200.

El experimento de Yakutsk se encuentra emplazado en Rusia y fue expandido en 1973 para tener la sensibilidad suficiente para detectar rayos cósmicos ultraenergéticos encontrándose aun hoy en día en operación. Cubre un área de 20 km^2 .

El más grande de los detectores de superficie que funciona en la actualidad es el detector AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) localizado en Japón. Cubre un área de 100 km^2 y está formado por 111 centelladores de $2,2 \text{ m}^2$.

Una nueva perspectiva en la investigación de chubascos de partículas aparece con el desarrollo por un grupo de Utah (Estados Unidos) del método de detección por fluorescencia utilizada en el experimento Fly's Eye [30, 31, 32]. La mayor ventaja de este método es que el núcleo del chubasco (*core*) puede ubicarse a varios kilómetros del detector y aún ser detectada.

El instrumento original Fly's Eye I estaba formado por 67 espejos esféricos de 1,5 m de diámetro cada uno con 12 o 14 fotomultiplicadores en su foco. Este detector estuvo en completa operación desde 1981. En 1986, se agregó un nuevo detector (Fly's Eye II) que consiste en 36 espejos del mismo diseño que el anterior emplazado a 3,4 km del anterior. Un rasgo importante del detector Fly's Eye es que las chubascos detectadas por ambos dispositivos incrementan la capacidad de resolución del mismo.

El grupo de Utah está desarrollando un proyecto que tendrá mayor resolución en energía a través del experimento High Resolución Fly's Eye (HiRes) [33]. El HiRes consiste en dos estaciones, cada una de las cuales puede cubrir 240° en la dirección acimutal y 27° sobre el horizonte. El HiRes en su totalidad está diseñado para tener una abertura de $1,000 \text{ km}^2 \text{ sr}$.

Al Observatorio Pierre Auger con una apertura total de $14,000 \text{ km}^2 \text{ sr}$, será un observatorio híbrido actualmente en plena construcción y que contará con detectores de superficie, así como telescopios. Le dedicaremos una sección aparte donde se podrá señalar las características principales de este observatorio.

En Japón se encuentra en preparación el Telescope Array Project (TAP) [34]. Se planean construir más de 100 telescopios, cada uno con 3 m de diámetro, con una separación de 50 km.

Existe también un proyecto para colocar detectores de fluorescencia en la Estación Espacial Internacional (EUSO) [35]. Por último la NASA está analizando la factibilidad de poder medir rayos cósmicos ultraenergéticos por medio de un par de satélites en órbita alrededor de la Tierra (OWL-Orbiting Wide-angle Light Collectors) [36].

2.3.1. Los eventos de mayor energía

Han sido reportados 17 eventos con energías por encima de 10^{20} eV provenientes de cinco experimentos. Los detalles de estos eventos se enlistan en la tabla 2.3.1 y 2.3.1. En estos eventos sin embargo, existen discrepancias de $\pm 15\%$ en la energía asignada por cada experimento. La energía reportada en cada uno de los eventos se muestra en la tabla. También cabe destacarse que algunos eventos en esta lista podrían estar sobreestimados por las fluctuaciones en la energía; el error sistemático asignado no es más grande que 20%. Las detecciones hechas por Fly's Eye [32] de $3 \times 10^{20} \text{ eV}$ y de $2 \times 10^{20} \text{ eV}$ hecha por AGASA [29] son ciertamente eventos más allá de las predicciones del corte GZK.

El enigma de los Rayos Cósmicos Ultraenergéticos ha atraído la atención científica de forma significativa y en los últimos dos años se han escrito

Date	Energy ($\times 10^{20}$ eV)	Declination
1993 01 21	1,01	16,8°
1993 12 03	2,13	21,1°
1994 07 06	1,34	48,3°
1996 01 11	1,44	23,0°
1996 10 22	1,05	18,7°
1997 03 30	1,50	-5,8°
1998 06 12	1,20	12,3°
1999 09 22	1,04	33,9°
2001 04 30	1,22	36,3°
2001 05 10	2,46	22,3°

Cuadro 2.1: Eventos de mayor energía de AGASA.

Experimento	Date	Energy ($\times 10^{20}$ eV)	Declination
Volcano Ranch	22 04 1962	1,4	46,8°
Haverah Park	31 12 1970	1,02	19°
	05 12 1971	1,05	44°
	18 04 1975	1,2	27,0°
	12 01 1980	1,05	71,0°
Yakutsk	07 05 1989	1,1	45,5°
Fly's Eye	15 10 1991	3,2	48,0°

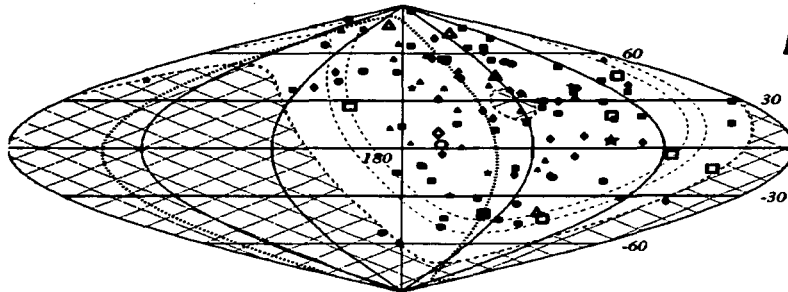
Cuadro 2.2: Eventos de mayor energía para diferentes experimentos.

trabajos que describen posibles formas de ellos con una tasa de dos por semana. Muchos de estos artículos proponen algunas formas de procesos electromagnéticos, mientras que algunos involucran ideas que demandan física nueva, como se ha discutido anteriormente. Esta es la razón por la cual se encuentra en construcción el Observatorio Pierre Auger.

2.3.2. Anisotropía

Los resultados provenientes de los distintos experimentos indican que la distribución de las direcciones de arriba de los rayos cósmicos ultraenergéticos es estadísticamente compatible con una distribución isotrópica. Los límites típicos en la amplitud de la anisotropía son menores al 5% para los eventos de energías alrededor de 10^{18} eV, menores al 10% para eventos con energías próximas a $10^{18,5}$ eV y menores al 30% para eventos de alrededor

de 10^{19} eV [37].



TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Figura 2.7: Dirección de arribo de rayos cósmicos de energías mayores a 4×10^{19} eV provenientes de diferentes experimentos

La figura 2.7 muestra la dirección de arribo de las partículas de energía superiores a 4×10^{19} eV para los eventos detectados en el experimento AGASA (cuadro) [29]; Volcano Ranch (estrella) [26]; Haverah Park (triángulo) [27]; Yakutsk (rombo) [28]; Fly's Eye (círculo) [32]. La distribución es consistente con una distribución isotrópica. No se han detectado evidencias de un aumento de rayos cósmicos de ultra alta energía asociados con el plano supergaláctico. De todas maneras, puede observarse un rasgo interesante: existen 3 pares de eventos detectados en la misma dirección de arribo (para una resolución de $2,5^\circ$). La probabilidad de detectar dos eventos en la misma dirección, bajo la hipótesis de una distribución isotrópica con la resolución previamente, se ha estimado en 2,9 %. Ninguno de estos eventos dobles han sido detectados en el plano galáctico, lo que favorece la hipótesis de que las partículas ultra energéticas tengan un origen extragaláctico. También se ha medido un evento triple, cuya probabilidad de ocurrencia bajo la misma hipótesis de una distribución isotrópica se ha estimado en alrededor de un 1 %.

Cabe mencionar que el grupo AGASA no ha encontrado objetos astrofísicos activos en la dirección de los eventos dobles o triples. Esto es un gran misterio, ya que para el umbral de energías de 4×10^{19} eV las posibles fuentes deben estar a menos de 50 Mpc debido a la pérdida de energía producida por la interacción con la radiación cósmica de fondo, citada pre-

viamente en este capítulo.

2.4. El Observatorio Pierre Auger

Las limitaciones para la detección de astropartículas ultraenergéticas presentes en los detectores de rayos cósmicos construidos hasta el momento, fueron la motivación inicial para la construcción de un nuevo detector: **El Observatorio Pierre Auger** [38]. Lograr una mayor estadística y poder acceder a todo el cielo desde los dos hemisferios fueron algunas de las principales premisas tenidas en cuenta durante su diseño.

El Observatorio Pierre Auger fué concebido para medir las propiedades de rayos cósmicos ultraenergéticos con una precisión estadística nunca antes lograda. El observatorio completo consiste de dos instrumentos, construidos en el hemisferio Norte (Millard Country, Utah, Estados Unidos) y Sur (Margarite, Mendoza, Argentina), con 3000 km^2 por cada área. Este último se encuentra en este momento en construcción, esperando su terminación en el año 2005. Es de destacar que en el financiamiento, construcción y operación de este proyecto participan 19 países.

El Observatorio Auger es un detector híbrido construido con un dispositivo óptico y un arreglo de superficie. El primero, un telescopio atmosférico de fluorescencia situado junto con el arreglo de superficie pueden detectar chubascos que llegan a la superficie terrestre. Las dos técnicas de detección trabajando juntas proporcionan un instrumento muy poderoso para el estudio de chubascos atmosféricos.

El telescopio atmosférico observa la luz de fluorescencia que se emite durante la excitación de moléculas de N_2 de la atmósfera por las partículas cargadas producidas en el chubasco. En el caso del detector de superficie trataremos una sección especial para detallar sus características ya que en esta tesis es importante conocer a fondo como funciona. Con una apertura total de $14000 \text{ km}^2 \text{ sr}$, el Observatorio Pierre Auger espera detectar del orden de 10000 eventos por encima de 10^{19} eV y entre 50 y 100 para energías superiores a 10^{20} eV . El 10% de los eventos podrán ser observados en forma conjunta por el arreglo de superficie y el dispositivo óptico y de esta forma podrá realizarse una calibración cruzada entre ambos, ya que ellos miden de forma independiente y con diferentes métodos varios de los parámetros del chubasco. En la fig 1.7 tesis se muestra un esquema de detección híbrida de un chubasco de partículas.

2.4. EL OBSERVATORIO PIERRE AUGER

25

2.4.1. Detector de superficie.

La técnica de detección Čerenkov en agua fué seleccionada por su costo, pero también por sus virtudes:

Los tanques de agua ofrecen una manera natural de optimizar el pulso de muones con respecto a la componente electromagnética.

Y ya que estos tanques proporcionan una sección eficaz lateral grande, ofrecen también una gran sensibilidad para chubascos con ángulos de cenit grandes.

En esta sección se describirán los componentes de los detectores de superficie.

2.4.2. Revisión del detector de superficie.

El arreglo de superficie estará compuesto por 1600 detectores Čerenkov separados 1,5 km en un red triangular y cubrirán un área de 3000 km².

Cada detector consiste de un tanque cilíndrico opaco con un diámetro de 3,6 m y 1,2 m de altura, relleno de agua. Estos detectores son similares a los usados en Haverah Park y han sido seleccionados por la eficiencia que tiene el agua para absorber los electrones y fotones que se encuentran a una distancia de 1 km del eje del chubasco. El agua esta contenida en una bolsa sellada o membrana que previene la contaminación de esta, proveiéndola de una barrera a la luz externa y siendo reflexiva-difusiva para la luz Čerenkov emitida en el interior. Tres fotomultiplicadores hemisféricos de diámetro grande (~ 20 cm) están montados cara abajo viendo hacia el agua a través de tres ventanas selladas que son una parte integrada a la membrana. Los fotomultiplicadores estan encerrados en unas cajas para protegerlos de la luz externa. Por la parte exterior, encima del tanque, tiene paneles solares que proporcionan la energía para el sistema de comunicación y la antena GPS. Una batería esta contenida en una caja por un lado del tanque. La figura 2.8 muestra una fotografía de un detector de superficie.

El tanque esta hecho de polietileno de color baige claro, para evitar que este se caliente demasiado e igualandolo al color de la Pampa Amarilla donde estarán colocados.

Cada detector de superficie contiene 12000 litros de agua ultra pura. Esta agua de alta pureza se requiere para:

- tener una maxima atenuación de la longitud UV de la luz Čerenkov

- y garantizar su estabilidad durante el tiempo que el detector este en funcionamiento.
- Por esta razón los tanques deben estar libres de microorganismos y nutrientes.

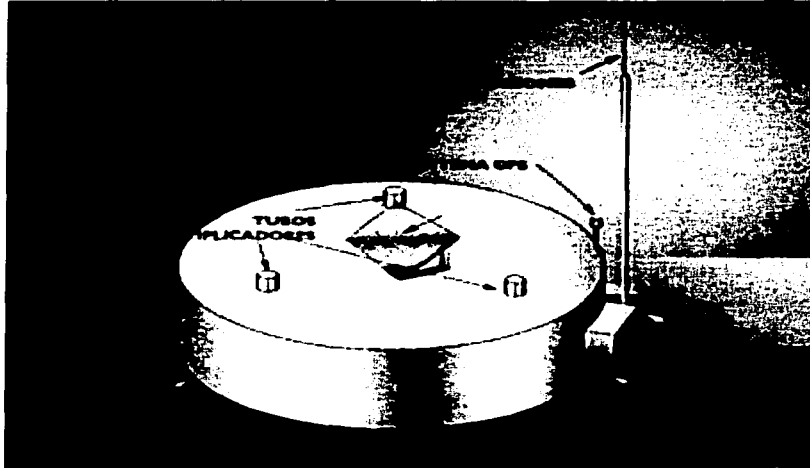


Figura 2.8: Esquema de un tanque del arreglo de superficie del Observatorio Pierre Auger

Capítulo 3

Chubascos de Rayos Cósmicos

3.1. Constitución de los chubascos atmosféricos

Un chubasco es una cascada de partículas generadas por alguna partícula de alta energía que se llama *partícula primaria* que interactúa con un átomo de aire en la parte superior de la atmósfera. La partícula primaria puede ser un núcleo, un protón, un fotón o un neutrino, entre otras. En su camino hacia la superficie terrestre parte de la energía de la partícula primaria se pierde en la interacción con la atmósfera, generando así nuevas partículas que se denominan partículas secundarias y que están constituidas principalmente por mesones, bariones e hiperones. Estas partículas secundarias pueden interactuar nuevamente con un átomo de la atmósfera y así sucesivamente, produciendo muchas generaciones de partículas secundarias que finalmente generan un chubasco. La fracción de la energía perdida en una interacción por la partícula primaria es llamada *inelasticidad* y el número de partículas secundarias *multiplicidad*. El valor de la multiplicidad dependerá de la energía de la partícula primaria.

El chubasco de partículas viaja a través de la atmósfera en forma de un disco relativamente delgado, aproximadamente a la velocidad de la luz. La dirección de la partícula primaria se mantiene por la mayoría de las partículas secundarias y el radio del disco crece lentamente comparado con la distancia que cubre en la atmósfera. El alcance típico de una partícula del disco es de unos cientos de metros alejada del eje del chubasco y solo en los eventos de mayor energía un número significativo de estas se encuentran a una distancia de algunos kilómetros.

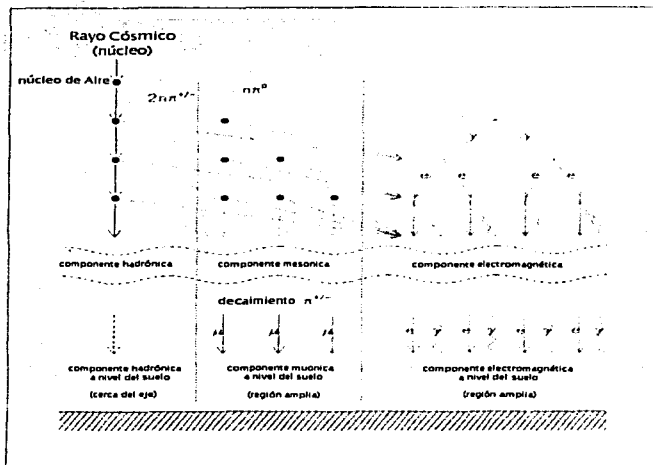


Figura 3.1: Esquema de los procesos principales que tienen lugar en el desarrollo de un chubasco cuando la partícula primaria es un nucleón.

Durante el proceso de formación del chubasco se producen interacciones de distinto tipo. En la Figura 3.1 se muestra de forma esquemática los procesos principales que tienen lugar en el desarrollo del chubasco, cuando la partícula primaria es un nucleón. En este caso, la primera interacción es una interacción hadrónica entre el nucleón y un núcleo de la atmósfera.

Algunas de las partículas producidas en las interacciones hadrónicas son piones neutros π^0 los cuales decaen principalmente en dos fotones:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (3.1)$$

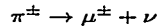
Estos fotones inician la componente electromagnética del chubasco, constituida por fotones, electrones y positrones. En cada interacción hadrónica, más de la tercera parte de la energía se va a la componente electromagnética. Hay que enfatizar que las partículas más abundantes del chubasco son electrones y positrones, debido a que se multiplican muy rápido, además de que

3.1. CONSTITUCIÓN DE LOS CHUBASCOS ATMOSFÉRICOS

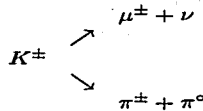
29

los hadrones vuelven a interactuar generando nuevos fotones, alimentando así la componente electromagnética. Por esto, la mayor parte de la energía del chubasco se disipa por la ionización que éstas partículas producen en su interacción con los átomos de la atmósfera.

En el desarrollo del chubasco también se generan mesones cargados. El decaimiento de los mismos da origen a los muones. Los modos de decaimiento principales son:



y



Estos muones forman la denominada componente muónica del chubasco. En primera aproximación el número de muones aumenta a medida que el chubasco se desarrolla, llega a un máximo y se atenúa muy lentamente. Esto es debido a que los muones raramente interactúan. Prácticamente sólo pierden energía por ionización del medio. Finalmente los hadrones que sobreviven forman la componente hadrónica del chubasco.

Analizando las partículas que llegan al nivel del mar (a una profundidad atmosférica de 1033 g/cm^2) podemos decir que un chubasco proveniente de una partícula primaria de 10^{18} eV genera una cantidad de 3×10^{10} partículas secundarias con energías mayores a 200 KeV . El 99 % de estas son fotones y electrones o positrones en una razón de 6 a 1. Sus energías se encuentran en un rango de 10 MeV y transportan el 85 % de la energía total. El remanente del 1 % es una contribución principalmente de muones con una energía promedio de 1 GeV (que transporta el 10 % de energía total), algunos piones de pocos GeV (que transportan el 4 % de la energía total) y una pequeña porción de neutrinos y bariones (que transportan el restante 1 % de la energía total). La huella del chubasco (con más de 1 muon por m^2) en la tierra se extiende unos pocos km^2 .

Una de las mejores maneras para entender los puntos característicos del desarrollo de un chubasco es a través de un modelo de juguete (toy model) diseñado por Heitler, el cual nos proporciona un resultado razonable a pesar de las simplificaciones importantes que se emplean [39, 40].

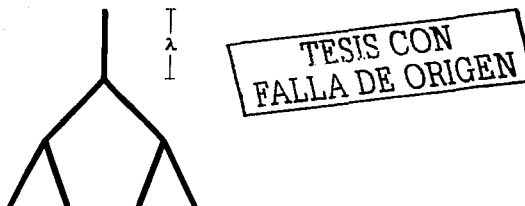


Figura 3.2: esquema del proceso del modelo de juguete.

3.1.1. Modelo de Juguete

Este modelo muy simple, elaborado por Heitler [41, 42], ilustra en forma general el desarrollo de un chubasco de partículas con componente únicamente electromagnética. No obstante, las características esenciales se aplican también a chubascos de hadrones. Consideremos el proceso de ramificación mostrado en la figura 3.2. Cada línea representa una partícula o un paquete de energía y, en el vértice, la energía se divide en dos, sin que importe el proceso o motivo por el que se produce esta división. Así, cada partícula *progenitora* experimenta un proceso de rompimiento generando dos partículas *hijas*, cada partícula hija con la mitad de la energía de su progenitor. El proceso se lleva a cabo hasta que las partículas alcanzan una energía crítica E_c , que corresponde a la energía a la cual la partícula no puede seguir decayendo en nuevas partículas hijas.

Si λ es el camino libre medio para cada partícula y X la profundidad en la atmósfera o el largo del chubasco, medido en g/cm^2 ; después de $n = X_s/\lambda$ pasos, el número de decaimientos para una profundidad X_s será

$$N(X_s) = 2^n. \quad (3.2)$$

Si la energía inicial es E_0 , la energía por partícula a una profundidad X_s es

$$E(X_s) = \frac{E_0}{N(X_s)}. \quad (3.3)$$

El proceso de subdivisión continuará hasta alcanzar la energía crítica, es decir que $E(X_c) = E_c$. Después de alcanzar esta energía crítica E_c , las partículas sólo perderán energía. Este límite tendrá modificaciones cuando lo

3.2. PARÁMETROS DEL CHUBASCO.

31

apliquemos a algún proceso específico de esta manera tendremos que tomar en cuenta diferentes clases de interacciones

En este modelo, el número máximo de partículas del chubasco es:

$$N(X_c) = \frac{E_0}{E_c} \quad (3.4)$$

y la profundidad máxima será:

$$X_c = \lambda \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2}. \quad (3.5)$$

Las características principales de las ecuaciones anteriores se observan para chubascos electromagnéticos de alta energía y también en forma aproximada para los chubascos hadrónicos, donde también se encuentra que el número máximo de partículas es proporcional a E_0 y la posición del máximo es proporcional al logaritmo de E_0 .

3.2. Parámetros del chubasco.

En esta sección se describirán los parámetros básicos del chubasco, su propagación en la atmósfera y algunas características principales de dicho medio.

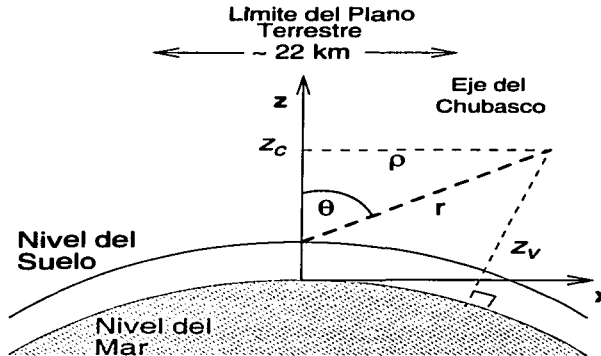


Figura 3.3: Muestra la representación del sistema de coordenadas.

Para describir el chubasco geoméricamente se usan coordenadas cartesianas cuyo origen se encuentra al nivel del mar. El plano xy se localiza tangente al nivel del mar y el sentido positivo del eje z se toma hacia arriba, tomando en cuenta la curvatura terrestre cuyo radio es $R_e = 6,370,949$ m a partir del centro de la Tierra. El eje x se encuentra en la dirección del Norte magnético terrestre y el eje y hacia el Oeste. La figura 3.3 muestra la representación del sistema de coordenadas. El eje con respecto al para un chubasco con un ángulo cenital θ ($0 \leq \theta < 90^\circ$), se define con respecto al punto de intersección entre el nivel del suelo (que, en general, no coincide con el nivel del mar) y el eje z . Para un chubasco horizontal, con un ángulo cenital grande, es necesario expresarlo en coordenadas localizadas a lo largo del eje del chubasco como se muestra en la figura 3.3. El vector r es el vector de posición definido en coordenadas (x, y, z) . Con este definimos una altitud vertical, z_v a partir de r ,

$$(R_e + z_v)^2 = (R_e + z_c)^2 + \rho^2 \quad (3.6)$$

donde $\rho^2 = x^2 + y^2$ y $z_c = z$. Con las nuevas coordenadas (x, y, z_c, z_v) podemos señalar la posición correcta del chubasco cuando se realicen simulaciones de chubascos horizontales. Con ellas se pueden hacer cálculos eficientes de chubascos horizontales que toman en cuenta la curvatura terrestre.

El chubasco de partículas se desarrolla en la atmósfera terrestre por lo cual es interesante conocer los rasgos principales que presenta dicho medio. La atmósfera terrestre se caracteriza por ser un medio inhomogéneo; su densidad disminuye en seis órdenes de magnitud cuando la altura h aumenta desde el nivel del mar hasta ≈ 100 km; su composición química permanece prácticamente inalterada desde 0 a 90 km de altura, con un peso molecular medio de 28,966 g/mol, correspondiente a una mezcla atómica de 78,47 N, 21,05 O, 0,47 Ar y 0,03 de otros elementos.

La atmósfera terrestre ha sido exhaustivamente estudiada y, como resultado de ello, existe una gran variedad de modelos y parametrizaciones que la describen. Entre ellos se encuentra la denominada *atmósfera estándar de los Estados Unidos* [43], basada en datos experimentales.

La variación de la densidad ρ con la altura puede aproximarse, en primera instancia, usando el modelo isotérmico:

$$\rho(h) = \rho_0 e^{-gMh/RT} \quad (3.7)$$

donde $g = 9,81$ g/cm², $\rho_0 = 1,225$ Kg/m³, $T = 288$ K, $M = 28,966$ g/mol es el peso molecular medio y R es la constante del gas ideal. Una parametrización más exacta de la atmósfera estándar de los Estados Unidos fué dada por

3.2. PARÁMETROS DEL CHUBASCO.

33

Linsley [44]. Dicha formulación es válida para $h < 112$ km. Para alturas superiores a este valor la densidad es nula en esta parametrización. En la figura 3.4 (2.3 tesis Aires) se muestra la densidad atmosférica en función de la altura según los datos del modelo estándar, el modelo isotérmico y la parametrización de Linsley, donde se puede observar que esta última ajusta con gran exactitud, en su región de validez, los datos experimentales. La ventaja de la parametrización de Linsley es su fácil implementación en los métodos de Monte Carlo de simulaciones de chubascos atmosféricos, de los cuales se hablará en detalle en la sección 3.3.

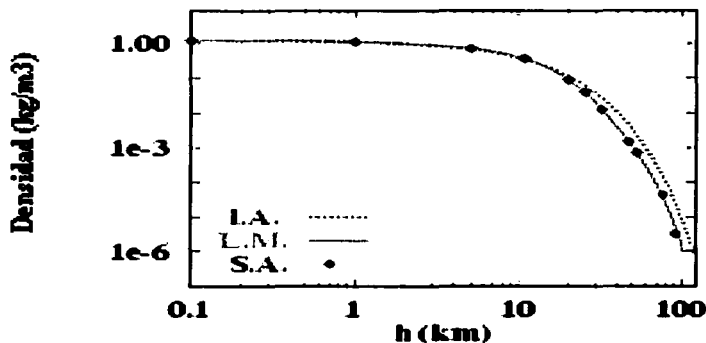


Figura 3.4: Densidad de la atmósfera en función de la altura.

Un parámetro muy usado para la descripción de la propagación de los chubascos es la profundidad atmosférica vertical X_v , ver figura 3.3 definida como

$$X_v = \int_h^{\infty} \rho(z_c) dz_c \quad (3.8)$$

donde $\rho(z)$ es la densidad de la atmósfera a una altura z desde el nivel del suelo. El camino de integración es la línea que va desde una cierta altura h hasta infinito. La unidad usual de X_v es g/cm^2 .

En la parametrización de Linsley la atmósfera es dividida en L capas. Para cada capa $\ell = 1, \dots, L$ la capa comienza a una altura h_ℓ y termina a una altura $h_{\ell+1}$. $X_v(h)$ esta dado por:

$$X_v(h) = \begin{cases} a_\ell + b_\ell e^{-h/c_\ell} & h_\ell \leq h \leq h_{\ell+1} \\ a_L - b_L(h/c_L) & h_L \leq h \leq h_{L+1} \\ 0 & h \geq h_{L+1} \end{cases} \quad (3.9)$$

Los coeficientes a_ℓ , b_ℓ y c_ℓ (con $\ell = 1, \dots, L$) son ajustados para reproducir los datos experimentales.

Una cantidad relacionada con la anterior es la conocida *profundidad atmosférica oblicua*, X_s , la cual se define en forma similar a la anterior pero tomando como camino de integración una línea recta paralela al eje de la chubasco (que indica la integral con prima) y z_v es la altitud vertical definida en 3.6.

$$X_s(z_h) = \int_{z_h}^{\infty} \rho(z_v) dl \quad (3.10)$$

En el caso de una geometría arbitraria esta integral debe ser resuelta numéricamente obtenemos una relación entre X_v y $X_s(z)$ para diferentes valores del ángulo de cenital θ .

Si Se Desprecia El Efecto De La Curvatura Terrestre, es fácil ver que

$$X_s(h) = \frac{X_v(h)}{\cos \theta} \quad (3.11)$$

donde θ es el ángulo de cenital del eje del chubasco.

3.3. Métodos Monte Carlo

El desarrollo que tiene un chubasco en su camino a la tierra es sumamente complicado debido a las interacción que existen con la atmósfera. En estas interacciones, los principales procesos son la radiación de frenado y creación de pares además de los efectos coulombianos. Todos estos procesos dispersan al chubasco en forma lateral respecto de su eje.

Las propiedades de las distintas componentes del chubasco, electromagnética, muonica y hadrónica, pueden ser estudiadas resolviendo las ecuaciones de difusión acopladas que gobiernan la propagación de cada una de dichas componentes. En este caso la solución de las ecuaciones para el desarrollo longitudinal del chubasco debe encontrarse por métodos numéricos dado que la obtención de su solución analítica se hace prácticamente imposible.

Por otro lado los métodos Monte Carlo han dado una solución para el problema. Gracias a ellos, se han podido describir tanto la estructura lateral como las fluctuaciones que se producen durante el desarrollo del chubasco.

3.3. MÉTODOS MONTE CARLO

35

Asíes importante conocer estos métodos que son la técnica estándar para el estudio de chubascos horizontales.

En general dichos métodos de simulación emulan el chubasco propagando las partículas secundarias que se generan en el mismo, partícula por partícula. Cada partícula sufre una serie de interacciones hasta que desaparece como tal, habiendo producido en general, otras partículas secundarias que alimentan el chubasco. Entre dos interacciones consecutivas la partícula cambia su posición, siendo estos desplazamientos los responsables de la evolución espacial del chubasco. El mecanismo de propagación de las partículas durante el desarrollo del chubasco está basado en el siguiente proceso:

Cada interacción I_i que puede sufrir una partícula se caracteriza por su sección eficaz σ_i . El camino libre medio es calculado vía la siguiente relación:

$$\lambda = \frac{m_{aire}}{\sigma_i} \quad (3.12)$$

donde m_{aire} es la masa de un átomo del medio donde se propaga la partícula, que en el caso de chubascos de partículas es el *átomo del aire promedio* cuyo número atómico es $Z = 7,265$.

Para cada tipo de interacción i , λ_i representa el camino medio (expresado en cantidad de materia atravesada, esto es en g/cm^2) que la partícula debe recorrer antes de sufrir la interacción. Para evaluar el camino antes de la interacción es necesario hacer un muestreo de la correspondiente distribución de probabilidad:

$$P_i(p_i) = \frac{1}{\lambda_i} e^{-\frac{p_i}{\lambda_i}} \quad (3.13)$$

donde $p_i = 1, \dots, n$ es el conjunto de valores obtenidos después de muestrear las correspondientes distribuciones de todas las posibles interacciones. La interacción j que la partícula lleva a cabo es la correspondiente al mínimo de los p_i ($p_j \leq p_i$ para todo i). Una vez que la partícula avanza, se procesa la interacción, pudiéndose eventualmente crear secundarios. En los procesos donde λ_i varía rápidamente con la energía deben hacerse correcciones, las cuales se implementan por medio de pruebas de aceptación-rechazo.

Para el caso de chubascos de partículas ultraenergéticas existe un problema adicional que hay que tener en cuenta: la cantidad de secundarios producidos es imposible de seguir con las computadoras actuales (por ejemplo un chubasco de 10^{20} eV produce 10^{11} secundarios). Por lo tanto, se hace necesario utilizar algoritmos de muestreo estadístico durante la simulación Monte Carlo. Estos mecanismos de muestreo permiten propagar sólo una fracción representativa del número total de partículas. Para ello se asigna un peso estadístico a las partículas elegidas con el objeto de compensar a

las que se han eliminado de manera que se preservan los valores promedios de las variables físicas.

El conocido algoritmo de filtrado, *thinning*, introducido por Hillas [45] o el algoritmo de muestreo de Kobal *et al.* [46] son ejemplos de estos métodos.

En esta tesis se estudian los desarrollos de chubascos horizontales producidos con partículas de alta energía por lo cual se utilizará un programa de simulación de chubascos de partículas llamado AIRES [44] que usa un algoritmo de filtrado. Las características principales de este programa AIRES se describirán en las secciones siguientes.

3.4. Descripción del programa AIRES.

En esta sección describiremos en forma general el programa de simulación de Chubascos AIRES, cuyas siglas significa Air Shower Simulation System desarrollado a partir de los procesos ampliamente conocidos de MOCCA, programa desarrollado por A.M. Hillas. El programa MOCCA es la piedra angular en la historia de las simulaciones de chubascos atmosféricos. Este ha sido usado exitosamente para interpretar datos provenientes de muchos experimentos de chubascos atmosféricos simulando con un gran rango de energías primarias con sistemas de computo bastante moderados. MOCCA ha sido la primera referencia usada para el desarrollo de la primera versión de AIRES. Como consecuencia, los resultados provenientes de este programa concuerdan con los que se obtendrían de MOCCA, trabajando con condiciones similares. Versiones posteriores de AIRES incluyen desarrollos de procesos independientes y esta equivalencia ya no es mantenida.

AIRES [44] es un conjunto de programas diseñado para generar chubascos de partículas. Está escrito en FORTRAN 77. La primera versión de AIRES fue desarrollada en base al conocido programa MOCCA creado por Hillas [47].

Las interacciones que Aires tiene en cuenta actualmente son:

- Procesos electromagnéticos:

- Producción de pares y aniquilación electrón-positrón.

- Radiación de frenado (electrón-positrón).

- Emisión de electrones knock-on (rayos δ).

- Efecto LPM y supresión dieléctrica.

- Radiación de frenado muónico y creación muónica de pares electrón-positrón.

- Procesos Hadrónicos:
 - Colisiones inelásticas hadrón-nucleón.
 - Reacciones fotonucleares.
 - Fragmentación nuclear elástica e inelástica.
- Decaimiento de partículas inestables.
- Propagación de partículas:
 - Pérdida de energía por ionización.
 - Dispersión coulombiana y múltiple.

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

Las colisiones hadrónicas inelásticas y las reacciones fotonucleares son procesos por medio de modelos de interacciones hadrónicas externos cuando la energía está por encima de un cierto umbral. Si son menores, están calculadas por medio del algoritmo de Hillas [45].

Cabe citar que en la actual versión de AIRES la curvatura de la Tierra es tenida en cuenta, lo cual permite hacer simulaciones precisas para cualquier ángulo en el cenital en particular chubascos horizontales.

Asimismo, también se ha incorporado el efecto del campo geomagnético en la propagación de las partículas cargadas.

El tiempo computacional requerido para cada simulación, depende de las características de cada tarea (por ejemplo, de la energía de la partícula primaria), pero es importante destacar que este tiempo se hace muy grande al aumentar la energía de filtrado, lo cual se explica en la siguiente sección.

En este trabajo de Tesis se ha utilizado la última versión de AIRES la 2.4.0. Las simulaciones de chubascos se realizarán con esta última versión el un cluster computacional de 16 procesadores de XXXCaracterísticas XXX.

3.4.1. Algoritmo de Filtrado de AIRES

En AIRES [44] se utiliza una extensión del conocido algoritmo de filtrado de Hillas [45]. Este mecanismo permite propagar las partículas cuya energía sea mayor que una energía umbral conocida como energía de filtrado, E_{th} . Como se ha dicho previamente sólo una pequeña fracción representativa del número de partículas es propagada si su energía es inferior a este umbral. A las partículas aceptadas se les asigna un peso estadístico el cual es ajustado de tal manera que el método sea no sesgado. El algoritmo de filtrado usado en AIRES, está controlado por dos parámetros: la energía de filtrado y el factor de peso, W_f . La calidad del muestreo es mejor cuando ambos parámetros

disminuyen. La energía de filtrado se expresa usualmente en unidades de la energía primaria y en ese caso se denomina filtrado relativo.

Para ilustrar dicho algoritmo se muestra a continuación los pasos que se siguen en el algoritmo de Hillas[45].

Sea un proceso

$$A \rightarrow B_1 B_2 \dots B_n, \quad (3.14)$$

con $n \geq 1$, donde una partícula primaria A genera n secundarias $B_1 B_2 \dots B_n$. Sea $E_A(E_{B_i})$ la energía de $A(B_i)$. Antes de incorporar los secundarios al proceso de simulación, la energía E_A es comparada con E_{th} y:

- si $E_A \geq E_{th}$, cada secundario se analiza separadamente y es aceptado con una probabilidad

$$P_i = \begin{cases} 1 & \text{si } E_{B_i} \geq E_{th} \\ \frac{E_{B_i}}{E_{th}} & \text{si } E_{B_i} < E_{th} \end{cases} \quad (3.15)$$

- si $E_A < E_{th}$, implica necesariamente que la energía *primaria* proviene de un operación de filtrado anterior. En este caso sólo un secundario de los n es seleccionado con una probabilidad

$$P_i = \frac{E_{B_i}}{\sum_{j=1}^n E_{B_j}} \quad (3.16)$$

Esto implica que una vez que se llega a la energía de filtrado el número de partículas no aumenta.

En ambos casos, el peso de la partícula secundaria es igual al peso de A multiplicado por la inversa de P_i . Esto hace que el algoritmo no sea sesgado, esto es, que todos los promedios evaluados a partir de las partículas pesadas no dependerán de la energía de filtrado. Sólo las fluctuaciones son afectadas por el nivel de filtrado. Si la energía primaria tiene un valor cercano a E_{th} , entonces el o proceso de filtrado comienza antes, hablando del desarrollo del chubasco, y se obtendrá un número menor de muestras con pesos mayores y más fluctuaciones. Por otro lado para filtrados bajos se obtiene mayor cantidad de muestras con menores fluctuaciones estadísticas. Obviamente, si el número de muestras aumenta, el requerimiento en tiempo computacional también se ve incrementado. La elección del proceso de simulación será entonces una solución de comportamiento entre las posibles

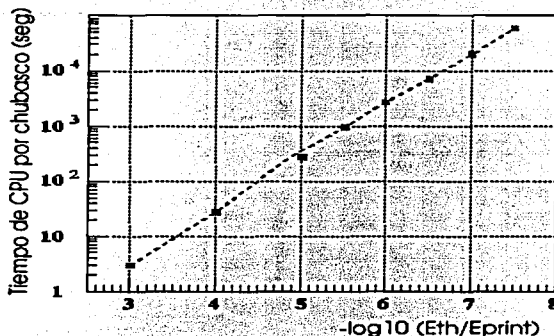


Figura 3.5: Tiempo Computacional requerido según la energía de filtrado. Con chubasco de protón de 10^{19} eV. La computadora utilizada tiene un procesador INTEL de 600MHz.

fluctuaciones generadas y el tiempo computacional requerido. Como referencia la figura 3.5 se muestra el tiempo computacional requerido en función del nivel de filtrado para chubascos generados por un protón con una energía de 10^{19} eV. La computadora utilizada para la obtención de estos datos tiene un procesador INTEL-PII de 600 MHz.

El algoritmo de filtrado de partículas en AIRES también tiene un detalle adicional que ha demostrado ser útil para disminuir las fluctuaciones estadísticas en muchos casos. Esta extensión del algoritmo consiste en determinar que todos los pesos estadísticos sean siempre menores que una cierta cantidad positiva $w_r > 1$ especificada como un parámetro externo.

El mecanismo puede ser sintetizado de la siguiente forma:

Sea w_A el peso de la partícula A , y $w_y > w_r/2$ un número interno adicional. Considere el número de secundarios en el proceso 3.14

- si $n \leq 3$ entonces,
 - i) si $w_A > w_y$ o $w_A E_A / \min(E_{B_1}, \dots, E_{B_n}) > w_r$ todos los secundarios B_1, \dots, B_n son propagados.
 - ii) si no, se aplica el algoritmo de Hillas.

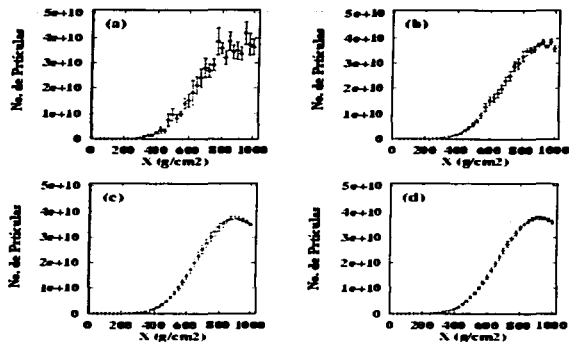


Figura 3.6: Efectos de filtrado sobre el desarrollo longitudinal de partículas cargadas. Se simularon 10 chubascos de protones con energía de 10^{19} eV con $\theta = 0$. Las Gráficas (a), (b), (c) y (d) corresponden a valores de $E_{th}/E_{prim} = 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5}$ y 10^{-6} respectivamente.

- si $n > 3$ se utiliza el algoritmo de Hillas estándar en todos los casos, pero si el peso del secundario seleccionado es menor que w_r , entonces m copias del secundario son conservadas para su posterior propagación, cada una con un peso $w'_B = w_B/m$. El entero m se ajusta de manera tal que $w_y < w'_B < w_r$.

En la versión de AIRES actual $w_y = w_r/8$ y

$$w_r = A_0 E_{th} W_f \quad (3.17)$$

donde A_0 es una constante igual a 14 GeV^{-1} y W_f es un parámetro externo que puede ser controlado por el usuario. Si $W_f \rightarrow \infty$ el algoritmo se reduce al proceso estandar descrito por Hillas.

En la figura 3.6 se muestra un ejemplo de los efectos de filtrado sobre el desarrollo longitudinal del número de todas las partículas cargadas. Las condiciones de la simulación fueron las siguientes: Chubascos generados por protones con energía de 10^{19} eV con incidencia vertical para las siguientes energías de filtrado $E_{th}/E_{prim} = 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-6}$ y 10^{-7} . Las gráficas de las figuras 3.6 y 3.7 muestra claramente como las fluctuaciones estadísticas

3.4. DESCRIPCIÓN DEL PROGRAMA AIRES.

41

disminuyen sistemáticamente cuando la energía de filtrado disminuye. Como contrapartida de ello, y como se dijo previamente, el tiempo de CPU requerido en la simulación aumenta si la energía de filtrado disminuye: una simulación hecha con un nivel de filtrado de 10^{-7} requiere de 6300 veces más tiempo de CPU que una hecha con 10^{-3} . Asimismo, es importante notar que la posición media de los puntos correspondientes a cada profundidad atmosférica no representa una dependencia evidente con el nivel de filtrado.

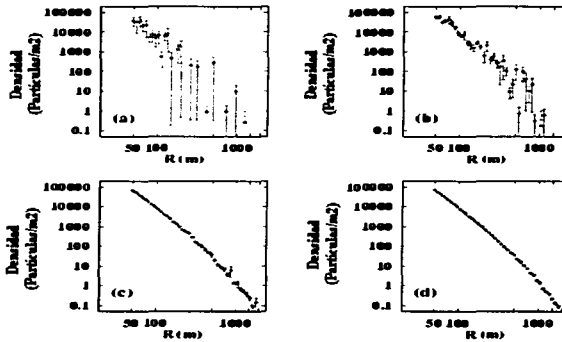


Figura 3.7: Efectos del filtrado de energía para las fluctuaciones de una distribución lateral de electrones y positrones con las mismas condiciones que en la figura 3.6.

El grado de reducción de las fluctuaciones depende del observable considerado, por ejemplo, la distribución lateral de electrones presenta fluctuaciones considerables aún para un filtrado bajo. Esto es debido a que los electrones llegan al suelo después de una larga cadena de interacciones y, en esas circunstancias, la necesidad de utilizar un peso estadístico es inevitable y por lo tanto el nivel de fluctuaciones persiste. Para este tipo de fluctuaciones es útil el algoritmo de filtrado modificado usado en AIRES. En la figura 3.7, se muestra la distribución lateral del número de electrones y positrones para chubascos de protones de 10^{10} eV con una energía de filtrado constante $E_{th} = 10^{-5} E_{prim}$, pero distinto valor de W_f . Puede observarse que la densidad de fluctuaciones disminuye cuando W_f crece. En particular, para $W_f = 1$ y $W_f = 0,5$ las fluctuaciones correspondientes a un filtrado

relativo de 10^{-5} son del orden de las correspondientes al algoritmo de Hillas estándar con $E_{th} = 10^{-7} E_{prim}$.

ERRATIS CON
FALLA DE ORIGEN

Capítulo 4

4.1. Chubascos horizontales

La vieja idea de detectar neutrinos a través de chubascos horizontales [48] se replanteo cuando se diseñaba el Proyecto Pierre Auger. Para entender que es un chubasco horizontal hagamos una comparación con un chubasco vertical que describimos en el 3.

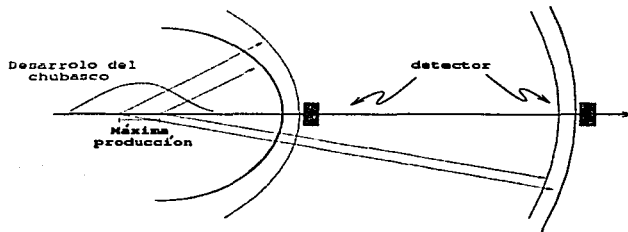


Figura 4.1: Esquema de los diferentes frentes de chubascos.

Un chubasco vertical es aquel que posee un ángulo cenital, entre el eje del chubasco y la normal de la superficie terrestre, con un valor entre 0° y 70° , como lo muestra en la figura 3.3. En cambio un chubasco horizontal tiene un ángulo cenital entre 70° y 90° . En algunos casos pueden llegar hasta 91° y más. A grandes ángulos cenitales, los rayos cósmicos se desarrollan como chubascos ordinarios en las capas altas de la atmósfera, ya sean de protones, núcleos pesados o hasta fotones, muy similares a los chubascos verticales. Sin embargo su componente electromagnética se absorbe completamente por

la atmósfera profunda evitando que sea detectada a nivel del suelo [49]. Un neutrino ultraenergético puede inducir chubascos horizontales en la atmósfera profunda y ser detectado si interactúa suficientemente cerca del arreglo de superficie. Los neutrinos ultraenergéticos pueden ser detectados y distinguidos de los hadrones ordinarios por la forma del chubasco que producen cada uno de ellos. Como antes lo mencionamos, un hadrón interactúa en lo alto de la atmósfera y a grandes ángulos la distancia entre el máximo desarrollo del chubasco y el suelo es mayor que 100 km donde la componente electromagnética del chubasco se extingue totalmente ya que atraviesa más de 6 atmósferas verticales y solo muones sobreviven. Para ejemplificar esto veamos la figura 4.1 que muestra la distribución de un chubasco. Todos los chubascos poseen una distribución similar. Al principio comienza a crecer generando las primeras generaciones de partículas secundarias, después tiene un máximo de producción y finalmente decrece la producción de secundarios. Si seguimos la trayectoria de las partículas que se generaron al principio de la sección de máxima producción estas generan un frente esférico, ya que las partículas se propagan aproximadamente a la misma velocidad. De igual forma si tomamos partículas al final de la sección máxima, estas van a producir un frente con forma esférica. Este segundo frente se encontrará atrás que el que se formó con las partículas del inicio de la región de máxima producción. Si el chubasco se genera muy arriba en la atmósfera, nuestros detectores se encontrarán muy lejos de esta región de producción y el radio de los frentes esféricos será grande, por lo tanto la curvatura del frente del chubasco será pequeña. En cambio si tenemos un chubasco que se genera cerca de los detectores, las partículas que generan el frente habrán recorrido una distancia más corta y la curvatura de este será mayor. Por esta razón el frente del chubasco que se genera en la alta atmósfera es muy plano, con un radio de curvatura mayor a 100 km. Para los neutrinos que puede interactuar en lo profundo de la atmósfera e inducir un chubasco cerca del arreglo. Este chubasco tendrá una apariencia *normal*, aunque sea horizontal. Esto significa que posee un frente curvo, con un valor de algunos pocos km [50]. Comparando estas dos descripciones podemos ver la figura 4.2. Así los flujos de neutrinos son suficientemente grandes los neutrinos podrían ser detectados e identificados en el Observatorio Pierre Auger. Ya que el objetivo de esta tesis es estudiar los chubascos generados por neutrinos ultraenergéticos estudiemos algunas de sus características principales.

4.1. CHUBASCOS HORIZONTALES

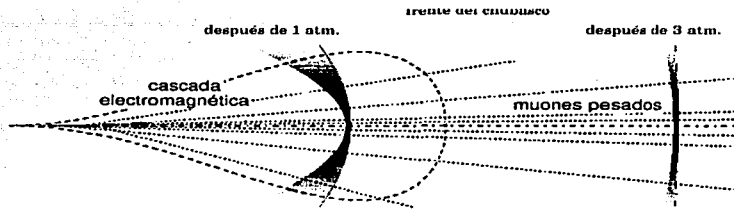


Figura 4.2: Frentes de chubascos.

4.1.1. Chubascos de neutrinos

Los neutrinos ultraenergéticos que llegan a la atmósfera terrestre tienen diferentes desarrollos en sus chubascos dependiendo del sabor del neutrino.

$\nu_e \mapsto$ En el caso de neutrinos del electrón tenemos que este interactúa con las moléculas de la atmósfera generando una reacción beta inversa ($\nu_e + (N, Z) \rightarrow (N, Z + 1) + e$). Este proporcionará un electrón ultraenergético que generará un chubasco. La componente electromagnética de este chubasco será predominante y así la detección de este tendrá una población significativa en el canal electromagnético y en menor proporción muones.

$\nu_\mu \mapsto$ Para el caso de neutrinos del muón, al igual que el neutrino del electrón, este generará un muón por una reacción beta inversa ($\nu_\mu + (N, Z) \rightarrow (N, Z + 1) + \mu$). Este muón no va a interactuar tan rápido como un electrón, sino que va a recorrer un trecho largo antes de decaer. Así los chubascos generados por muones son pequeños y con pocas partículas.

$\nu_\tau \mapsto$ Para el caso de neutrinos del tau, estos generará un tau mediante una reacción beta inversa ($\nu_\tau + (N, Z) \rightarrow (N, Z + 1) + \tau$), de igual manera que los casos anteriores. El tau generado tiene una probabilidad de interactuar en cualquier profundidad de la atmósfera. Si este decayera en la alta atmósfera no podemos diferenciar su chubasco de algún otro generado por una partícula ordinaria. Pero si el decaimiento se

produce cerca del detector, a unos 1000 g/cm^2 , si podemos diferenciarlo. Además el Observatorio Pierre Auger tiene una característica especial, este se encuentra junto a la cordillera de los Andes. Con estas montañas cerca del detector tenemos la posibilidad de que el tau al atravesarlas pueda decaer y producir un chubasco. Otra posibilidad es que el neutrino posea un ángulo de 90° , con lo cual pasará razante en la tierra y recorrerá el ancho máximo de la atmosfera. Otra opción es que posea un ángulo mayor de 90° y salga del suelo produciendo un chubasco hacia arriba. Para un chubasco con estas características existe la posibilidad de hacer una detección conjunta entre el telescopio de Fluorescencia, "Fly Eye" y el arreglo de superficie. El decaimiento del tau, producirá hadrones, algún tipo de pión y neutrino del tau. Este chubasco generado tendrá una gran población en el canal hadrónico y se podrá diferenciar fácilmente del chubasco generados por un neutrino del electrón y del muón.

Esto neutrinos ultraenergético pueden ser partículas generadas en los diferentes sitios de los modelos "Bottom-Up" y "Top-Down"; de los cuales se mencionó en capitulos anteriores. Pero es necesario aclarar que los neutrinos del tau no son candidatos de estos modelos. Sin embargo, estos neutrinos pueden ser generados a través de la oscilacion de neutrinos [51] mediante

$$\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_\tau.$$

4.2. Arreglo de Superficie

El arreglo de superficie mide la distribución lateral de las partículas del frente del chubasco. Con el análisis del tamaño del chubasco se determina la energía a través de la densidad de partículas en un radio entre 600 a 1000 m. Este método en especial es independiente del tipo de partícula.

La dirección de la partícula primaria se obtiene de los tiempos relativos de llegada del frente del chubasco en diferentes detectores. Estos valores estan correlacionados con la energía y en algunos casos por la extensión del frente del chubasco, con la naturaleza de la partícula primaria. El desempeño del detector en la medición de estos parámetros define el desempeño de la física del ángulo de superficie. La resolución de los parámetros del detector pueden ser estudiados usando simulación de chubascos y de detectores al igual que la aportación que proporcionan experimentos anteriores.

4.2. ARREGLO DE SUPERFICIE

4.2.1. Partículas en tanques

El arreglo de superficie está constituido por tanques llenos de agua pura con la cual van a interactuar las partículas que llegan a la superficie provenientes del chubasco atmosférico. Una descripción detallada de este arreglo de superficie se encuentra en el Capítulo 2, Sección 2.4.1.

Los tipos de partículas que llegan a la superficie son principalmente electrones, fotones y muones. Estas partículas tienen diferentes tipos de interacción con el agua del tanque.

Para el fotón: reacciones Compton y producción de pares.

Para el electrón: radiación Čerenkov, ionización y bremsstrahlung.

Y para el muón: ionización y radiación Čerenkov.

La radiación Čerenkov, en este caso, propocionará la forma de detección de las partículas.

Ya que la radiación Čerenkov es importante revisaremos en breve sobre esta.

4.2.2. Radiación Čerenkov

La radiación Čerenkov se presenta cuando una partícula viaja a una velocidad mayor que la velocidad de la luz en el medio. En el caso de la detección de partículas en los tanques, estamos interesados en utilizar agua como medio. Esta radiación produce un cono de luz en la dirección del movimiento de la partícula con un ángulo de apertura de χ_C :

$$\cos \chi_C = c_{med}/v \quad (4.1)$$

donde c_{med} es la velocidad de la luz en el medio y v la velocidad de la partícula. En el caso del agua, como medio, tenemos que ese ángulo es de 45° .

El índice de refracción del agua es $n = 1,33 = \frac{c_{vac}}{c_{H_2O}}$, por lo que la velocidad de la luz en ella es $c_{H_2O} = 0,752$. Con esto obtenemos que el valor de γ para una partícula relativista en agua es de $\gamma = 1,5$. Para que un electrón y un muón pudiera generar radiación Čerenkov en el agua necesita una energía

$$E_e = m_e \gamma = 0,75 \text{ MeV}$$

$$E_\mu = m_\mu \gamma = 150 \text{ MeV}$$

esta energía es la mínima para que un electrón o muón emitan radiación Čerenkov.

El número de partículas será proporcional a la energía y la longitud de las trazas que recorran estas en los tanques será proporcional al número de partículas, así la luz Čerenkov será proporcional a la energía que deposite cada partícula. Para esto se necesita obtener la longitud de las trayectorias de las partículas en los tanques.

4.2.3. Trayectorias en tanques

Para poder calcular las trayectorias de las partículas que pasan a través de los tanques se hace lo siguiente. Para un tanque se calcula el área efectiva, dependiendo del ángulo de arribo. Cada partícula que pase a través de esta superficie pasará también a través del tanque y podrá ser detectada. Si se coloca los ejes coordenados en el centro del tanque se tiene que la superficie efectiva será como un barrido de la tapa circular del tanque, que se muestra en la figura 4.3.

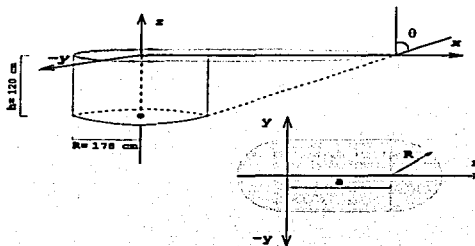


Figura 4.3: Superficie efectiva de detección para un chubasco horizontal.

El valor del área de esta superficie efectiva es

$$A = \pi R^2 + 2h \tan \theta R \quad (4.2)$$

donde h es la altura del tanque, R su radio y θ el ángulo de arribo del chubasco. En el caso del Observatorio Pierre Auger, la dimensión de los tanques es:

4.2. ARREGLO DE SUPERFICIE

49

$$h = 1,20m$$

$$R = 1,78m$$

Para conocer las trayectorias se toman planos perpendiculares al eje, como lo muestra la figura 4.4.

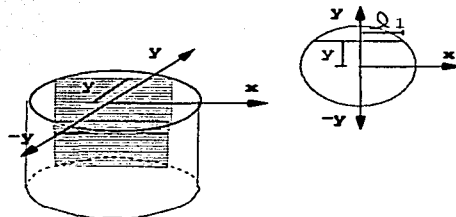


Figura 4.4: Esquema de la forma en que se toman los planos perpendiculares a lo largo del *eje y*.

El valor de l_1 es:

$$l_1 = \sqrt{R^2 - y^2}$$

Fijando un plano en el *eje y*, se tienen que dividir en tres secciones, donde los valores de las trayectorias en cada sección serán diferentes. Estas secciones son esquematizadas en la figura 4.5. Los límites de estas secciones se toman en términos de l_1 de la siguiente forma:

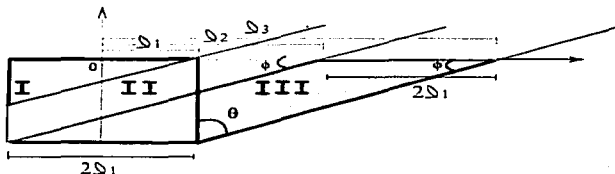


Figura 4.5: Secciones de los planos transversales.

para ℓ_3 se tiene que $\tan \varphi = \frac{h}{\ell_3 - \ell_1}$ así:

$$\ell_3 = \frac{h}{\tan \varphi} + \ell_1 = h \tan \theta + \ell_1 \quad (4.3)$$

para ℓ_2 se tiene que $\ell_3 = \ell_2 + 2\ell_1$ así:

$$\ell_2 = h \tan \theta - \ell_1 \quad (4.4)$$

como $\varphi = 90 - \theta$, entonces

$$\tan \varphi = \tan(90 - \theta) = \cot \theta = \frac{1}{\tan \theta}$$

Si se analiza por secciones, tomando los valores geométricos de los triángulos amarillos.

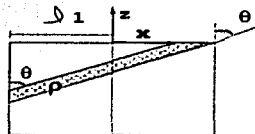


Figura 4.6: Geometría de la sección I.

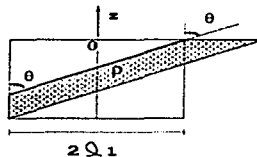


Figura 4.7: Geometría de la sección II.

Para la sección I se tiene:

$$\rho_1 = \frac{\ell_1 + x}{\sin \theta} \quad (4.5)$$

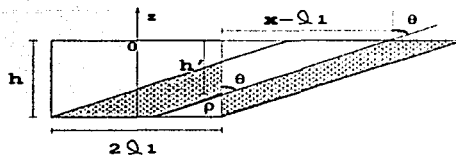


Figura 4.8: Geometría de la sección III.

Para la sección II se tiene $\rho = cte$:

$$\rho_2 = \frac{2\ell_1}{\sin \theta} \quad (4.6)$$

Para la sección II del triángulo grande se tiene $\tan \theta = \frac{x - \ell_1}{h}$ y del triángulo pequeño $\cos \theta = \frac{h - h'}{\rho}$ así:

$$\rho_3 = \frac{h}{\cos \theta} + \frac{\ell_1}{\sin \theta} - \frac{x}{\sin \theta} \quad (4.7)$$

Con esto se integra para obtener el valor medio $\langle \rho \rangle$ de las trayectorias en todo el tanque:

$$\langle \rho \rangle = \frac{\int \rho(x, y) dx dy}{\int dx dy} \quad (4.8)$$

donde:

$$\int \rho(x, y) dx dy = \int_{-R}^R dy \left[\int_{-\ell_1}^{\ell_1} \rho_1 dx + \int_{\ell_1}^{h \tan \theta - \ell_1} \rho_2 dx + \int_{h \tan \theta - \ell_1}^{h \tan \theta + \ell_1} \rho_3 dx \right] \quad (4.9)$$

4.2.4. Simulación y Análisis de tanques

Para poder ver la respuesta que presentan los chubascos inclinados en el arreglo de superficie se utiliza el simulador de tanques estandar del Observatorio Pierre Auger. Este programa esta elaborado en C++ y posee características especiales para el arreglo de superficie del Observatorio Pierre Auger. Con este simulador se pueden elaborar simulaciones con el arreglo completo del Auger o sólo con la parte de ingeniería. Los valores que controlan al programa se encuentran en el archivo **default.inp** además del archivo obtenido de la salida de AIRES.

El simulador de tanques funciona en cuatro etapas:

1. en la primera, a partir del archivo de salida del chubasco llamado **grndpcle** genera una lista de partículas de entrada. A través de una selección reevaluando los pesos estadísticos de cada partícula. En esta etapa se genera como salida, una lista de partículas que podrian atravesar los tanques.
2. En esta segunda etapa se calcula la simulación del viaje en el tanque de cada partícula tomando en cuenta:
 - efecto Čerenkov
 - producción de pares
 - deacimamiento de muones
 - perdida de energía

haciendo un seguimiento de la luz Čerenkov producida hasta los detectores PMT tomando en cuenta la reflexión y refracción de las paredes del tanque. En esta etapa se hace un seguimiento de las partículas en el tanque pasando por sus interacciones hasta que se pierde la energía. Como salida de este paso se genera una lista de los fotoelectrones. Los electrones que salen de los Fotocátodos de los PMT.
3. En esta tercera etapa se desarrolla una simulación de la electrónica de las trazas de los FADC's para cada PMT de cada tanque. En este paso tenemos como salida una señal digitalizada de los PMT.
4. Se revisan las señales de la etapa 3 y se determina si existe un disparo local. Esto es si las partículas que atravesarán el tanque producen un disparo.

Una vez corrido este programa de simulación es necesario analizar la salida con otro programa llamado **ana-alex** con el cual se podrá leer el resultado. Así obtendremos un archivo final que contendrá

Número de evento y sus coordenadas.

Número de estaciones o tanques que fueron golpeadas por partículas.

El número identificador de cada tanque y sus coordenadas.

El número de partículas en cada tanque.

4.2. ARREGLO DE SUPERFICIE

Y número de disparos locales.

Con este programa se analizaron todos los archivos de salida de AIRES que se elaboraron en el catálogo de chubascos que se muestra en el Apéndice A (Chubascos de 10^{18} eV – 10^{20} eV con profundidades de 500 g/cm^2 – 2000 g/cm^2 sobre los detectores para ángulos θ de 80° y 85°). Con este muestreo se obtuvo el resultado de las gráficas 4.9 y 4.10 de 940 eventos.

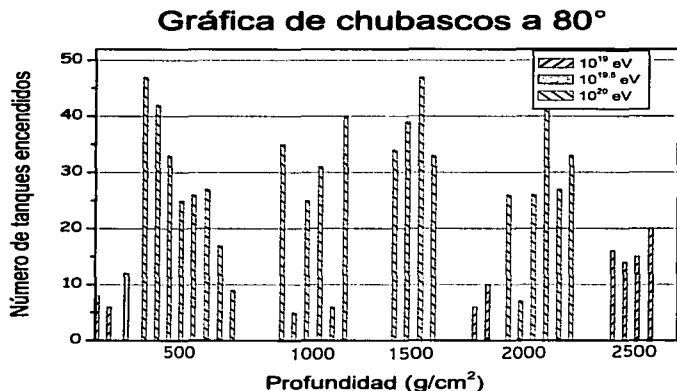


Figura 4.9: Gráfica para ángulo $\theta = 80^\circ$ con diferentes valores de profundidad y energías.

4.2.5. Respuesta del simulador de tanques

Con las simulaciones obtenidas de AIRES se hace un análisis en un simulador de tanques. En este podemos obtener el tipo de respuesta para diferentes chubascos. Un ejemplo de la respuesta de los simuladores se muestra en las figuras 4.11 y 4.12. Este caso es un ejemplo de un chubasco cuya partícula primaria es un protón, con energía de 10^{18} y 10^{19} eV. También se muestra la densidad de μ producidos al nivel del suelo al igual que los e^- y γ .

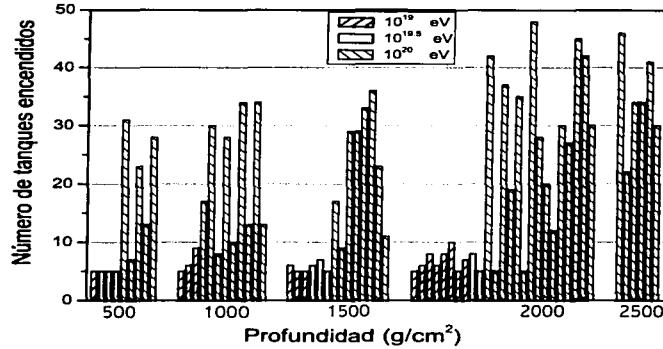
Gráfica de chubascos a 85° 

Figura 4.10: Gráfica para ángulo $\theta = 85^\circ$ con diferentes valores de profundidad y energías.

4.3. Conclusiones

El Observatorio Pierre Auger tiene una geometría óptima para la detección del ν_τ con un rango de energía de $(10^{18} - 10^{20})$ eV. De hecho, por encima de 10^{17} eV la tierra no es transparente para los neutrinos y para ν_τ o ν_μ las interacciones sucesivas de corrientes neutras degradarán la energía por debajo de 10^{16} eV. Por lo tanto, la trayectoria de un neutrino que interactúa con la roca limita el número de interacciones y permite que escape un leptón de alta energía, por encima de 10^{17} eV. Solamente neutrinos horizontales que interactúan con las montañas serán los que cumplan estos requerimientos.

El programa de simulación Aires nos proporciona un código adecuado para el estudio de chubascos. Este programa, utilizando el método de Monte Carlo, permite un seguimiento de un chubasco proveniente de una partícula primaria, teniendo en cuenta la identidad de esta, su energía y su ángulo de incidencia. Para hacer una descripción más realista se consideró la curvatura terrestre mediante el cálculo numérico de la cc. 3.10 de la trayectoria del centro del chubasco. También es importante recalcar que todos los chubascos

estudiados consideran el campo geomagnético de Malargue, lugar donde se encuentra el Observatorio Pierre Auger.

En esta tesis, utilizando el programa AIRES, se efectuaron simulaciones de chubascos horizontales de 80° y 85° . Estos se anexaron a un simulador de tanques para poder determinar el esquema de encendido del arreglo de superficie del Observatorio Pierre Auger. Esta serie de chubascos simulados nos proporciona un patrón de encendido de los tanques. Este estudio es de suma importancia para la detección de chubascos de neutrinos ya que nos puede proporcionar características en el encendido de tanques, lo cual se pudiera corroborar en trabajos anteriores y en futuras mediciones cuando el Observatorio Pierre Auger esté trabajando completamente. Es necesario aclarar que este trabajo no completa el estudio general de chubascos ya que la diferencia entre chubascos horizontales y verticales es grande. Por lo tanto para poder tener un estudio más amplio de huellas de chubascos atmosféricos es necesario un estudio más amplio.

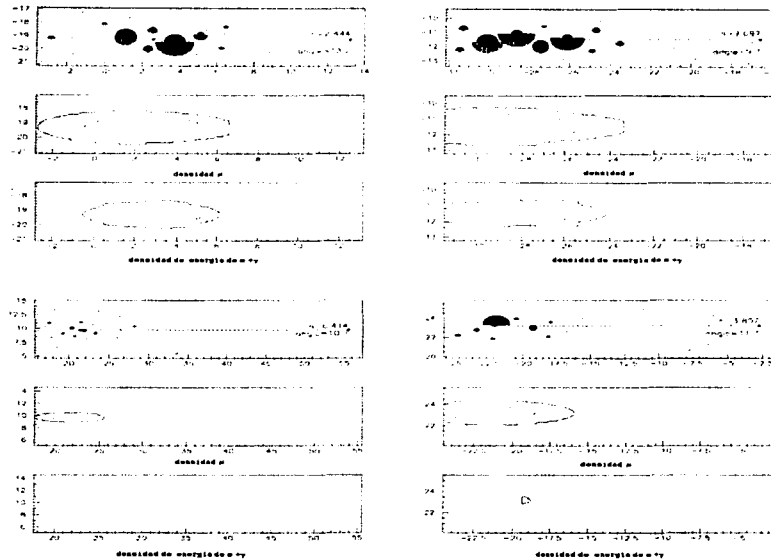


Figura 4.11: Ejemplos de la respuesta del arreglo de superficie para protones de 10^{18} eV .

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

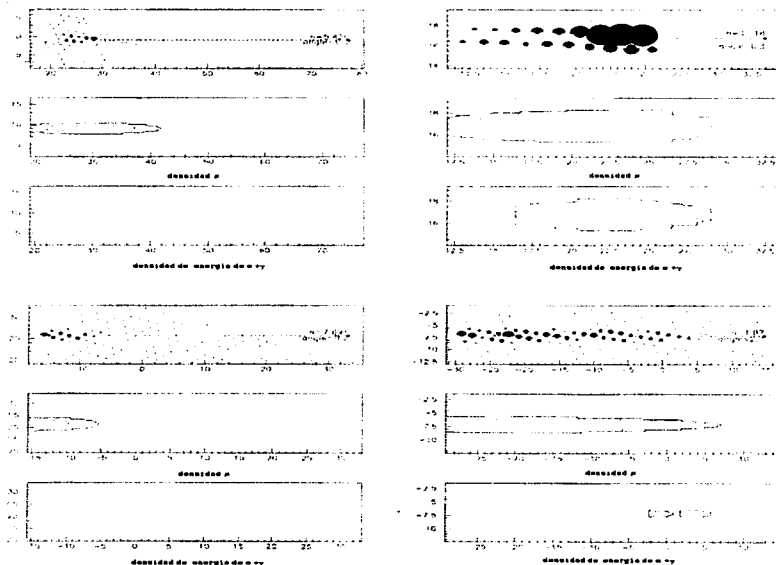


Figura 4.12: Ejemplos de la respuesta del arreglo de superficie para protones de 10^{19} eV.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

CAPÍTULO 4.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Bibliografía

- [1] K. Greisen, *Phys. Rep. Lett.*, **16**, 748 (1966).
- [2] G. T. Zaptsein y V. A. Kuz'min, *Sov Phys. JEPT. Lett.*, **4**, 78 (1966).
- [3] P. Sokolsky, *THE VIEW FROM HIRES*, **Conf.Proc.579**, 296 (2001).
- [4] O. Catalano y L. Scarsi, *proc. of the Int. Workshop on Observing Ultra High Energy Cosmic Rays*, (2000).
- [5] P. Gorham, *ON RADAR DETECTION OF EEV AIR SHOWERS* Published in AIP **Conf.Proc.579**253 (2001).
- [6] J. Alvarez-Muñiz, 10^{20} eV *COSMIC RAY AND PARTICLE PHYSICS WITH ICECUBE.*, **Conf.Proc.579**, 305 (2001).
- [7] The Pierre Auger Project Design Report. By Auger Collaboration. FERMILAB-PUB-96-024, Enero (1996).
- [8] J. Capelle, J. W. Cronin, G. Parente, and E. Zas, *Astropart. Phys.*, **8**, 321, (1998).
- [9] V. F. Hess, *Phys. Z.*, **13**, 1804 (1912).
- [10] P. Auger, *Rev. Mod. Phys.*, **11**, 288 (1939).
- [11] G. W. Clark, J. Earl, W. L. Kraushaar, J. Linsley, B. B. Rossi, F. Scherb y D. Scott, *Phys. Rev.*, **122**, 637 (1961).
- [12] A. A. Penzias y R. W. Wilson, *Astrophys.*, **142**, 419 (1965).
- [13] K. Suga, *Proc. of the 5th Internacional Seminar on Cosmic Rays*, ed. I. Escobar et. al., **2**, XLIX, (1962).
- [14] A. E. Chudakov, *Proc. of the 5th Internacional Seminar on Cosmic Rays*, ed. I. Escobar et. al., **2**, XLIX, (1962).

- [15] H. E. Bergson, et al., *Phys. Rep. Lett.*, **39**, 847 (1977).
- [16] M. Nagano, A. A. Watson, *Rev. Mod. Phys.*, **72**, 689 (2000).
- [17] E. Fermi, *Phys. Rev.*, **75**, 1169 (1949).
- [18] S. Yoshida y M. Teshima, *Prog. Theor. Phys.*, **89**, 833 (1993).
- [19] R. J. Protheroe y P. Johnson, *Astron. Astrophys.*, **4**, 253 (1996).
- [20] P. Bhattacharjee y G. Sigl, *Phys. Rep.*, **237**, 110 (2000).
- [21] A. Letessier-Selvon astro-ph/0006111
- [22] K. Greisen, *Proc. of the 9th Internacional Cosmic Rays Conference*, **2**, 609 (1965).
- [23] G. Cavallo, *Astron. Astrophys.*, **65**, 415 (1978).
- [24] A. M. Hillas, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **22**, 425 (1984).
- [25] J. Linsley y L. Scari, *Phys. Rev.*, **128**, 485 (1962).
- [26] J. Linsley, *Phys. Rev.*, **146**, 146 (1963)
- [27] A.M., Hillas, D. J. Marsden, J. D. Hollows y H. W. Hunter, *Proc. of the 12th Internacional Cosmic Rays Conference*, **3**, 1001 (1971).
- [28] B. N. Afanasiev et al., *Proc. Int. Sym. on EHECR: Astrophysics and Future Observatories*, **32** (1996).
- [29] N. Hyashida et al, *Proc. of the 25th Internacional Cosmic Rays Conference (Durban, Sudáfrica)*, ed. M. S. Potgieter, B.C. Raubenheimer y D. J. van der Walt, **4**, 177 (1997), *Phys. Rep. Lett.*, **77**, 1000 (1996), *Phys. Rep. Lett.*, **73**, 3491 (1994).
- [30] P. Sokolsky, P. Sommers y B. R. Dawson, *Phys. Rept.*, **217**, 225 (1992).
- [31] F. Halzen, R. A. Vázquez, T. Stanev, H. P. Vankov, *Astrophys.*, **3**, 151 (1995). (Nota Verificar)
- [32] D. J. Bird et al., *Astrophys. J.*, **3**, 144 (1995).
- [33] E. C. Loh, *Proc. Tokyo Workshop on Techniques for the Study of Extremely High Energy Cosmic Rays*, ed. M. Nagano, 105 (1993).
- [34] M. Teshima et al., *Nucl. Phys. B*, **28**, 169 (1992).

- [35] J. Linsley, *Proc. of the 25th Internacional Cosmic Rays Conference (Durban, Sudáfrica)*, eds. M. S. Potgieter, B.C. Raubenheimer y D. J. van der Walt, **5**, 381 y 385 (1997).
- [36] J. F. Ormes et al., *Proc. of the 25th Internacional Cosmic Rays Conference (Durban, Sudáfrica)*, eds. M. S. Potgieter, B.C. Raubenheimer y D. J. van der Walt, **5**, 273 (1997).
- [37] S. Yoshida y H. Dai, *J. Phys. G.*, **24**, 905 (1998).
- [38] *The Pierre Auger Observatory: Design Report*, 1997. Segunda edición.
- [39] A. N. Cillis, *Astropartículas y su interacción con la atmósfera terrestre*, Tesis Doctoral, Universidad de La Plata (2001).
- [40] A. Letessier-Selvon astro-ph/0006111
- [41] T.K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press (1992).
- [42] W. Heitler, *Quantum Theory of Radiation*, Oxford Univesity Press, Segunda Edición (1994).
- [43] National Aerospace Administration (NASA), National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA), y US Air GForce, *Us Stanar Atmosphere* (1976), NASA-TM-X74335, NOAA-S/T-76-1562 (1976).
- [44] S.J. Sciutto, *AIRES: A system for air shower simulations: Reference manual*. Versión 2.4.0. El software de AIRES y su documentación se encuentran disponibles en la siguiente página. Web: www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires.
- [45] A.M. Hillas, *Nucl. Phys B (Proc. Suppl.)*, **52 B**,29 (1997); *Proc. 19th International Cosmic Ray Conference (La Jolla)*,**1**, 155 (1995); *Proc. of Paris Workshop on cascade simulations* (1981).
- [46] M. Kobal, A. Filipcic y D. Zavrtanik, *Auger Technical Notes GAP-98-001*(1998).
- [47] A.M. Hillas, *Nucl. Phys B (Proc. Suppl.)*, **52 B**,29 (1997); *Proc. 19th International Cosmic Ray Conference (La Jolla)*,**1**, 155 (1995).
- [48] V.S. Berezhinsky, A.Yu. Smirnov, *Astrophys. Space Sci.*, **32**, 461, (1975).
- [49] M.Ave, R.A. Vázquez, E. Zas, *Astropht. Phy.*, **14**, 91,(2000).

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

62

BIBLIOGRAFÍA

- [50] A. Letessier-Selvon et al, *Proc. of the 29th International Cosmic Rays Conference (Hamburg, Germany) 2001.*
- [51] S. Fukuda, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **81**,156, (1998)