



Universidad de San Carlos de Guatemala
Escuela de Ciencias Físicas y Matemáticas
Departamento de Física

SIMULACIÓN DE CASCADAS AÉREAS EXTENSAS EN CORSIKA PARA LA COLABORACIÓN LAGO EN GUATEMALA

Luis Ricardo Tun Aguilar

Asesorado por M.Sc. Edgar Aníbal Cifuentes Anléu

Guatemala, julio de 2017

UNIVERSIDAD DE SAN CARLOS DE GUATEMALA



ESCUELA DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS

**SIMULACIÓN DE CASCADAS AÉREAS
EXTENSAS EN CORSIKA PARA LA
COLABORACIÓN LAGO EN GUATEMALA**

TRABAJO DE GRADUACIÓN
PRESENTADO A LA JEFATURA DEL
DEPARTAMENTO DE FÍSICA
POR

LUIS RICARDO TUN AGUILAR
ASESORADO POR M.SC. EDGAR ANÍBAL CIFUENTES ANLÉU

AL CONFERÍRSELE EL TÍTULO DE
LICENCIADO EN FÍSICA APLICADA

GUATEMALA, JULIO DE 2017

UNIVERSIDAD DE SAN CARLOS DE GUATEMALA
ESCUELA DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS



CONSEJO DIRECTIVO

DIRECTOR M.Sc. Edgar Aníbal Cifuentes Anléu
SECRETARIO ACADÉMICO Ing. José Rodolfo Samayoa Dardón

TRIBUNAL QUE PRACTICÓ EL EXAMEN GENERAL PRIVADO

EXAMINADOR Dr. Enrique Pazos
EXAMINADOR Lic. Osmar Hernández
EXAMINADOR Dr. Giovanni Ramírez




Universidad de San Carlos de Guatemala
Escuela de Ciencias Físicas y Matemáticas



Ref. D.DTG. 004-2017
Guatemala 25 de mayo de 2017

El Director de la Escuela de Ciencias Físicas y Matemáticas de la Universidad de San Carlos de Guatemala, luego de conocer la aprobación por parte del Coordinador de la Licenciatura en Física Aplicada, al trabajo de graduación Titulado: **SIMULACIÓN DE CASCADAS AÉREAS EXTENSAS EN CORSIKA PARA LA COLABORACIÓN LAGO EN GUATEMALA** presentado por el estudiante universitario **Luis Ricardo Tun Aguilar**, autoriza la impresión del mismo.

IMPRIMASE.


MSc. Edgar Anibal Cifuentes Arce
Director
Escuela de Ciencias Físicas y Matemáticas



201114776
EC/pec

AGRADECIMIENTOS

A mis padres, quienes siempre me han brindado su apoyo incondicionalmente.

DEDICATORIA

Dedico este trabajo a:

Dios, quien es la fuente de toda verdad y conocimiento.

Mis padres.

Toda persona que ha ayudado a la realización de este trabajo.

ÍNDICE GENERAL

ÍNDICE DE FIGURAS	VII
ÍNDICE DE TABLAS	IX
LISTA DE SÍMBOLOS	XI
OBJETIVOS	XIII
INTRODUCCIÓN	XV
1. Rayos Cósmicos	1
1.1. ¿Qué son los Rayos Cósmicos?	1
1.2. Espectro de Rayos Cósmicos	2
1.3. Densidad de Energía de los Rayos Cósmicos	3
1.3.1. Densidad Direccional	3
1.4. Composición de los Rayos Cósmicos	5
1.4.1. Hadrones	5
1.4.2. Partículas Alfa	6
1.4.3. Núcleos Pesados	6
1.4.4. Electrones	6
1.5. Propagación	6
1.5.1. Modelo Caja con Agujeros	9
1.5.2. Modelo Caja con Agujeros Anidados	10
1.5.3. Modelo Galaxia Cerrada	10
1.5.4. Modelos de Difusión	10
1.6. Aceleración y Origen de los Rayos Cósmicos	10
1.6.1. Mecanismo de Fermi	10
1.6.2. Aceleración de Fermi de 1er y 2do Orden (modelos bottom up)	12

2. Cascadas Aéreas Extensas	15
2.1. Descubrimiento de las Cascadas Aéreas Extensas	15
2.2. Propiedades Físicas de las CAE	18
2.2.1. Rayos Cósmicos en la Atmósfera	19
2.2.1.1. Modulación Solar	20
2.2.1.2. Efectos del Campo Geomagnético	21
2.3. Cascadas Iniciadas por un Electrón o un Rayo Gamma	21
2.4. Cascadas Iniciadas por un Hadrón.	27
2.5. Métodos de Detección de CAE	31
2.5.1. Detectores Cherenkov	32
2.5.2. Detectores de Fluorescencia	33
2.5.3. Arreglo de Detectores de Superficie	34
3. Colaboración LAGO en Guatemala	37
3.1. ¿Qué es la Colaboración LAGO?	37
3.1.1. Brote de Rayos Gamma (BRG)	37
3.1.2. Radiación Atmosférica, Metereología y Climatología Espacial	38
3.2. Descripción Física de la Radiación Cherenkov	39
3.3. Detector de Agua Cherenkov	42
3.4. Tubo Fotomultiplicador (PMT)	44
3.4.1. Forma del Pulso Electrónico del Tubo Fotomultiplicador	48
3.4.2. Voltaje y Respuesta a un Pulso de Luz de un Centelleador	49
3.4.3. Tiempos Característicos	50
4. Resultados y Análisis de las Simulaciones en CORSIKA	51
4.1. CORSIKA (Cosmic Ray Simulation for Cascade)	51
4.1.1. Modelos de Interacciones Hadrónicas de Alta Energía	52
4.1.2. Modelos de Interacciones Hadrónicas de Baja Energía	52
4.2. Gráficas del Desarrollo Longitudinal de una Cascada (profundidad atmosférica-número de partículas y profundidad atmosférica-energía por tipo de partícula)	53
4.2.1. Cascadas Iniciadas por un Protón de 10^4 GeV (10 TeV) a Distintos Ángulos	53
4.2.2. Cascadas Iniciadas por un Protón de 10^6 GeV (1 PeV) a Distintos Ángulos	62
4.2.3. Cascada Vertical $\theta = 0^\circ$ Iniciada por un Fotón de 10^7 GeV	67
4.3. Distribución Lateral de las CAE	70

4.4. Simulación de una Hora de Flujo de CAE en CORSIKA	75
5. CONCLUSIONES	79
6. RECOMENDACIONES	81
Apéndice	83
A. Instalación de CORSIKA	85
B. Simulación de una Sola Cascada en CORSIKA	93
B.1. Archivos de Salida	95
C. Simulación de un Tiempo Determinado de Varias Cascadas con el Paquete CrkTools	99
BIBLIOGRAFÍA	111

ÍNDICE DE FIGURAS

1.1. Espectro de energía de Rayos Cósmicos arriba de 10^{11} eV.	4
1.2. Espectro de energía de Rayos Cósmicos compuestos de núcleos atómicos	7
1.3. Espectro de energía para la componente electrónica	8
2.1. Diagrama esquemático de una cascada provocada por una partícula primaria.	16
2.2. Curva de “efectos secundarios” de los Rayos Cósmicos en pantallas de plomo y hierro.	17
2.3. Curvas de decoherencia realizados por Auger (1938), Kolhörster (1938) y Schmeiser (1938).	18
2.4. Relación entre h y l	20
2.5. Modelo de una cascada iniciada por una partícula primaria y con energía crítica $E_C = E_0/128$	23
2.6. Vista panorámica de cascadas producidas por un fotón, por un protón y por un núcleo de hierro.	24
2.7. Gráfica del desarrollo longitudinal de una cascada iniciada por un hadrón.	29
2.8. Gráfica del desarrollo lateral de una cascada iniciada por un hadrón (protón) con $E = 10^7$ GeV.	30
2.9. Mapa de una cascada aérea obtenida por un arreglo de detectores. . .	35
3.1. Detector de agua Cherenkov instalado en México.	38
3.2. Trayectoria de una partícula cargada en un medio material.	41
3.3. Ondas esféricas que se forman debido a una partícula que viaja con $v < c/n$ y $v > c/n$ respectivamente.	41
3.4. Diagrama esquemático de un detector Cherenkov de agua.	43
3.5. Fotomultiplicador utilizado en el detector de Guatemala.	45
3.6. Diagrama esquemático del funcionamiento del fotomultiplicador. . . .	46

3.7.	Líneas equipotenciales provocado por un electrodo que determinará la trayectoria a seguir de los fotoelectrones hacia el multiplicador.	47
3.8.	Circuito equivalente del tubo fotomultiplicador.	48
3.9.	Típica forma de la señal electrónica en el ánodo para un pulso de luz de un centelleador.	50
4.1.	Gráfica profundidad atmosférica-número de partículas de una cascada iniciada por un protón de 10 TeV a 0°.	53
4.2.	Gráfica profundidad atmosférica-energía por partícula de una cascada iniciada por un protón de 10 TeV a 0°.	54
4.3.	Gráfica profundidad atmosférica-número de partículas de una cascada iniciada por un protón de 10 TeV a 20°.	56
4.4.	Gráfica profundidad atmosférica-energía por partícula de una cascada iniciada por un protón de 10 TeV a 20°.	57
4.5.	Gráfica profundidad atmosférica-número de partículas de una cascada iniciada por un protón de 10 TeV a 45°.	58
4.6.	Gráfica profundidad atmosférica-energía por partícula de una cascada iniciada por un protón de 10 TeV a 45°.	58
4.7.	Gráfica profundidad atmosférica-número de partículas de una cascada iniciada por un protón de 10 TeV a 60°.	59
4.8.	Gráfica profundidad atmosférica-energía por partícula de una cascada iniciada por un protón de 10 TeV a 60°.	60
4.9.	Gráfica profundidad atmosférica-número de partículas de una cascada iniciada por un protón de 10^6 GeV (1 PeV) a 0°.	62
4.10.	Gráfica profundidad atmosférica-energía por partícula de una cascada iniciada por un protón de 10^6 GeV (1 PeV) a 0°.	62
4.11.	Gráfica profundidad atmosférica-número de partículas de una cascada iniciada por un protón de 10^6 GeV (1 PeV) a 20°.	63
4.12.	Gráfica profundidad atmosférica-energía por partícula de una cascada iniciada por un protón de 10^6 GeV (1 PeV) a 20°.	63
4.13.	Gráfica profundidad atmosférica-número de partículas de una cascada iniciada por un protón de 10^6 GeV (1 PeV) a 45°.	64
4.14.	Gráfica profundidad atmosférica-energía por partícula de una cascada iniciada por un protón de 10^6 GeV (1 PeV) a 45°.	64
4.15.	Gráfica profundidad atmosférica-número de partículas de una cascada iniciada por un protón de 10^6 GeV (1 PeV) a 60°.	65

4.16. Gráfica profundidad atmosférica-energía por partícula de una cascada iniciada por un protón de 10^6 GeV (1 PeV) a 60°	65
4.17. Gráfica profundidad atmosférica-número de partículas de una cascada iniciada por un protón de 10^7 GeV a 0°	67
4.18. Gráfica profundidad atmosférica-energía por partícula de una cascada iniciada por un protón de 10^7 GeV a 0°	68
4.19. Energía depositada para una cascada iniciada por un protón de 10^7 GeV	69
4.20. Distribución lateral de fotones a nivel del detector de una cascada iniciada por un protón de 10^4 GeV a 0°	70
4.21. Distribución lateral de muones a nivel del detector de una cascada iniciada por un protón de 10^4 GeV a 0°	71
4.22. Distribución lateral de fotones a nivel del detector de una cascada iniciada por un protón de 10^6 GeV a 0°	72
4.23. Distribución lateral de muones a nivel del detector de una cascada iniciada por un protón de 10^6 GeV a 0°	72
4.24. Distribución lateral de fotones a nivel del detector de una cascada iniciada por un protón de 10^7 GeV a 0°	73
4.25. Distribución lateral de muones a nivel del detector de una cascada iniciada por un protón de 10^7 GeV a 0°	73
4.26. Gráfica de la densidad de fotones vs distancia al core al nivel del detector de distintas cascadas verticales.	74
4.27. Gráfica de la densidad de muones vs distancia al core al nivel del detector de distintas cascadas verticales.	74
4.28. Distribución lateral de fotones a nivel del detector de una simulación de una hora de flujo de cascadas aéreas extensas.	77
4.29. Distribución lateral de muones a nivel del detector de una simulación de una hora de flujo de cascadas aéreas extensas.	77
4.30. Gráfica de las distribuciones laterales de partículas del flujo de una hora de CAE con $5 \text{ GeV} \leq E \leq 10^6 \text{ GeV}$ y con ángulo de incidencia $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$	78
4.31. Gráfica de las distribuciones laterales de energía para las distintas partículas del flujo de una hora de CAE con $5 \text{ GeV} \leq E \leq 10^6 \text{ GeV}$ y con ángulo de incidencia $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$	78

ÍNDICE DE TABLAS

4.1. Modelo de la profundidad atmosférica utilizada por CORSIKA.	61
4.2. Partículas primarias simuladas por CORSIKA.	76
B.1. Código de identificación de las partículas utilizadas por el programa CORSIKA.	97

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolo	Significado
E	Energía
N	Número de partículas
κ	Índice espectral
eV	Electronvoltio
$I_i(\theta, \phi)$	Intensidad direccional
Ω	Ángulo Sólido
$\Phi(\geq E_0)$	Intensidad integral
$\Phi(E)$	Intensidad diferencial
\mathcal{N}	Función de distribución de densidad de partículas
D_i	Coefficiente de difusión
X	Profundidad atmosférica
h	Altitud vertical
p	Protón
n	Neutrón
π	Pión
ν	Neutrino
c	Velocidad de la luz
γ	Partícula gamma, fotón
e^+	Positrón
e^-	Electrón
ρ	Densidad atmosférica
$t(X)$	Profundidad atmosférica normalizada
s	Edad de la cascada
K	Kaón
μ	muón
r_M	Radio de Molière
ω	Frecuencia angular

Símbolo	Significado
θ_C	Ángulo de Cherenkov
V	Voltaje
C	Capacitancia
I	Corriente eléctrica
ϵ	Eficiencia de Recolección y detección de fotones
M	Ganancia
N_{fe}	Número de fotoelectrones
Q	Eficiencia cuántica
θ	Ángulo cenital
ϕ	Ángulo azimutal

OBJETIVOS

General

Simular interacciones entre los rayos cósmicos y núcleos de elementos que componen la atmósfera terrestre, comúnmente llamadas cascadas aéreas extensas, utilizando el programa CORSIKA en las condiciones específicas del proyecto LAGO Guatemala y verificar los resultados con el modelo teórico.

Específicos

1. Describir y desarrollar las características físicas de los rayos cósmicos y cómo éstos se ven afectados al interactuar en la atmósfera terrestre.
2. Describir y desarrollar las características físicas de las cascadas aéreas extensas que son generadas a partir de la interacción de los rayos cósmicos con núcleos de elementos de la atmósfera terrestre.
3. Analizar los resultados de la simulación en CORSIKA de una sola cascada a distintas condiciones y verificar que se cumple con lo que predice la teoría.
4. Analizar los resultados de una hora de simulación de flujo de cascadas, en un rango de condiciones específicas y predecir qué se debería esperar en el detector del proyecto LAGO Guatemala.

INTRODUCCIÓN

Víctor Hess, físico austriaco descubrió en 1912 que la ionización de la atmósfera aumenta proporcionalmente a la altitud, tal radiación provenía del exterior de la tierra; a esta radiación se le llamaría radiación cósmica. Desde ese entonces han surgido varios estudios para tratar de comprender el origen y características de los Rayos Cósmicos. De esta manera se han iniciado proyectos para detectar los Rayos Cósmicos por diversos métodos instalando los detectores en distintos puntos del planeta. Uno de ellos es la colaboración LAGO (Latin American Giant Observatory). LAGO es un proyecto internacional que más de 80 científicos de 8 países iniciaron en 2005. Actualmente existen 10 países colaborando en el proyecto LAGO, ellos son: Argentina, Bolivia, Brasil, Colombia, Ecuador, España, Guatemala, México, Perú y Venezuela.

En el proyecto LAGO se propone la investigación del universo extremo, meteorología y climatología espacial y la radiación atmosférica, mediante la detección de Rayos Cósmicos utilizando la técnica de una sola partícula con detectores Cherenkov de agua. El proyecto consiste en varios detectores instalados en lugares a gran altura, alcanzando una buena sensibilidad a la débil señal esperada de las partículas de alta energía. Los objetivos científicos del proyecto son entre otros, estudiar las astropartículas hasta la parte llamada rodilla en el espectro de Rayos Cósmicos, estudio de los fenómenos meteorológicos transitorios y a largo plazo mediante la modulación solar (SM) de los Rayos Cósmicos. Entre los objetivos académicos del proyecto se encuentran: entrenar a los estudiantes de Latinoamérica en las técnicas de detección de astropartículas de alta energía, construir en Latinoamérica una red de investigadores de astropartículas.

El modelo teórico existente explica las interacciones de los Rayos Cósmicos con núcleos de elementos que componen la atmósfera terrestre, generando así las denominadas *Cascadas Aéreas Extensas* que son las que llegan hasta los detectores

y que permiten conocer las características de los rayos incidentes provenientes del espacio. El modelo anterior se validará con una simulación utilizando un programa de computadora llamado CORSIKA (Cosmic Ray Simulation for Kascade), tratando de recrear el comportamiento de los Rayos C3smicos al entrar a la atm3sfera terrestre y c3mo se ven afectados por los distintos factores a tomar en cuenta, tales como la profundidad atmosf3rica, el campo geomagn3tico, el 3ngulo de incidencia (cenital), etc.

Se han realizado algunas pruebas en el detector ubicado en Guatemala, entre ellas, simulaciones en el programa AIRES (Extensive Air Showers Package) y simulaciones de la se1al recibida en el detector, aunque a1n no se ha utilizado el programa CORSIKA. En esta tesis se obtendr3n simulaciones de flujo de cascadas a3reas extensas con el detector ubicado en el campus central de la Universidad de San Carlos de Guatemala, zona 12, ciudad de Guatemala, a una altitud de 1500 m.

1. Rayos C3smicos

1.1. ¿Qu3 son los Rayos C3smicos?

En 1912 Victor Franz Hess (1863-1964), mediante experimentos utilizando electros copios en globos a3reos a 5000 msnm descubri3 que la tasa de radiaci3n aumenta conforme aumenta la altura, un hecho contrario a lo que se cre3a en ese tiempo, pues se dec3a que los espectr3metros detectaban mayor radiaci3n en la superficie de la Tierra debido en gran parte a las fuentes radiactivas naturales. Sin embargo, Hess descart3 cualquier fuente terrestre y acuñando su famosa frase: “La mejor explicaci3n al resultado de mis observaciones est3 dada por la suposici3n de que una radiaci3n de alto poder penetrante entra a nuestra atm3sfera desde arriba” [11], confirm3 la existencia de los Rayos C3smicos, nombre debido a Robert Andrews Millikan.

Los Rayos C3smicos son part3culas de alta energ3a (de hasta 10^{20} eV) que entran a la atm3sfera terrestre siendo principalmente protones (90 %), adem3s de part3culas alfa (9 %) y n3cleos at3micos m3s pesados y que generalmente alcanzan velocidades cercanas a la velocidad de la luz. La naturaleza de su origen y el mecanismo de aceleraci3n para obtener altas energ3as a3n son preguntas que no est3n completamente respondidas y representan uno de los m3s grandes retos de la f3sica de este siglo. Sin embargo numerosos estudios se han hecho desde el experimento de Hess, aportando valiosa informaci3n para la comprensi3n de los Rayos c3smicos, es as3 como se proponen diversos modelos que explican su origen y c3mo es que obtienen sus energ3as. Tales modelos se ver3n m3s adelante.

El estudio de los Rayos C3smicos ha permitido el desarrollo de otras ramas de la f3sica, tal es el caso de la f3sica de part3culas, la cosmolog3a, la astronom3a, entre otras. En el pasado, los Rayos C3smicos eran la 3nica fuente directa para estudiar a las part3culas elementales y los fen3menos que est3n implicados, pero con el constante desarrollo de la tecnolog3a a lo largo de los a3os, se han creado aceleradores de part3culas como el ciclotr3n o el sincrot3n; produciendo de esta

manera partículas elementales, dando luz así a nueva y valiosa información para muchos científicos. Está claro que una mejor comprensión de los Rayos Cósmicos será de vital importancia en nuestra comprensión del universo, su origen y evolución.

En las mediciones que se han hecho a lo largo del siglo pasado se ha podido identificar Rayos Cósmicos de diversas energías que abarcan desde unos 10^{10} eV hasta 10^{20} eV y se observa un comportamiento peculiar en una gráfica del flujo de energía, es decir, el número de partículas por año y distancia versus energía. A esta gráfica se le conoce como espectro de los Rayos Cósmicos.

Para facilitar el estudio de los Rayos Cósmicos se dividen en dos categorías: se llamará a toda radiación que viene desde fuera del planeta como **radiación cósmica primaria o partículas primarias** y cuando éstas entran al planeta Tierra e interaccionan con la atmósfera terrestre se les llamará **partículas secundarias o Cascadas Aéreas Extensas (CAE)**.

1.2. Espectro de Rayos Cósmicos

A partir de la documentación en los diversos experimentos realizados en el pasado sobre flujo de Rayos Cósmicos se obtiene una gráfica tal como la figura (1.1), que corresponde a diversos experimentos en el planeta y cuyo comportamiento puede ser explicado por una sencilla ley de potencias:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-(\kappa+1)} \quad (1.1)$$

Es decir que el flujo de energía depende de una potencia de la energía de la partícula. A dicha potencia κ se le conoce como índice espectral y al cambiar de valor se presentan básicamente tres regiones en el espectro, conocidos como: *rodilla* (energía arriba de 1×10^{15} eV), *tobillo* (energía arriba de 3×10^{18} eV) y *supresión o corte* (energía arriba de 3×10^{19} eV). El flujo de los Rayos Cósmicos se multiplica por E^2 que es una práctica común en este tipo de gráficas y sirve para apreciar con más detalle los cambios de valor del índice espectral. En la figura (1.1) se observa que en el rango de energía 10^{11} eV – 10^{15} eV el comportamiento del flujo es lineal, el índice espectral en esta zona tiene un valor de -2.7 , la región *rodilla* se presenta entre 10^{15} eV – 10^{16} eV y el índice espectral cambia a -3.0 en esta región, posteriormente el índice espectral vuelve a ser de -2.7 y el flujo se mantiene con un comportamiento también lineal hasta una energía de 10^{19} eV donde el índice espectral cambia

finalmente a -4.2 y después de la región *supresión* el comportamiento del flujo es casi vertical.

Se observa también de la figura (1.1) que antes de la región *rodilla* los datos se pueden obtener a partir de mediciones directas con espectómetros o emulsiones fotográficas en globos aerostáticos o satélites tal y como lo hizo Victor Hess en 1912 y además en este rango de energía se encuentra principalmente radiación cósmica con origen en el sistema solar, pero conforme aumenta la energía y el flujo disminuye, se ve que después de la región *rodilla* el flujo es tan pequeño (energías 10^{14} eV– 10^{18} eV) que resulta imposible medirlo mediante mediciones directas y cuyo origen es de fuera del sistema solar, por lo que para estudiar a las partículas con energía arriba de por lo menos 10^{18} eV, se necesitan mediciones indirectas. Tales mediciones se hacen al estudiar las Cascadas Aéreas Extensas (CAE) como se verá en el capítulo posterior.

Los Rayos Cósmicos pueden tener varias fuentes, una de ellas es el Sol que produce el flujo con energía abajo de 10^{15} eV, pero desde el tiempo de Victor Hess se había descartado al Sol como la fuente de las partículas más energéticas al realizar experimentos en un eclipse solar y aún así obteniendo mediciones de partículas con alta energía. Hoy en día se piensa que las partículas con energía de por lo menos $10^{18.6}$ eV tienen un origen en la Vía Láctea. Las partículas con energía $10^{19.5}$ eV se deben a efecto GZK, que es el límite del espectro de los Rayos cósmicos predicho por K. Greisen, G. Zatsepin y V. Kuzmin en 1966 y es “causada por la producción de piones en colisiones entre protones de rayos cósmicos y fotones de la radiación de fondo negro de microondas, esta fuerte supresión es llamado el corte GZK y debería ocurrir aproximadamente a 6×10^{19} eV” [25, p. 1-2].

1.3. Densidad de Energía de los Rayos Cósmicos

1.3.1. Densidad Direccional

Para obtener la gráfica del espectro de los Rayos Cósmicos como la figura (1.1) es necesario encontrar la relación entre la intensidad y la energía de las partículas. Entonces se define la intensidad direccional $I(\theta, \phi)$ para un conjunto de partículas del mismo tipo como el número de partículas dN_i , que inciden sobre un elemento de área dA , por unidad de tiempo dt , dentro de un elemento de ángulo sólido $d\Omega$. Matemáticamente se puede expresar como:

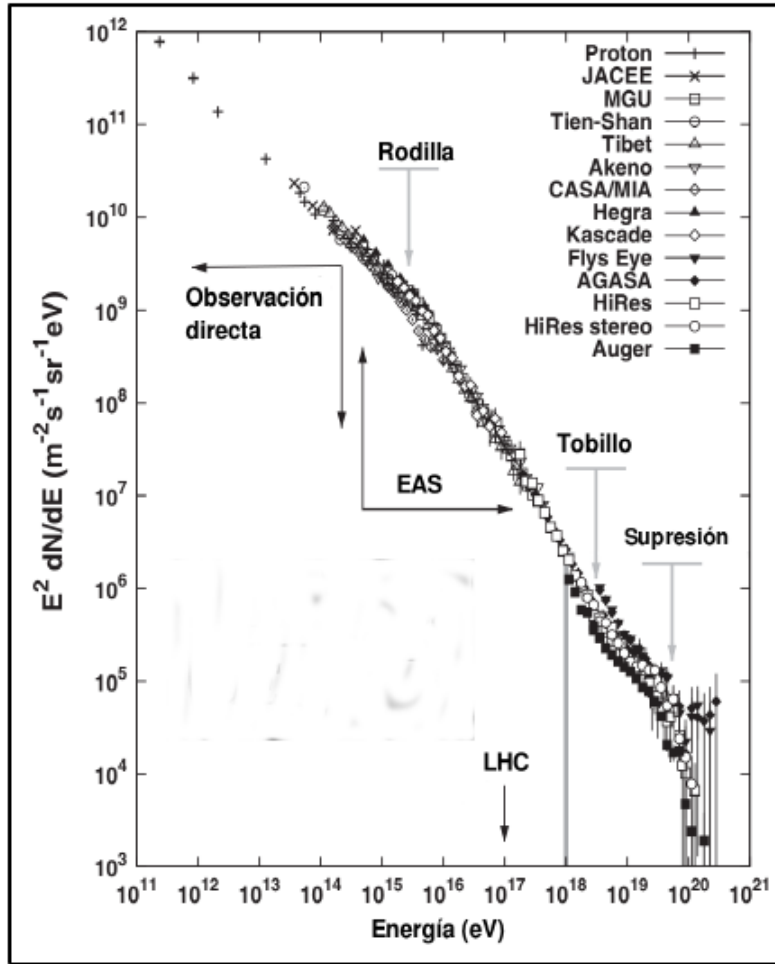


Figura 1.1. Espectro de energía de Rayos C3smicos arriba de 10^{11} eV. (Fuente: [14, p. 2]).

$$I_i(\theta, \phi) = \frac{dN_i}{dA dt d\Omega} \left[\frac{\text{part3culas}}{\text{cm}^2 \text{ s sr}} \right]. \quad (1.2)$$

Aqu3 se observa que la cantidad $\frac{dN_i}{dA dt}$ es lo que se conoce como el flujo de part3culas y 3ste a su vez depende de la energ3a E de las part3culas y el tiempo t . Entonces la cantidad I depende de los 3ngulos cenital y azimutal, as3 como de la energ3a total de las part3culas y del tiempo.

Al integrar (1.2) sobre todas las energ3as se obtiene una cantidad denominada *intensidad integral* $\Phi(\geq E_0)$:

$$\Phi(\geq E_0) = \int_{E_0}^{\infty} \frac{dN}{dA dt d\Omega dE} dE \left[\frac{\text{part3culas}}{\text{cm}^2 \text{ sr s}} \right] \quad (1.3)$$

La intensidad integral puede encontrarse solamente si la energ3a es m3s grande

que cierta energía umbral E_0 . Por otra parte, el número de Rayos Cósmicos que llegan en un intervalo de energía dE y ángulo sólido $d\Omega$, es decir, el flujo de partículas por unidad de energía es lo que se conoce como la *intensidad diferencial* $\Phi(E)$.

$$\Phi(E) = \frac{dN}{dA dt d\Omega dE} \left[\frac{\text{partículas}}{\text{cm}^2 \text{ sr s GeV}} \right] \quad (1.4)$$

La relación entre (1.3) y (1.4) es la siguiente:

$$\Phi(\geq E_0) = \int_{E_0}^{\infty} \Phi(E) dE \quad (1.5)$$

1.4. Composición de los Rayos Cósmicos

Como se ha mencionado anteriormente los Rayos Cósmicos cubren un gran rango de energías, lo que hace preguntarse: ¿Qué los origina?, es decir, ¿Qué mecanismo hace que tales partículas alcancen energías tan grandes? Son preguntas que aún están puestas en la mesa, y aún no tienen respuesta completamente satisfactoria. Sin embargo, gran parte de la naturaleza puede ser estudiada gracias al avance tecnológico que permite detectar Rayos Cósmicos tanto dentro como fuera del planeta. Desde el descubrimiento de los Rayos Cósmicos se ha clasificado los principales tipos de partículas que los componen. En esta sección se tratará de los principales componentes, sin embargo es posible que en un futuro la clasificación sea aún mayor, aunque hay que notar que la composición de los Rayos Cósmicos depende principalmente de la energía de las partículas.

1.4.1. Hadrones

Los hadrones son partículas subatómicas compuestas por quarks, que a su vez están unidas mediante interacción nuclear fuerte y son el componente principal de los Rayos Cósmicos y muchos investigadores apuntan a que son de origen extragaláctico. Ejemplos de partículas hadrónicas son; el protón y el neutrón. Del total de los Rayos Cósmicos compuestos por nucleones (protones y neutrones) se encuentra aproximadamente un 90 % de hidrógeno, un 9 % de helio y 1 % para los demás núcleos pesados [22, p. 2]. En la figura (1.2) se observa el espectro diferencial de energía para la componente nuclear (formado por núcleos atómicos) de los Rayos Cósmicos siendo (desde arriba) el espectro de hidrógeno, el del helio, el del carbón y el del hierro.

1.4.2. Partículas Alfa

Las partículas alfa son átomos de helio doblemente ionizados. Estas partículas son aproximadamente el 9 % de los Rayos Cósmicos.

1.4.3. Núcleos Pesados

Por ejemplo: carbono C , oxígeno O , hierro Fe y otros núcleos que se encuentran en las estrellas.

1.4.4. Electrones

Son partículas subatómicas que se clasifican entre el grupo de los leptones. Éstos representan aproximadamente el 1 % de los Rayos Cósmicos. En la figura (1.3) se observa un espectro de energía para electrones hasta 10^3 GeV.

Se ha observado también fotones de rayos x y rayos gamma, así como también neutrinos y antineutrinos. Estas partículas forman menos del 1 % de los Rayos Cósmicos.

1.5. Propagación

A lo largo de los años se han propuesto varios modelos de aceleración y propagación de los Rayos Cósmicos, pues éstos viajan largas distancias entre galaxias y deben interactuar con los distintos cuerpos celestes o en el medio interestelar influyendo en propiedades fundamentales de los Rayos Cósmicos como su energía y, por lo tanto, su aceleración y su posterior propagación. Esto se ha deducido a través de los datos obtenidos de las distintas observaciones, una proporción mayor en los Rayos Cósmicos de núcleos como el de berilio o litio que de elementos como carbono y oxígeno, siendo los primeros menos frecuentes que los segundos en el medio intergaláctico. Por lo tanto, se deduce que los Rayos Cósmicos en su propagación, atraviesan una gran cantidad de materia y distancia, y a mayor distancia recorrida menor será la energía de los Rayos Cósmicos. Entonces se dice que los Rayos Cósmicos en su origen y propagación viajan en un volumen confinado, es decir, con ciertos límites (por ejemplo una galaxia, nubes interestelares, supernovas, etc) y para modelar la propagación de los Rayos Cósmicos, Ginzburg y Syrovaskii propusieron la ecuación de transporte aplicable principalmente a nucleidos atómicos del espacio interestelar, aunque se puede aplicar a otras partículas con sus respectivas modificaciones:

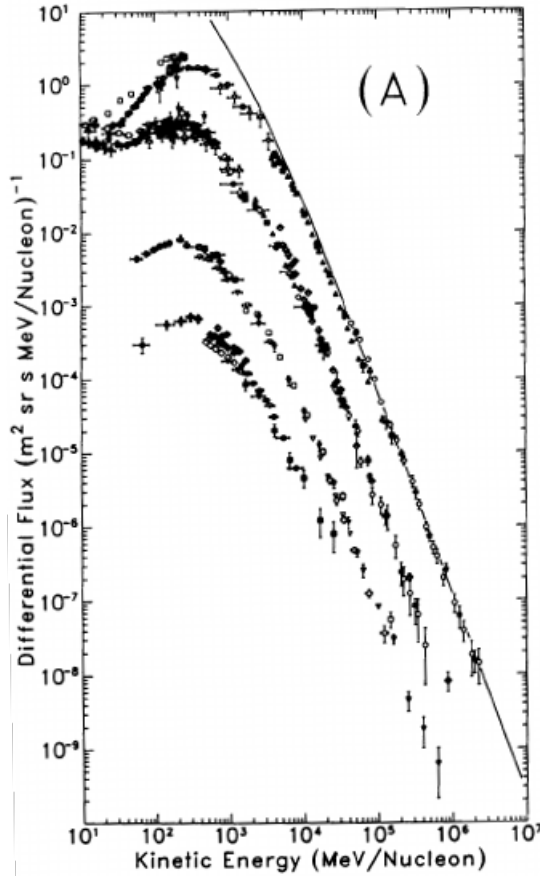


Figura 1.2. Espectro de energía de Rayos C3smicos compuestos de n3ucleos at3omicos medidos a 1 AU (unidad astron3mica) basado en muchos experimentos de sat3elites e instrumentos conocidos como globo-borne cerca del momento de la modulaci3n m3nima solar. Se muestran los espectros de energ3a diferencial (desde arriba) del hidr3geno, del helio, del carb3n y del hierro (Fuente: [22, p. 3])

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{N}}{\partial t} = & \nabla \cdot (D_i \nabla \mathcal{N}_i) - \frac{\partial}{\partial E} [b_i(E) \mathcal{N}_i(E)] - \nabla \cdot \vec{u} \mathcal{N}_i(E) + \\ & Q_i(E, t) - p_i \mathcal{N}_i + \frac{v \rho}{m} \sum_{k \geq i} \int \frac{d\sigma_i^k(E, E')}{dE} \mathcal{N}_k(E') dE' \end{aligned} \quad (1.6)$$

Aqu3, \mathcal{N}_i es una funci3n de distribuci3n de densidad de part3culas y depende de la energ3a E de los Rayos C3smicos, la posici3n x y el tiempo t . Entonces $\mathcal{N}_i(E, x, t) dE$ es la densidad de part3culas que pertenecen a un mismo tipo i en la posici3n x y energ3a cin3tica entre E y $E + dE$.

En el primer t3rmino del lado derecho de la ecuaci3n (1.6), D es el coeficiente de difusi3n de part3culas del tipo i y se relaciona con la velocidad v de las part3culas

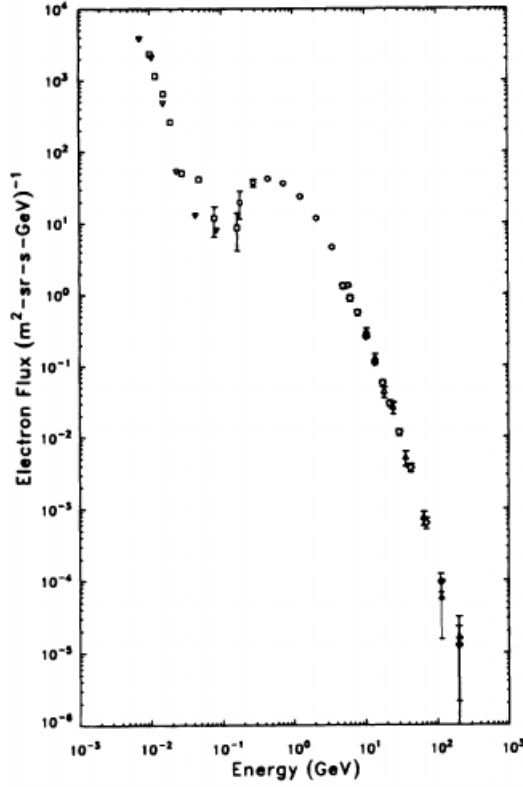


Figura 1.3. Espectro de energía para la componente electrónica (formado por electrones) de los Rayos Cósmicos a 1 AU (unidad astronómica). (Fuente: [22, p. 4])

y con el promedio de distancias recorridas por las partículas debido a múltiples colisiones, más conocido como recorrido libre medio en la difusión λ_D , de la siguiente manera:

$$D = \frac{1}{3}\lambda_D v \quad (1.7)$$

Entonces $\nabla \cdot (D_i \nabla \mathcal{N}_i)$ representa la difusión en (1.6).

El segundo término de la ecuación (1.6) puede representar pérdida de energía o aceleración, dependiendo del uso que se le de a la ecuación. b_i es la razón media ΔE a la que la partícula adquiere o cambia energía y está dado por:

$$b_i(E) \equiv \frac{dE}{dt} \quad (1.8)$$

El tercer término representa convección a una velocidad \vec{u} . El cuarto término $Q_i(E, x, t)$ conocido como intensidad de la fuente (source intensity), representa una distribución isotrópica de partículas de un mismo tipo i que colisionan en el medio

interestelar.

El quinto término de la ecuación (1.6) representa pérdidas de núcleos del tipo i por colisión o decaimiento de la siguiente manera:

$$p_i = \frac{v\rho\sigma_i}{m} + \frac{1}{\gamma\tau_i} = \frac{v\rho}{\lambda_i} + \frac{1}{\gamma\tau_i} \quad (1.9)$$

El sexto término conocido como el término cascada, que incluye a partículas de energía muy grande como energía debida a cascadas de nucleones (neutrones y protones) y procesos de fragmentación nuclear [5, p. 117].

1.5.1. Modelo Caja con Agujeros

En este modelo se asume que los Rayos C3smicos se propagan libremente en un volumen determinado con ciertos l3mites, por ejemplo una galaxia, adem3s el tiempo en el que las part3culas atraviesan dicho volumen es conocido como el tiempo de escape τ_{esc} .

En este modelo se puede utilizar la ecuaci3n (1.6) donde el primer t3rmino es reemplazado por $-\mathcal{N}/\tau_{esc}$. $Q(E, t)$ tambi3n puede ser reescrito consider3ndolo como una funci3n delta $Q(E, t) = \mathcal{N}_o(E)\delta(t)$ y sin tomar en cuenta p3rdidas o ganancia de energ3a:

$$\mathcal{N}(E, t) = \mathcal{N}_o e^{-t/\tau_{esc}} \quad (1.10)$$

Entonces la ecuaci3n (1.6) queda finalmente, teniendo en cuenta que en condiciones de equilibrio el t3rmino de la izquierda se desprecia:

$$\frac{\mathcal{N}_i(E)}{\tau_{esc}(E)} = Q_i(E) - \left(\frac{\beta c \rho}{\lambda_i} + \frac{1}{\gamma \tau_i} \right) \mathcal{N}_i(E) + \frac{\beta c \rho}{m} \sum_{k \geq i} \sigma_{i,k} \mathcal{N}_k(E) \quad (1.11)$$

Donde τ es reinterpretado como el tiempo medio que los Rayos C3smicos pasan en la galaxia y que define a $\lambda_{esc} = \rho \beta c \tau_{esc}$, como la cantidad promedio de materia que han atravesado los Rayos C3smicos en un tiempo τ_{esc} con velocidad βc y en un volumen de densidad ρ . σ es la secci3n transversal donde ocurren las colisiones y $\gamma \tau_i$ es la vida media dilatada de los n3cleos [5, p. 120].

1.5.2. Modelo Caja con Agujeros Anidados

En este modelo los Rayos C3smicos viajan en regiones peque1nas confinadas, cerca de fuentes, con relativamente alta densidad en el cual las part3culas difunden o penetran por un corto tiempo que depende de la energ3a. Un ejemplo podr3a ser supernovas como fuentes de alta densidad dentro de nubes densas como vol3menes peque1nos.

1.5.3. Modelo Galaxia Cerrada

Este modelo es una variaci3n del anterior donde el volumen interno es un brazo de espiral local de la Galaxia [5, p.123].

1.5.4. Modelos de Difusi3n

Son modelos que tratan de resolver la ecuaci3n (1.6) sin tratar el operador de difusi3n como una constante. Tienen un significado f3sico mucho m3s realista que los modelos de cajas agujeradas, se diferencian “en que los modelos de cajas con agujeros, en estado estable la distribuci3n es uniforme dentro del volumen confinado. Donde hay difusi3n, hay tambi3n gradiente de densidad y consecuentemente anisotrop3a.” [5, p. 123].

1.6. Aceleraci3n y Origen de los Rayos C3smicos

1.6.1. Mecanismo de Fermi

Fue Enrico Fermi quien proporcion3 el primer mecanismo para aceleraci3n de part3culas suponiendo que 3stas interaccionan en nubes magnetizadas de plasma, explicando as3 la ley de potencias del espectro de los Rayos C3smicos. En este mecanismo se considera a las nubes magnetizadas de plasma como “aceleradores” de part3culas, transfiriendo para ello energ3a a part3culas cargadas con determinada energ3a, por lo que despu3s de muchas interacciones dentro de la nube, las part3culas adquieren una energ3a considerablemente mayor a la original. Sea E_0 la energ3a con la que una part3cula cargada se introduce en la nube magnetizada, entonces seg3n Fermi, despu3s de cierta cantidad n de “interacciones” la energ3a de la part3cula se habr3 incrementado a

$$E_n = E_0(1 + \xi)^n \tag{1.12}$$

donde ξ es el factor de incremento de energía, es decir, $\Delta E = \xi E$.

Sea E la energía final de la partícula, entonces de (1.12) se despeja n para obtener el número de interacciones necesarias para alcanzar dicha energía:

$$\begin{aligned}\frac{E}{E_0} &= (1 + \xi)^n \\ \ln \frac{E}{E_0} &= n \ln(1 + \xi) \\ n &= \ln \left(\frac{E}{E_0} \right) / \ln(1 + \xi)\end{aligned}\tag{1.13}$$

Se define a p_{esc} como la probabilidad de escape de la nube magnetizada de la partícula por cada interacción, la probabilidad de permanecer en la nube después de n interacciones será igual $(1 - p_{esc})^n$, luego el número de partículas que tendrán energías mayores que E será proporcional a la sumatoria de todas las $(1 - p_{esc})^n$ y teniendo en cuenta que $\sum_{m=n}^{\infty} (1 - x)^m = \sum_0^{\infty} (1 - x)^m - \sum_0^{n-1} (1 - x)^m$:

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - p_{esc})^m = \frac{(1 - p_{esc})^n}{p_{esc}}\tag{1.14}$$

donde n está dada por (1.13). Luego, sustituyendo (1.13) en (1.14) y teniendo en cuenta que $a^{\ln b} = b^{\ln a}$ se tiene:

$$N(> E) \propto \frac{1}{p_{esc}} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\kappa}\tag{1.15}$$

donde

$$\kappa = \ln \left(\frac{1}{1 - p_{esc}} \right) / \ln(1 + \xi)\tag{1.16}$$

Ahora suponiendo a C como la constante de proporción:

$$\ln N(> E) = C_1 + \ln \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\kappa}\tag{1.17}$$

Si $E/E_0 = E_p$, entonces:

$$\begin{aligned}\ln N(> E) &= C_1 + \kappa \ln E_p \\ \ln \left(\frac{N(> E)}{E_p^\kappa} \right) &= C_1 \\ N(> E) &\propto E_p^{-\kappa}\end{aligned}\tag{1.18}$$

Por último si (1.18) se deriva con respecto a E , se llega a la conclusión deseada:

$$\frac{dN}{dE} \propto E_p^{-\kappa-1}\tag{1.19}$$

Se puede notar que (1.19) es idéntica a (1.1) donde κ es el índice espectral.

1.6.2. Aceleración de Fermi de 1er y 2do Orden (modelos bottom up)

Dependiendo del medio en el que los Rayos Cósmicos son acelerados, existen dos mecanismos de 1er y 2do orden propuestos por Fermi en 1949. Fermi consideró interacciones con nubes magnetizadas de plasma en movimiento. Entonces en este modelo, una partícula con energía E_1 entra a un cierto ángulo θ_1 en una nube de plasma y se propaga al esparcirse o colisionar dentro del campo magnético. Según Fermi, debido a la propagación de la partícula dentro de la nube de gas, el movimiento promedio de los Rayos Cósmicos será igual al movimiento de la nube de gas, entonces la energía desde el marco de referencia (indicada con el símbolo ‘prima’) de la nube de gas y suponiendo que las partículas se mueven a velocidades relativistas, será igual a:

$$E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1)\tag{1.20}$$

aquí, γ es el factor de Lorentz y $\beta \equiv V/c$ es la velocidad de la nube. La partícula abandonará la nube a un ángulo θ_2 y con una energía total E'_2 , calculando esta energía en el marco del laboratorio se obtiene:

$$E_2 = \gamma E'_2 (1 + \beta \cos' \theta'_2)\tag{1.21}$$

La razón entre el cambio de energía con la que la partícula entra y sale de la nube y la energía con la que entra se obtiene al sustituir (1.20) en (1.21), resultando en una relación que depende de θ_1 y θ'_2 ,

$$\frac{\Delta E}{E_1} = \frac{1 - \beta \cos \theta_1 + \beta \cos \theta'_2 - \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta'_2}{1 - \beta^2} - 1 \quad (1.22)$$

Al modelo anterior se le conoce como mecanismo de Fermi de segundo orden.

Debido a que el mecanismo de Fermi de segundo orden no explicaba correctamente todos los casos del flujo de Rayos C3smicos, entonces se propuso un mecanismo de Fermi de primer orden. En este mecanismo se considera que los Rayos C3smicos son acelerados por frentes de choque que se producen en supernovas, tales frentes que se mueven a velocidad $-\vec{u}_1$ chocan con materia interestelar que se mueve a velocidad \vec{u}_2 despues de haber chocado, esta velocidad se mide desde el marco del frente de choque y se asume que $|u_2| < |u_1|$. En el marco del laboratorio el frente de choque se mueve con velocidad $\vec{V} = -\vec{u}_2 + \vec{u}_1$. Los dos mecanismos se diferencian cuando se toma la fracci3n de energ3a $\xi = \Delta E/E_0$ ganada al interaccionar ya sea con la nube de gas o con el frente de choque, tomando para ello los promedios de energ3a y los promedios de los 3ngulos, a continuaci3n se muestran los valores de ξ para el mecanismo de segundo y primer orden respectivamente:

$$\begin{aligned} (a) \quad \xi &= \frac{1 + \frac{1}{2}\beta^2}{1 - \beta^2} - 1 \sim \frac{4}{3}\beta^2 \\ (b) \quad \xi &= \frac{1 + \frac{4}{3}\beta + \frac{4}{9}\beta^2}{1 - \beta^2} - 1 \sim \frac{4}{3}\beta = \frac{4}{3} \frac{u_1 - u_2}{c} \end{aligned} \quad (1.23)$$

donde $\beta = V/c$ es la velocidad relativa del plasma y no de los Rayos C3smicos. En la versi3n original de la aceleraci3n de Fermi, la regi3n en la que son acelerados los Rayos C3smicos es un disco gal3ctico, entonces el tiempo de escape es de $T_{esc} \sim 10^7$ a3os. Existen otros modelos de aceleraci3n que no son tratados aqu3.

2. Cascadas Aéreas Extensas

En el capítulo anterior se describió el proceso de propagación y algunos mecanismos de aceleración de los Rayos Cósmicos en el espacio interestelar. Esta radiación primaria cuando llega al planeta Tierra, interactúa con la atmósfera terrestre, produciendo lo que se conoce como Cascadas Aéreas Extensas (en algunos libros o artículos también se les llama lluvia aérea extensa del inglés *extensive air shower*) (ver figura 2.1), que son millones de partículas que se originan por las colisiones entre partículas primarias (Rayos Cósmicos) y las partículas que componen la atmósfera, este fenómeno fue descubierto en 1934 por Bruno Rossi [13], quien al utilizar detectores de superficie de Rayos Cósmicos notó que las miles de partículas que se detectaban provenían de una única partícula con alta energía, que habría colisionado produciendo las demás. El estudio de las CAE es de vital importancia en física de partículas y cosmología, pues proporciona mayor información sobre los Rayos Cósmicos, su composición, su espectro de energía, su origen, etc., temas que antes se había tratado sin llegar a mayor detalle. A continuación se discute sobre cómo se originan las Cascadas Aéreas Extensas, sus características y los principales métodos para detectarlas.

2.1. Descubrimiento de las Cascadas Aéreas Extensas

En los años 1920's y 1930's la física nuclear y la física de partículas eran ramas muy recientes de la física, habían pasado casi 20 años del descubrimiento de los Rayos Cósmicos y las técnicas para detectarlos y estudiarlos eran muy rudimentarias aunque en mejora. El método más utilizado en ese entonces para detectar y estudiar a las partículas subatómicas era el método de las coincidencias (un método que consiste en detectar la desintegración de cierto tipo de partículas en un detector y la misma desintegración de otras partículas en otro detector, mediante la razón de dichos eventos se determina la actividad de la muestra) inventado por Walther Bothe

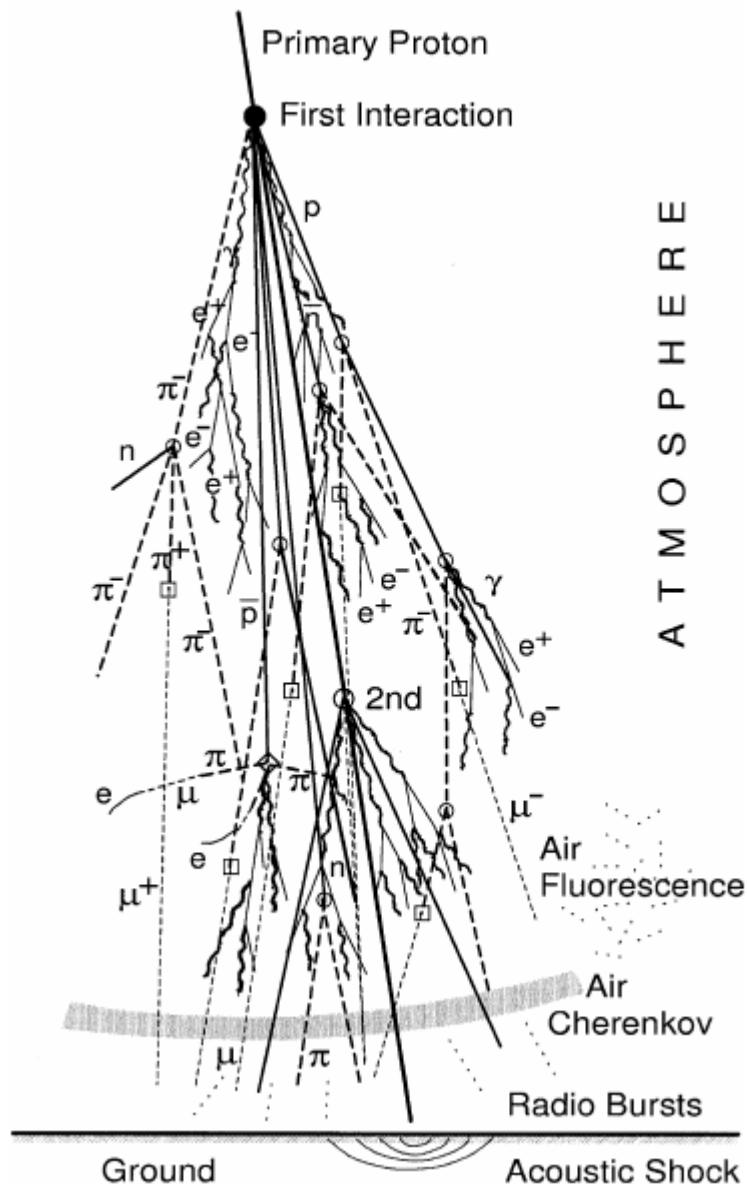


Figura 2.1. Diagrama esquemático de una cascada provocada por una partícula primaria. (Fuente: [8, p. 5])

y los contadores de Geiger-Müller. Más tarde Bruno Rossi, desarrolla el circuito de coincidencias; un circuito electrónico que utiliza el método de las coincidencias para experimentos de física de partículas principalmente. Gracias al circuito de Rossi se obtuvo importante información sobre los Rayos Cósmicos, por ejemplo al encontrar fuertes evidencias que los mismos tienen naturaleza corpuscular [17]. Precisamente al estudiar los Rayos Cósmicos, Rossi realiza un importante descubrimiento en 1933, que supuso un extraño evento en sus mediciones y fue difícil de aceptar por

la comunidad científica de su tiempo [13, p. 5] y el mismo Rossi dijo “(el descubrimiento) generó dudas sobre la legitimidad del método de coincidencias”. En su experimento, él utilizó la idea previa hecha por Bothe y otros físicos de medir la interacción de los Rayos Cósmicos en la absorción de los mismos en una longitud de plomo. Rossi en su propio experimento concluyó que el 50 % de los rayos penetrarían un metro de plomo y que la energía máxima sería $\approx 1.4 \times 10^{10}$ eV, sin embargo, el resultado más importante fue lo que es conocido ahora como “curva de transición de Rossi” o curva de los “efectos secundarios” (ver figura 2.2), la explicación de Rossi fue que las partículas secundarias eran producidas por la interacción de los Rayos Cósmicos con partículas del material. Una observación similar fue hecha dos años después por Reneger y Pfozter al estudiar los Rayos Cósmicos a 28 km de altura en la estratósfera y obtener datos mediante el método de las coincidencias. Todos estos experimentos llevaron a la conclusión que en efecto, las partículas primarias interactuaban con las partículas de la atmósfera provocando lluvias de partículas secundarias con determinada cantidad de energía.

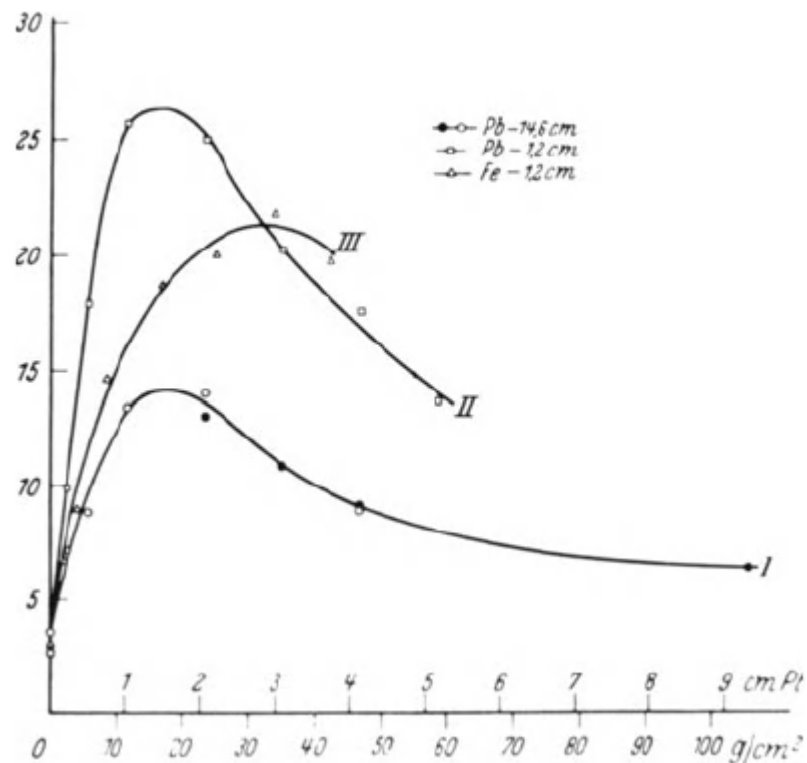


Figura 2.2. Curva de “efectos secundarios” de los Rayos Cósmicos en pantallas de plomo y hierro de 14.6 cm y 1.2 cm desde los contadores. Éste fue el primer indicio de las cascadas aéreas extensas (Fuente: [21, p. 71])

Sin embargo, fue Pierre Auger quien realizó experimentos parecidos utilizando circuitos de coincidencias para estudiar los Rayos C3smicos y encontrando resultados similares por Rossi, Reneger y Pfozter, sus descubrimientos fueron conocidos como “lluvias de Auger” [21, p. 214], y se diferenci3 de los experimentos anteriores al estimar la energ3a de las part3culas primarias alrededor de 10^{15} eV. En la figura (2.3) se observa las curvas de decoherencias de tres experimentos distintos hechos por distintos cient3ficos, estas curvas son mediciones de la raz3n de coincidencias de part3culas en dos detectores como funci3n de la separaci3n del detector. En muchos textos, Auger es acreditado como el descubridor de las Cascadas A3reas Extensas.

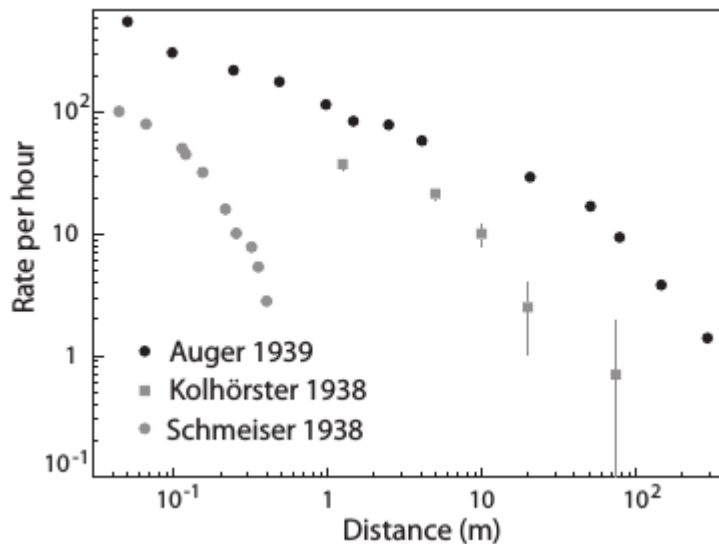


Figura 2.3. Curvas de decoherencia realizados por Auger (1938), Kolh3rster (1938) y Schmeiser (1938), que significaron el descubrimiento de las cascadas a3reas extensas. Las diferencias entre las curvas se deben al tipo de detectores y a la altitud en que se realizaron las mediciones. (Fuente: [13, p. 6])

2.2. Propiedades F3sicas de las CAE

Existen diversas propiedades que son importantes tener en cuenta cuando se estudian tanto las part3culas primarias como las CAE, por ejemplo: la temperatura, la presi3n atmosf3rica, el campo geomagn3tico, la altitud sobre el nivel del mar, etc. A continuaci3n se definir3n estas propiedades y se tendr3n presente a lo largo de toda la tesis.

2.2.1. Rayos C3smicos en la Atm3sfera

Se ha mencionado anteriormente que los Rayos C3smicos cuando llegan a nuestra atm3sfera interactuan con las part3culas que componen la atm3sfera, provocando una cascada de part3culas secundarias que se generan por las colisiones, estas part3culas secundarias son las que llegan a los detectores en la superficie de la Tierra para su posterior estudio. Al estudiar las part3culas secundarias, se puede encontrar la energ3a del Rayo C3smico que las gener3, as3 como su masa y carga. Una magnitud muy importante que se debe conocer es la cantidad de materia que el rayo c3smico primario recorri3 al interactuar en la atm3sfera, para ello se define a la profundidad atmosf3rica como la masa de aire por unidad de 3rea que atraviesa una part3cula primaria en la atm3sfera desde el infinito a una altitud est3ndar l a lo largo de la trayectoria que describe su movimiento, es decir:

$$X = \int_h^\infty \rho(h_1) dh_1 \quad (2.1)$$

donde ρ es la densidad atmosf3rica, y est3 dada por:

$$\rho(l) = \rho(l_0) \left(\frac{T(l_0)}{T(l)} \right) \exp \left(- \int_{l_0}^l \frac{Mg(l)}{RT(l)} dl \right) \quad (2.2)$$

donde $T(l)$ es la temperatura en funci3n de la altitud l (l es una altitud vertical, mientras que h es una altitud que sigue la trayectoria de los Rayos C3smicos y que est3 a un 3ngulo θ de l), M es la masa molar del aire (28,97 g/mol), R es la constante universal de los gases, $g(l)$ es la aceleraci3n gravitatoria en funci3n de la altitud l , y l_0 es la altitud est3ndar.

A temperatura constante la relaci3n entre la altitud h y la profundidad atmosf3rica es:

$$X = X_0 e^{-h/h_0} \quad (2.3)$$

donde X_0 es la profundidad atmosf3rica al nivel del mar 1.030 g/cm^2 y h_0 es una altitud est3ndar.

h y l se relacionan como muestra la figura (2.4). Entonces si se desprecia la curvatura de la tierra se tiene:

$$l \simeq h \cos \theta \quad (2.4)$$

En general, esta aproximaci3n se puede hacer para 3ngulos de aproximadamente 70° [2, p. 32].

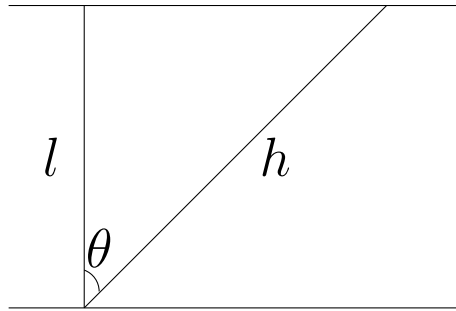


Figura 2.4. Relación entre h y l .

Una de las propiedades de gran importancia al estudiar las cascadas, es la dirección de propagación, entonces se define al eje de la cascada como la recta cuya dirección sería la del rayo primario si no hubiera interactuado con la atmósfera. Para ello se utilizan los ángulos directores, cenital y azimutal. Además, se define como posición de impacto o posición del core como la intersección del eje de la cascada y el suelo [2, p. 33]. En el capítulo 4 se mostrará la importancia de estas propiedades, cuando se realizan simulaciones de las cascadas a diferentes alturas y direcciones.

2.2.1.1. Modulación Solar

Antes de que los Rayos Cósmicos entren a la atmósfera terrestre, son afectados por el viento solar. Estos efectos varían el flujo de los Rayos Cósmicos y los físicos han buscado maneras de corregirlo. A esta corrección se le conoce como modulación solar y trata de explicar los fenómenos físicos presentes en las interacciones que se dan a cabo en la heliósfera (región del sistema solar en donde tiene alcance el viento solar). Por viento solar se refiere al material expulsado por el Sol, y en las cercanías del planeta Tierra generalmente son protones de energía cinética de 500 eV con velocidades de 300 a 600 km/s. [26, p. 96]. El flujo del viento solar es de $1.2 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ y su densidad de energía es de 2.5 keV/cm^3 . Uno de los intentos para modular el flujo de los Rayos Cósmicos, es la observación de la anticorrelación entre las mediciones realizadas con detectores conocidos como monitores de neutrones (detectores en la superficie terrestre que miden el número de los Rayos Cósmicos) y el número de manchas solares, ya que el número de manchas solares se relaciona con el viento solar al originarse en regiones de actividad solar y que tienen un determinado ciclo. Por correlación se quiere dar a entender que entre mayor sea el

número de Rayos Cósmicos detectados en los monitores de neutrones menor será la actividad solar y viceversa.

2.2.1.2. Efectos del Campo Geomagnético

Antes de penetrar la atmósfera terrestre, los Rayos Cósmicos deben también atravesar el campo geomagnético de la tierra, que provoca en la radiación cósmica una inclinación en su trayectoria y por lo mismo entonces se tiene una variación en el flujo de los Rayos Cósmicos, que se dice no es isotrópico. Lo que el campo geomagnético provoca en los Rayos Cósmicos es variar lo que se conoce como rigidez (variación en la trayectoria de una partícula cargada que se mueve en un campo magnético, se representa por R). Carl Stoermer, físico noruego, fue capaz de encontrar el radio de curvatura para partículas cargadas que se mueven bajo influencia de una esfera magnetizada, tal radio es $r_S = \sqrt{(\mu_0 M / 4\pi R)}$, donde M es el momento dipolar magnético de la Tierra ($M \simeq 8.1 \times 10^{25} \text{ G cm}^3$). Tal resultado lo obtuvo antes del descubrimiento de los Rayos Cósmicos estudiando a las auroras boreales. La fórmula para la rigidez encontrada por Stoermer es:

$$R_S(r, \lambda_B, \theta, \phi) = \left(\frac{M}{2r^2} \right) \left(\frac{\cos^4 \lambda_B}{1 + (1 - \cos^3 \lambda_B \sin \theta \sin \phi)} \right) \quad (2.5)$$

donde λ_B es la latitud magnética, $M/2r^2 \simeq 59.4 \text{ GV}$ es la rigidez de una partícula en una órbita circular de radio r_\odot en el plano ecuatorial del campo del dipolo de la Tierra, θ es el ángulo Cenital y ϕ_B es el ángulo azimutal medido en el sentido del reloj. La ecuación (2.5) proporciona una aproximación bastante buena de los efectos provocados por el campo geomagnético en las partículas cargadas de la radiación cósmica. Es importante notar que tal fórmula tiene límites al aproximar el planeta Tierra a un dipolo magnético y porque no toma en cuenta la superficie de la Tierra, es decir, que el modelo permite que las partículas traspasen el planeta Tierra [26, p. 100]. Un modelo más preciso de los efectos geomagnéticos se conoce como técnica de backtracking o retroceso.

2.3. Cascadas Iniciadas por un Electrón o un Rayo Gamma

Las cascadas aéreas se componen principalmente de tres tipos de componentes: la hadrónica, la electromagnética y la muónica. Aproximadamente el 99% de

las partículas pertenecen a la componente electromagnética y contiene también cerca del 90 % de la energía de la partícula primaria, esta componente la forman los fotones, electrones y positrones. La componente electromagnética generalmente se abrevia como EM.

Walter Heitler (1904-1981) fue un físico alemán que hizo importantes contribuciones a la electrodinámica cuántica y la teoría cuántica de campos. Heitler dio la primera idea sobre el comportamiento de una cascada producida por una partícula primaria. Él imaginó que el rayo primario al interactuar, a una altura λ determinada con la atmósfera, se desintegra primeramente en dos partículas con energías idénticas, es decir, con la mitad de la energía del primario $E = E_0/2$, posteriormente tales partículas se desintegran en 4, con $1/4$ de la energía del primario, después en 8, y así sucesivamente. Después de un cierto número de interacciones, hay 2^n partículas a una altura $x = n\lambda$. Heitler propuso que la cascada se desarrolla hasta que alcanza una energía crítica E_C (figura 2.5), entonces el número de partículas deja de crecer y el número máximo de partículas en la cascada es E_0/E_C . El modelo de Heitler es una versión muy simplificada de lo que ocurre en la realidad, sin embargo, su gran logro es haber explicado muy bien el comportamiento de una cascada electromagnética (iniciada por un electrón) así como la iniciada por un hadrón, siendo la profundidad máxima de la cascada dada por:

$$X_{max} = \lambda \log_2 E_0/E_C \quad (2.6)$$

Uno de los fenómenos más estudiados en la física de los Rayos Cósmicos son las cascadas iniciadas por rayos gamma de alta energía (arriba de 1 TeV), comprender la naturaleza de los rayos gamma es uno de los grandes retos de la física de partículas y hoy en día con el avance de la tecnología y las técnicas de detección se cree que los rayos gamma primarios pueden ser el resultado de procesos electromagnéticos o ser debidos a procesos hadrónicos [8, p. 17]. Las técnicas de detección se discutirán en la siguiente sección. Si los rayos gamma son el resultado de procesos puramente electromagnéticos, probablemente son consecuencia de la aceleración de electrones por bremsstrahlung al colisionar con el espacio interestelar o pueden deberse también a fotones que adquieren una gran cantidad de energía mediante dispersión inversa de Compton. La radiación de sincrotrón puede producir también fotones de alta energía, pero se sabe que entre más energía adquiere el fotón, menos eficiente es el proceso.

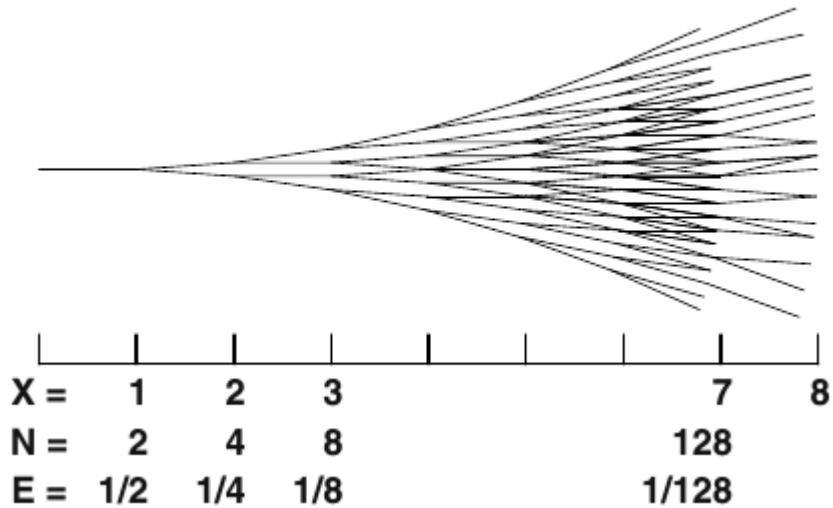
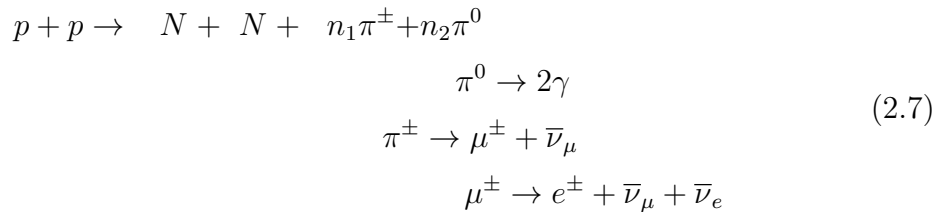


Figura 2.5. Modelo de una cascada iniciada por una partícula primaria y con energía crítica $E_C = E_0/128$. [26]

Si los rayos gamma se deben a procesos hadrónicos, probablemente son originados por decaimientos de piones neutros que a su vez se originan en colisiones protón-protón o protón-núcleo. Tal colisión debe seguir la siguiente reacción:



Los kaones y otras partículas siguen también una reacción similar. Por lo tanto los físicos tienden a creer que los rayos gamma son producidos por procesos hadrónicos debido a que tienen una masa mayor que los electrones y debido a ello, pueden ser más eficientes al acelerar fotones, y no por procesos electromagnéticos. La energía límite de una reacción protón-protón medida en el centro de masa viene dada por:

$$T_{lim,CM} \geq 2mc^2 \left(1 + \frac{m}{4m_p} \right) [GeV]
 \tag{2.8}$$

donde m_p es la masa del protón. Las diferencias entre las cascadas iniciadas por un fotón, protón o núcleo de hierro son presentadas en la figura (2.6). La cascada producida por un fotón es mucho más compacta que las producidas por un hadrón o núcleo de hierro, es decir que las partículas que componen la cascada están mucho

más cerca del eje de la cascada que las otras dos.

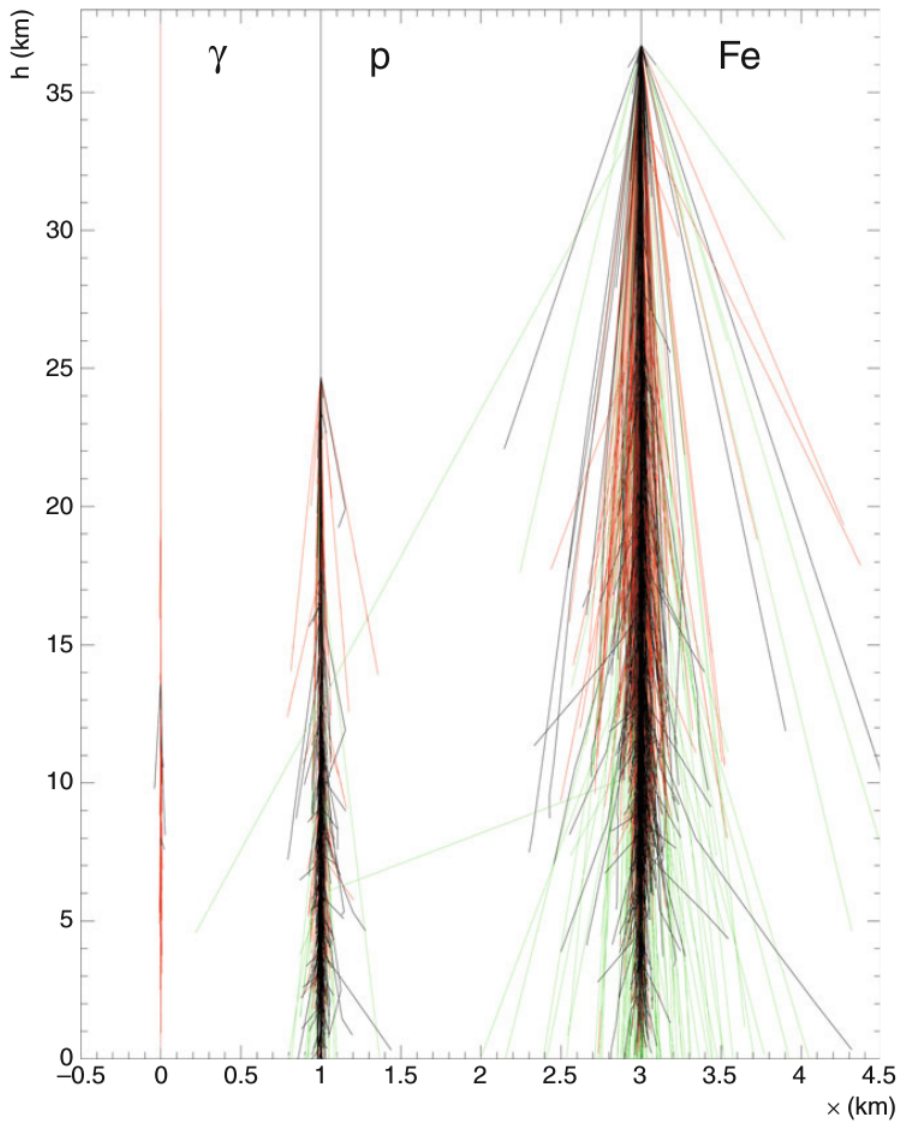


Figura 2.6. Vista panorámica de cascadas producidas por un fotón, por un protón y por un núcleo de hierro respectivamente con energías ≥ 10 GeV. La componente EM se muestra en rojo, la hadrónica en negra y la muónica en verde. [8, p. 21]

Un caso particular es conocido como efecto pre-showering, que consiste en fotones de ultra alta energía (rayos gamma) que interactúan con el campo magnético de la Tierra cuando se aproximan en las vecindades de la atmósfera terrestre. Tal efecto provoca producción de pares que sigue la reacción:

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^- \quad (2.9)$$

Las cascadas iniciadas por electrones siguen procesos electromagnéticos al igual que las de los rayos gamma y siguen la interacción *Bremsstrahlung* mediante la siguiente reacción:

$$e \rightarrow e + \gamma \quad (2.10)$$

Para estudiar la cascada producida por fotones o electrones, se define a la cantidad de longitud de interacción electromagnética X_{EM} como la cantidad de aire que atraviesan las partículas electromagnéticas cuando un electrón pierde $1 - e^{-1}$ de su energía por radiación de frenado, o cuando un fotón recorre $\sim 7/9$ del camino libre de producción de pares [19, p. 36]. La magnitud de X_{EM} puede calcularse para leptones cargados de alta energía que atraviesan un material con la siguiente expresión:

$$X_{EM} = 716,4 \frac{A}{Z(Z+1) \ln\left(\frac{287}{\sqrt{Z}}\right)} \left[\frac{g}{cm^2} \right] \quad (2.11)$$

donde A y Z son el número atómico y la carga de la partícula respectivamente. La energía crítica E_C propuesta por Heitler en (2.6) la define Rossi como *la energía a la cual las pérdidas por ionización luego de recorrer una longitud de interacción son iguales a la energía del electrón* [18] y generalmente se utiliza la relación:

$$E_C = \frac{a}{(Z+b)^a} \quad (2.12)$$

donde a u b son parámetros ajustables experimentalmente.

Se denota también a la energía de dispersión como E_{disp} y es igual a:

$$E_{disp} = m_e c^2 \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} \simeq 21.2 [MeV] \quad (2.13)$$

donde α es la constante de estructura fina. Un efecto importante en el núcleo atómico es el efecto pantalla o de apantallamiento, en el que la interacción (campo nuclear de Coulomb) entre el núcleo y un electrón se reduce debido al “apantallamiento” que los demás electrones producen sobre el núcleo. La energía de apantallamiento se define como

$$E_{apant} = \frac{m_e c^2}{\alpha Z^{(1/3)}} [MeV] \quad (2.14)$$

donde $m_e c^2$ es la masa en reposo del electrón (0.51 MeV), Z es el número atómico del medio, y α es la constante de estructura fina (1/137).

El movimiento del desarrollo de las cascadas se puede estudiar en una dimensión

como una aproximación, teniendo una sola distribución longitudinal, sin embargo es necesario el desarrollo de la cascada en 3 dimensiones para estudiarla con más detalle, así entonces se tienen distribuciones laterales o angulares de las partículas que componen la cascada, entonces se obtiene la *función de distribución de densidad lateral* al resolver las ecuaciones de difusión de las partículas de la cascada. La ecuación general es:

$$\rho(r) = \left(\frac{N_e}{r_M^2} \right) f \left(s, \frac{r}{r_M} \right) \quad (2.15)$$

donde s es la edad de la cascada o parámetro de edad, N_e es el número total de electrones, r es la distancia radial perpendicular desde el eje de la cascada, r_M es el radio de Molière (longitud de dispersión):

$$r_M = X_{EM} \frac{E_{disp}}{E_C} [g/cm^2] = \frac{73.5}{p} \frac{T}{273} [m] \quad (2.16)$$

con T y P siendo la temperatura y la presión de la atmósfera a nivel del mar respectivamente. La función f en (2.15) se define para $0.5 \leq s \leq 1.5$ como:

$$f \left(s, \frac{r}{r_M} \right) = \left(\frac{r}{r_M} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_M} \right) \left(\frac{\Gamma(4.5 - s)}{2\pi\Gamma(s)\Gamma(4.5 - 2s)} \right) \quad (2.17)$$

Esta función es conocida como la función de Nishimura-Kamata-Greisen o función NKG.

La profundidad atmosférica normalizada se define como *la profundidad atmosférica que depende del recorrido en el que las cascadas interaccionan en la atmósfera*:

$$t(X) \equiv \frac{X}{X_{EM}} \quad (2.18)$$

Entonces la edad de la cascada o parámetro de edad, s definida en (2.15), está relacionada al estado del desarrollo longitudinal de la cascada, más específicamente al espectro de energía de fotones y electrones. Matemáticamente se describe como:

$$s \equiv \frac{3t}{t + 2 \ln(E/E_C)} \quad (2.19)$$

donde E es la energía del fotón que inicia la cascada. s puede variar de $s = 0$ a $s = 2$ y para $s < 1$ se dice que la cascada es joven, para $s > 1$ se dice que es vieja.

2.4. Cascadas Iniciadas por un Hadrón.

Las cascadas iniciadas por un hadrón se producen a partir de la interacción de un nucleón (protón o neutrón) o por un núcleo atómico pesado con las partículas de la atmósfera terrestre. Los Rayos Cósmicos están compuestos principalmente por hadrones, por esta razón, la mayoría de cascadas son iniciadas por hadrones de energía $E > 10$ TeV al interactuar con componentes de la atmósfera, ya sea con nitrógeno N_2 , oxígeno O_2 , argón Ar , etc. Las cascadas iniciadas por hadrones, también se propagan longitudinalmente, teniendo como dirección la dirección inicial de propagación de la partícula primaria, y se propaga también lateralmente, a lo largo del desarrollo de la cascada, partículas como los muones y neutrinos surgen de decaimientos de piones cargados (π^\pm) y kaones (K^\pm), entre otros procesos. Fotones de alta energía (rayos gamma) y electrones (negatrones y positrones) surgen de procesos electromagnéticos como el *bremstrahlung* debido a interacciones de piones neutrales, esta componente electromagnética puede alcanzar una gran profundidad atmosférica si la partícula primaria es muy energética [8, p. 3]. Las reacciones que se llevan a cabo en el desarrollo de la cascada con sus respectivos porcentajes de ocurrencia son:

$$\begin{aligned}
 \pi^0 &\rightarrow \gamma\gamma \quad [98.8\%] & \pi^0 &\rightarrow \gamma e^+ e^- \quad [1.2\%] \\
 \pi^+ &\rightarrow \mu^+ \nu_\mu \quad [99.99\%] & \pi^+ &\rightarrow e^+ \nu_e \quad [0.01\%] \\
 K^+ &\rightarrow \mu^+ \nu_\mu \quad [63.43\%] & K^+ &\rightarrow \pi^+ \pi^0 \quad [21.13\%] \\
 K^+ &\rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \quad [5.6\%] & K^+ &\rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e \quad [4.9\%]
 \end{aligned}
 \tag{2.20}$$

Tanto el desarrollo longitudinal como el lateral depende esencialmente de la energía del primario, entre más energía, su alcance es máximo, llegando al nivel del mar a velocidades relativistas, si la energía del primario es baja, el desarrollo de la cascada llega a su máximo cuando ésta “muere” en la atmósfera dejando sólo muones y neutrinos que eventualmente llegan a la superficie terrestre, tales efectos pueden analizarse en las figuras (2.7) y (2.8). Al igual que las cascadas iniciadas por electrones o fotones, aquí se define algunas veces el *tamaño de la cascada* N como el número de partículas secundarias, aunque otras veces, se especifica que N es sólo el número de electrones, denotándola N_e . Tal cantidad depende principalmente de la energía del primario, a mayor energía, se tendrá más partículas secundarias, aunque también depende del ángulo de incidencia (ángulo cenital) θ , y la altura h a la que ocurre la primera interacción.

Para este tipo de cascadas aproximadamente el 1% lo componen hadrones, cerca del 10% son muones y alrededor del 90% son electrones (positrones o negatrones) de baja energía y fotones. Las partículas más energéticas de la cascada se encuentran generalmente en el core o núcleo y son generalmente hadrones [8, p. 9].

Las cascadas hadrónicas pueden modelarse también con el modelo de Heitler, se asume que un nucleón de energía E_0 GeV interacciona en la atmósfera a una profundidad λ_0 , además pierde una fracción $(1 - k)$ de su energía en la interacción y produce m piones o partículas secundarias, donde un tercio de ellas no están cargadas y que decaen inmediatamente en rayos gamma γ de igual energía tal y como lo presenta el modelo de Heitler.

La profundidad atmosférica máxima, es entonces la suma de la profundidades máximas de la cascada electromagnética y la longitud de interacción del nucleón primario:

$$X_{max} = X_0 \ln \left[\frac{2(1-k)E_0}{(m/3)\epsilon_0} \right] + \lambda_N(E_0) \quad (2.21)$$

el número de total de electrones en su profundidad máxima:

$$N_e^{max} = \frac{1}{2} \frac{m}{3} \frac{(1-k)E_0}{\epsilon_0} \quad (2.22)$$

donde ϵ_0 es la energía perdida de los electrones en la cascada electromagnética por ionización. Los factores $1/3$ y $1/2$ surgen de la fracción de multiplicidad de los piones neutros y por la división de la energía de los piones respectivamente.

La parametrización del desarrollo longitudinal ha sido realizada por T.K. Gaisser como una función a la altitud de la primera interacción X_1 , se tiene que el número de electrones secundarios a una profundidad máxima X_{max} y con número de electrones máximo N_e^{max} es:

$$N_e(X) = N_e^{max} \left(\frac{X - X_1}{X_{max} - \lambda} \right)^{\frac{X_{max} - \lambda}{\lambda}} \exp - \left(\frac{X - X_1}{\lambda} \right) \quad (2.23)$$

donde λ es la trayectoria o recorrido libre promedio.

Un ajuste del modelo de Heitler para las cascadas aéreas que son iniciadas por un hadrón fue realizado por J. Matthews [16] introduciendo para ello algunos parámetros, en este ajuste el número de muones y el número total de piones que

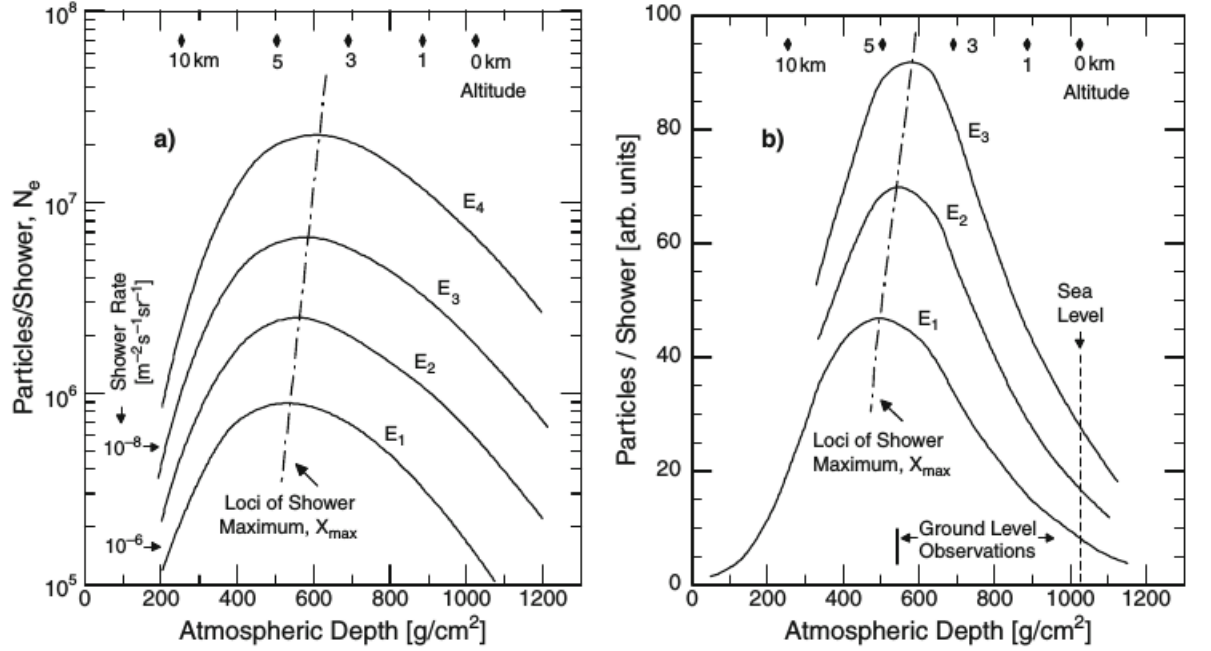


Figura 2.7. Gráfica del desarrollo longitudinal de una cascada iniciada por un hadrón. En el eje vertical se tiene al tamaño de la cascada N_e y en el eje horizontal (abajo) a la profundidad atmosférica X y la altitud h (arriba). A mayor energía (cada gráfica tiene su propia energía siendo $E_1 < E_2 < E_3 < E_4$), se alcanza un mayor número de secundarios. (Fuente: [8, p. 6])

decaen están relacionados de la siguiente manera:

$$\ln N_\mu = \ln N_\pi = n_c 2(m)/3 = \beta \ln(E_0/\epsilon_\pi) \quad (2.24)$$

donde ϵ es una energía efectiva, n_c se define como la cantidad de divisiones de la cascada (en el modelo de Heitler) requerida para que la energía por partícula sea reducida a una energía crítica E_C y es igual a:

$$n_c = \frac{\ln E_0/E_C^\pi}{\ln[(1 + N_{ch})/(1 - \frac{1}{3}\kappa)]} \quad (2.25)$$

N_{ch} y κ son el número de piones cargados y la fracción de la energía total dirigida hacia la producción de nuevos piones (π^\pm o π^0) respectivamente.

El número de muones es entonces:

$$N_\mu = (E_0/\epsilon_\pi)^\beta \quad (2.26)$$

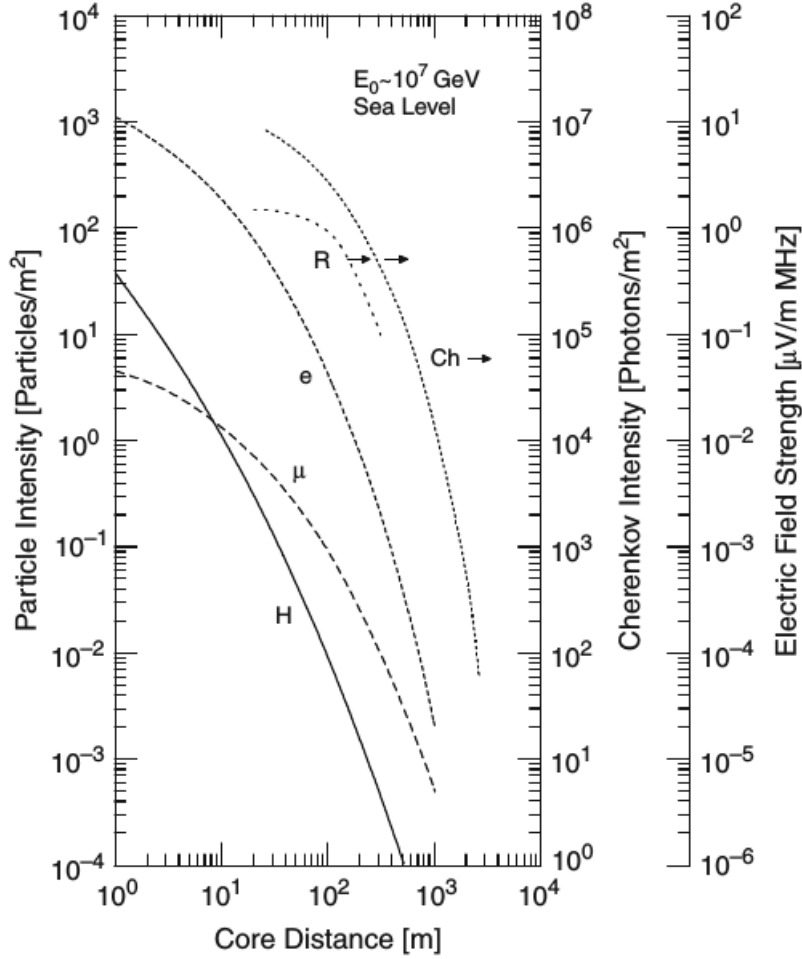


Figura 2.8. Gráfica del desarrollo lateral de una cascada iniciada por un hadrón (protón) con $E = 10^7$ GeV. Se grafica en el eje vertical el número de partículas secundarias por unidad de área (izquierda), a la intensidad Cherenkov (medio) y la intensidad del campo eléctrico (derecha). En el eje horizontal se tiene la distancia al núcleo o eje de la cascada. (Fuente [8, p. 7])

donde β es la fracción de multiplicidad de piones cargados. Matthews utiliza un valor de $\epsilon_\pi = 20$ GeV para obtener un valor realista del número total de muones y se obtiene para β :

$$\beta = \ln\left(\frac{2}{3}(m)\right) / (\ln(m)) = 0.85 \quad (2.27)$$

Con las relaciones anteriores es posible representar el desarrollo de cascadas iniciadas por núcleos más pesados, como por ejemplo He , O y Fe , utilizando el principio de superposición [26, p. 190]. Se representa la cascada iniciada por un núcleo de masa A y energía total E_0 como una superposición de A cascadas iniciadas por nucleones de energía E_0/A . La profundidad promedio del máximo de cascadas

de un núcleo de masa A es:

$$X_{max}^A = X_0 \ln \left[\frac{2(1-k)E_0}{(m/3)\epsilon_0 A} \right] + \lambda_N(E_0) = X_{max}^p - X_0 \ln A \quad (2.28)$$

Con las sustituciones correspondientes se puede encontrar el número total de muones secundarios con:

$$N_\mu^A = A[(E_0/A)/\epsilon_\pi]^\beta = A^{1-\beta} N_\mu^p \quad (2.29)$$

Lo que muestra la anterior relación, es que los núcleos pesados como el He , el O o el Fe producen más muones que un protón primario.

De esto se puede sacar información muy importante sobre las cascadas hadrónicas, las partículas secundarias dependen de la masa y de la energía del primario y aunque el número N_{max} de partículas puede ser el mismo, las cascadas iniciadas por un núcleo pesado produce más muones que las iniciadas por un protón, por lo que a la hora de detectar las partículas en los detectores terrestres, si se tiene un mayor flujo de muones es probable que el primario haya sido un núcleo pesado. Ésto se puede saber al obtener la razón entre el número de muones entre el número de electrones N_μ/N_e . Las profundidades dependen de la energía, y pueden alcanzar el nivel del mar, aunque existe una mayor tendencia en las cascadas iniciadas por núcleos pesados de tener una mayor profundidad. La componente muónica puede también tener cierta dependencia del ángulo cenital, es decir entre más inclinada sea la componente se tendrá una menor energía por muón que una cascada vertical aunque sean originadas por un mismo núcleo, por lo que los muones en la componente inclinada, es probable que dacaigan en más muones en vez de interactuar con otras partículas.

2.5. Métodos de Detección de CAE

En las secciones anteriores se han visto las principales características del desarrollo de las CAE, por lo que podemos esperar cierta información a la hora de detectarlos. En esta sección se verán los distintos tipos de detectores y los métodos más usuales para reconstruir los datos.

A lo largo de los años se han desarrollado distintas técnicas para detectar

CAE, entre ellas están los detectores Cherenkov y los detectores fluorescentes de aire. Estos métodos utilizan equipos distintos y tienen ventajas y desventajas. En general cuando se busca detectar CAE debe tomarse en cuenta la altitud de detección, dependiendo de la energía de las CAE los detectores pueden estar en la superficie terrestre en las zonas más bajas, pues de lo contrario podría ser peligroso la exposición a Rayos Cósmicos de alta energía, si las CAE tienen aproximadamente 10^{14} eV – 10^{15} eV, se prefiere zonas de baja altitud, pues se puede observar el tamaño máximo de la cascada, es decir, el mayor número de partículas de una cascada, ya que la densidad de partículas se concentra en el núcleo de la cascada y a mayor profundidad, la densidad disminuye. Si las CAE no son tan energéticas pueden detectarse en zonas de mayor altitud, pues a cierta altitud las CAE tienen su mayor tamaño. La detección de CAE depende también de las condiciones ambientales, como la temperatura, los ciclos lunares, el clima, etc. También se debe definir qué tipo de partículas se busca estudiar, ya sea que se estudien muones, partículas electromagnéticas, entre otras, las técnicas varían. Una ventaja a la hora de recolectar datos, es realizar simulaciones en condiciones similares en donde se encuentran los detectores, de esta manera se puede tener información cuantitativa y cualitativa sobre qué es lo que se espera en los detectores. En el capítulo 3 se hablará sobre la Colaboración LAGO que busca detectar rayos gamma principalmente con detectores Cherenkov y en el capítulo 4 se realizarán simulaciones de lo que se espera en un detector Cherenkov ubicado en la capital de Guatemala.

2.5.1. Detectores Cherenkov

Son detectores de partículas que para detectar las cascadas utilizan el fenómeno de radiación Cherenkov, que consiste en que una partícula produce radiación en un medio al moverse más rápido que la velocidad de la luz en ese medio, por lo que la detección consiste en un sistema electrónico que se activa al detectar la radiación Cherenkov. Generalmente los tanques se llenan de agua hiperpura. Este tipo de detector se utiliza para medir la distribución lateral de la cascada aunque también es posible obtener información sobre la distribución longitudinal de la cascada, por lo que tal tipo de detector permite una representación en 3 dimensiones de la cascada.

Los detectores que utilizan este método regularmente se colocan a grandes alturas y dependen también del clima del área, pues condiciones como el polvo, demasiadas precipitaciones o alta nubosidad pueden disminuir el funcionamiento de

los detectores Cherenkov. Los datos más importantes que se adquieren con estos detectores, son la densidad de partículas ρ , el tiempo de llegada t de los fotones ópticos (los que son producidos en la radiación Cherenkov), y las coordenadas del detector x , y y ϕ . Con estos datos es posible reconstruir la información del desarrollo de la cascada, analizando únicamente los fotones de Cherenkov que el detector reconoce al interactuar las partículas secundarias con el medio contenido en el detector, debido a esta razón los detectores Cherenkov son llamados también como *calorímetros atmosféricos Cherenkov*. Otra ventaja que ofrece este método de detección, es que en los detectores Cherenkov se graba la incidencia de un tipo de ráfaga de fotones que no están sujetos a fluctuaciones al no medirse individualmente fotón por fotón. Sin embargo, en los detectores Cherenkov sí existe un tipo de fluctuaciones pero de diversa naturaleza por lo que son tratados de una manera diferente. En el siguiente capítulo se aborda el funcionamiento teórico y experimental de los detectores Cherenkov.

2.5.2. Detectores de Fluorescencia

El principio que se utiliza en este tipo de detectores, es el fenómeno conocido como fluorescencia, que se da cuando las partículas de la cascada de alta energía al colisionar con componentes de la atmósfera terrestre principalmente moléculas e iones de nitrógeno, provoca que los átomos sean excitados y emitan luz fluorescente que generalmente es luz ultravioleta. Aproximadamente el 0.005 % de la energía de una CAE se convierte en luz fluorescente. La emisión de la luz fluorescente es tal que se propaga isotrópicamente, lo que supone que en principio se pueda detectar en toda dirección, por lo que no es necesario apuntar a una dirección específica, como en los detectores anteriores. Lo que se recolecta en este tipo de detector, son la densidad ρ de fotones, el ángulo cenital y azimutal θ y ϕ , y el tiempo de llegada t de los fotones. Según la información a recolectar, este tipo de detector lo que necesita es un *tipo de detector de imagen hemisféricamente sensitivo* que regularmente es llamado *Fly'sEye* porque recuerda al ojo de una mosca.

2.5.3. Arreglo de Detectores de Superficie

Para recolectar la mayor información posible de la distribución lateral de las CAE se ha utilizado en diversos proyectos de detección arreglos de detectores de superficie, que son un gran número de detectores ya sea de Cherenkov, telescopios de fluorescencia, contadores Geiger, centelleadores, etc, también pueden consistir en una combinación de varios tipos de detectores como es el caso del Observatorio Pierre Auger que consta de 1600 detectores Cherenkov que forman un sólo detector de superficie y de 24 telescopios de fluorescencia distribuidos en un área de 3000 km² [2, p. 56].

Este arreglo de detectores consta de muchos detectores que están distribuidos sobre una superficie para detectar cascadas de partículas que llegan en forma de disco, es decir, que se detecta una muestra en dos dimensiones en forma circular u ovalado de partículas de las CAE, similar a la que se muestra en la figura (2.9). Tal muestra es de un instante determinado Δt y una cierta etapa de la cascada, por lo que proporciona muy poca información sobre el desarrollo longitudinal de la cascada. El patrón detectado tiene una forma circular si la cascada incidente es vertical, pero puede que en las cascadas se presenten fluctuaciones debido a efectos como el campo geomagnético y se obtenga información alterada que deba corregirse. El tiempo en el que los detectores se activan y graban la información sobre la cascadas que inciden en ellos puede ser calculado si se conoce el ángulo cenital de incidencia θ de la cascada de la siguiente manera: $\Delta t = d \cos \theta / c$ donde d es el diámetro del arreglo y c es la velocidad de la luz. En la figura (2.9) se tiene datos a partir de una parametrización [6] similar a la parametrización NKG visto en secciones anteriores, para la distribución lateral de la componente electromagnética de una cascada. En esta parametrización la densidad de la distribución ρ depende de la edad s de la cascada y el radio de Molière r_M :

$$r_M = \frac{C_1(s)N_s}{2\pi r_M^2} \left(\frac{r}{r_M}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_M}\right)^{s-9/2} \left(1 + C_2 \left(\frac{r}{r_M}\right)^\delta\right) \quad (2.30)$$

Con $s = 1.25$, $\delta = 1$ y $C_2 = 0.088$ para cascadas de $N_e = 10^6$ partículas a nivel del mar.

Cada número en la figura (2.9) representa el número de partículas detectadas por cada detector individual, los círculos dibujados representan la zona de mayor densidad, y la posición del núcleo está marcado con una x. La figura (2.9) se obtuvo a partir de cierta fórmula, sin embargo en la realidad muchas veces se asumen

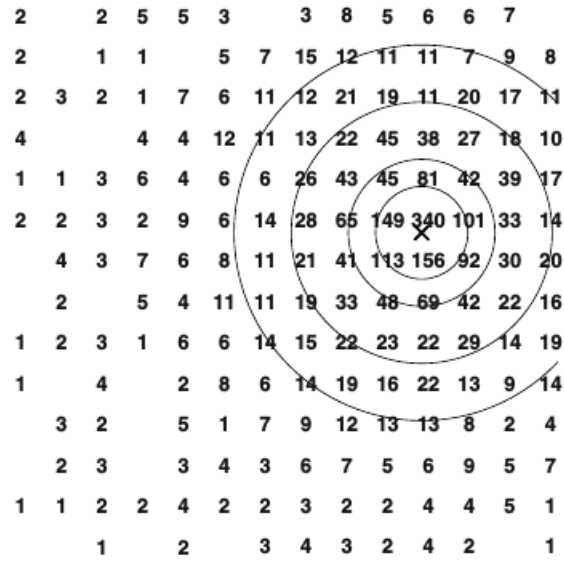


Figura 2.9. Mapa de una cascada aérea obtenida por un arreglo de detectores. [26, p. 196]

condiciones como por ejemplo, simetría azimutal.

3. Colaboración LAGO en Guatemala

3.1. ¿Qué es la Colaboración LAGO?

El proyecto LAGO (Latin American Giant Observatory) es una colaboración latinoamericana creada con el objetivo de detectar Rayos C3smicos de alta energ3a (superiores a 100 GeV) empleando para ello arreglos de detectores Cherenkov de agua (véase figura 3.1) instalados a distintas alturas. Los pa3ses colaboradores son Argentina, Bolivia, Brasil, Colombia, Ecuador, Espa3a, Guatemala, M3xico, Per3 y Venezuela. El detector ubicado en Guatemala utiliza la t3cnica conocida como "part3cula 3nica", que consiste en realizar un conteo de todas las part3culas secundarias que llegan al detector en un intervalo de tiempo y a partir de ello calcular la tasa de flujo base para el detector. El proyecto LAGO b3sicamente est3 orientado a la investigaci3n en tres ramas de la f3sica de astropart3culas: Astropart3culas de alta energ3a, el fen3meno del Clima Espacial y la Radiaci3n Atmosf3rica al nivel del suelo.

3.1.1. Brote de Rayos Gamma (BRG)

El proyecto LAGO, entonces tiene como uno de sus objetivos principales la detecci3n de lo que se conoce como Brote de Rayos Gamma (BRG), que son hasta ahora los eventos m3s energ3ticos que podemos observar en el universo. El brote de rayos gamma es una emisi3n repentina de radiaci3n electromagn3tica que dura aproximadamente desde unos cuantos milisegundos hasta varias horas. Estos eventos altamente energ3ticos pueden categorizarse en BRG de corta duraci3n (sGRB por sus siglas en ingl3s) que suelen tardar unos pocos segundos, y los BRG de larga duraci3n (lGRB) que generalmente se asocian al colapso de una estrella masiva. Unos pocos eventos de 3stos se observan por d3a y son de mucho inter3s principalmente en astrof3sica.

Los BRG fueron casualmente descubiertos por los sat3lites Vela (EEUU) y

Konus (URSS) cuando los análisis de datos recogidos apuntaban a un origen no terrestre. Los BRG de corta duración podrían estar producidos en fusiones de agujeros negros o de estrellas de neutrones, debido a agujeros negros en rotación, [27, p. 154]. Los BRG de larga duración representan emisiones de rayos gamma altamente no termales, que van desde un rango de energía de unos pocos keV hasta docenas de GeV. [27, p. 154]. Los primeros datos que fueron de importancia para comprender la naturaleza de los BRG fueron proporcionados por BATSE, un instrumento para detectar BRG en el observatorio de Rayos Gamma Compton, que confirmaron que en efecto, los BRG tienen un origen cosmológico. Hoy en día existen diversos proyectos que estudian este fenómeno, instalando diversos detectores en diferentes zonas del planeta, entre ellas la colaboración LAGO. Para el estudio de los BRG, en la colaboración LAGO se utilizan detectores de agua Cherenkov para detectar partículas secundarias producidas por los rayos gamma al interactuar con los componentes de la atmósfera (CAE) tal y como se trató en el capítulo 2, con la información de las CAE es posible estudiar el origen y el comportamiento de los BRG.

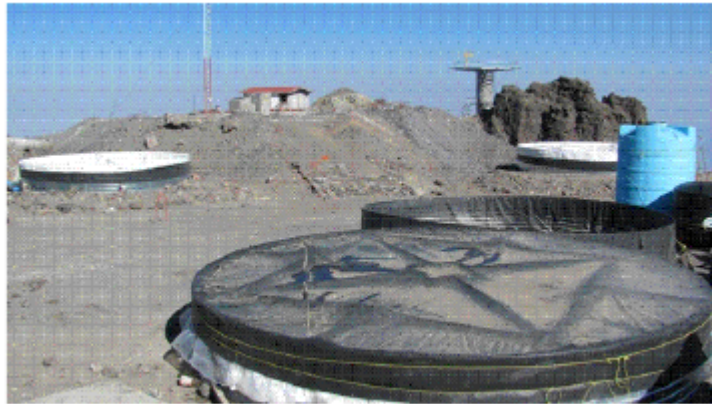


Figura 3.1. Detector de agua Cherenkov instalado en México. (Fuente: [20])

3.1.2. Radiación Atmosférica, Meteorología y Climatología Espacial

Los Rayos Cósmicos que llegan a la atmósfera interactúan inevitablemente con ella, absorbiendo o emitiendo radiación y afectando de esta manera el comportamiento de la atmósfera produciendo fenómenos meteorológicos como las corrientes oceánicas, los cambios de temperatura y las corrientes atmosféricas. A esta radiación (energía emitida o absorbida en la atmósfera) se le conoce como radiación atmosférica.

rica y es debida principalmente a la radiación proveniente del Sol.

Se conoce como “clima espacial” a los fenómenos físicos que ocurren entre la atmósfera terrestre y el Sol (ionosfera y magnetósfera principalmente) y que pueden afectar los distintos sistemas tecnológicos en la Tierra y pueden ser potencialmente dañinos a la vida humana siendo el Sol la causa principal de estos fenómenos. La meteorología y la climatología espacial son disciplinas que se encargan de observar, comprender y predecir las condiciones temporales del Sol, el espacio que comprende la atmósfera terrestre y aún el espacio interplanetario¹. Entre los fenómenos que se estudian están: los vientos solares, las erupciones solares, tormentas geomagnéticas, eyecciones de masa coronal, auroras boreales, etc, utilizando para ello diversos satélites como el *Deep Space Climate Observatory*, estos fenómenos afectan directamente al entorno terrestre y por lo tanto, afectan satélites y cohetes espaciales que se encuentran orbitando en los alrededores de la Tierra, por lo que esta disciplina se ha vuelto muy importante conforme se ha aumentado la tecnología espacial en los últimos años. La meteorología espacial es diferente a la meteorología terrestre, que como su nombre lo indica, se limita sólo a los fenómenos ocurridos dentro del planeta Tierra.

3.2. Descripción Física de la Radiación Cherenkov

La radiación Cherenkov es un fenómeno físico que consiste en la emisión de radiación debido a una partícula cargada viajando con una velocidad v tal que es mayor que la velocidad de la luz c en un medio de índice de refracción n , este fenómeno fue observado por el físico soviético P.A. Cherenkov en 1934, más tarde, en 1937, Tamm y Frank desarrollaron la teoría, proveyendo una explicación para el fenómeno observado tres años antes. La radiación Cherenkov es el resultado de la interacción de las moléculas que constituyen el material y el campo eléctrico de la partícula cargada en movimiento, de esta manera el campo eléctrico afecta directamente la distribución en el que se encuentran originalmente las moléculas quienes se redistribuyen de tal manera que forman dipolos a lo largo de la trayectoria de la partícula. Si la partícula se mueve con $v > c/n$ la distribución de los dipolos en el medio no es simétrica a lo largo de la trayectoria de la partícula cargada y es de tal forma que el momento dipolar es significativo y además, la variación temporal del campo provocado por los dipolos resulta en la emisión de radiación

¹http://www.wmo.int/pages/prog/sat/spaceweather-intro_en.php

electromagnética. Si por el contrario la partícula se mueve con $v < c/n$ el arreglo de los dipolos es simétrica a lo largo de la trayectoria de la partícula cargada, por lo que el campo eléctrico del dipolo integrado sobre todos los dipolos es cero, por tanto no ocurre radiación. En la figura (3.2) se observa estos dos casos. Frank y Tamm, en su explicación encontraron que la energía radiada como radiación de Cherenkov por unidad de distancia a lo largo de la trayectoria de la partícula cargada está dada por:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{(ze)^2}{c^2} \int \omega \left(1 - \frac{1}{\beta\epsilon(\omega)}\right) d\omega \quad (3.1)$$

donde ze es la carga de la partícula, ω es la frecuencia angular del campo electromagnético y ϵ es la permitividad del medio. De la anterior relación se observa que la energía radiada depende fuertemente de la frecuencia, por lo que algunos medios facilitan más que otros la emisión de radiación, por esta razón se escoge regularmente agua hiperpura como medio dispersivo.

El ángulo θ_C que forman los fotones emitidos en la radiación Cherenkov, generalmente conocidos como fotones Cherenkov, con la trayectoria de la partícula cargada, puede ser encontrado a partir de la figura geométrica formada por los puntos ABC presentada también en la figura (3.2). Si se parte del punto A , la partícula cargada viaja una distancia de $AB = t\beta c$. Un fotón se emite también en el punto A que viaja una distancia $AC = tc/n$. Aquí t es el tiempo que tardan las partículas en recorrer las distancias AB y AC respectivamente. Por lo tanto :

$$\cos \theta_C = \frac{AC}{AB} \quad (3.2)$$

$$\rightarrow \theta_C = \cos^{-1} \frac{c}{n\beta c} = \cos^{-1} \frac{1}{n\beta} \quad (3.3)$$

donde:

$$\beta = v/c \quad (3.4)$$

El ángulo θ_C , conocido como *ángulo Cherenkov*, en la que la radiación es emitida puede ser interpretado cualitativamente como una onda de choque electromagnética, algo así como lo que ocurre en una onda de choque mecánica, cuando un objeto viaja más rápido que la velocidad del sonido en un medio. En el lado izquierdo de la figura (3.3) se observa un conjunto de ondas esféricas sucesivas moviéndose con velocidad c/n a partir de posiciones sucesivas instantáneas de una partícula moviéndose con velocidad constante $v < c/n$. En el lado derecho $v > c/n$, por lo que las ondas se interfieren para producir un frente de “choque” cuyo ángulo es el complemento de

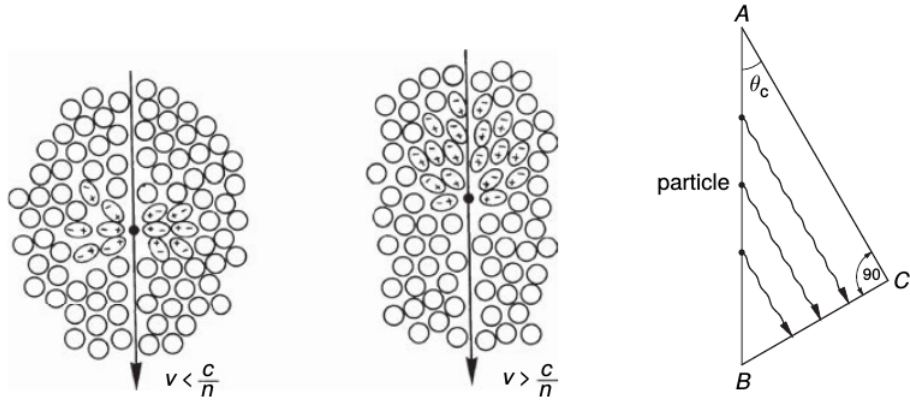


Figura 3.2. Trayectoria de una partícula cargada en un medio material cuando $v < c/n$ y $v > c/n$ y además se muestra el ángulo θ_C formado por la trayectoria de la partícula y los fotones Cherenkov emitidos. (Fuente: [9, p. 142])

θ_C . Un observador en reposo ve un frente de onda moviéndose en la dirección de θ_C .

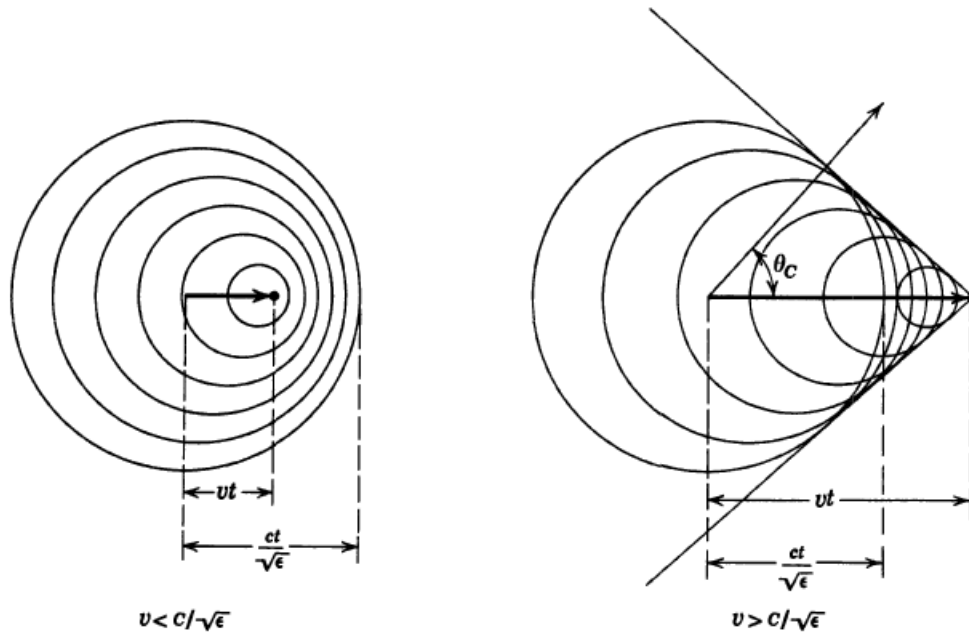


Figura 3.3. Ondas esféricas que se forman debido a una partícula que viaja con $v < c/n$ y $v > c/n$ respectivamente. En el lado derecho, una onda de choque electromagnética se produce debido a que v es mayor que la velocidad de la luz en el medio, y se mueve en la dirección del ángulo Cherenkov θ_C . (Fuente: [12, p. 639])

El número total de fotones que se emiten por unidad de longitud en términos

de la frecuencia ω es:

$$\frac{dN}{dx} = \frac{z^2\alpha}{c} \int \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)}\right) d\omega \quad (3.5)$$

donde z es la carga de la partícula y α es la constante de estructura fina $\alpha \equiv (e^2\hbar c)$. En la relación anterior se puede obtener un valor umbral para β de manera que pueda emitirse radiación Cherenkov, tal umbral se da cuando:

$$\beta > \frac{1}{n(\omega)} \quad (3.6)$$

En general, el número de fotones emitidos por una partícula que viaja en un medio con velocidad mayor que la velocidad de la luz en dicho medio, por unidad de energía, por unidad de longitud, es dada por la fórmula de Frank y Tamm:

$$\frac{d^2N}{dEdx} = \frac{\alpha z^2}{\hbar c} \sin^2 \theta_C = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \quad (3.7)$$

donde $\sin^2 \theta_C = \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right)$ debido a la relación (3.3).

3.3. Detector de Agua Cherenkov

El detector de agua Cherenkov (WCD por sus siglas en inglés) consiste básicamente en un recipiente que contiene generalmente agua hiperpura y su funcionamiento es similar al de un calorímetro, el recipiente es cubierto por un material que es capaz de reflejar la radiación emitida por fotones que inciden en él, la radiación luego es captada por un tubo fotomultiplicador (ver figura 3.4), que como su nombre lo indica, multiplica o amplifica la señal que recibe originalmente. En Guatemala, se utiliza como detector un tanque de agua con capacidad de 1000 galones.

Cuando una partícula cargada entra en el detector e interacciona con el medio, se satisface la relación (3.1), emitiéndose así una energía E después que dicha partícula atraviese una longitud x y, al mismo tiempo se habrán emitido N fotones Cherenkov. Considerando el índice de refracción n constante y que un fotón de longitud de onda λ tiene una energía $E = 2\pi\hbar c/\lambda$, entonces el número de fotones Cherenkov emitidos durante la emisión de radiación de la partícula en el detector es:

$$N = 2\pi\alpha x \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right) \quad (3.8)$$

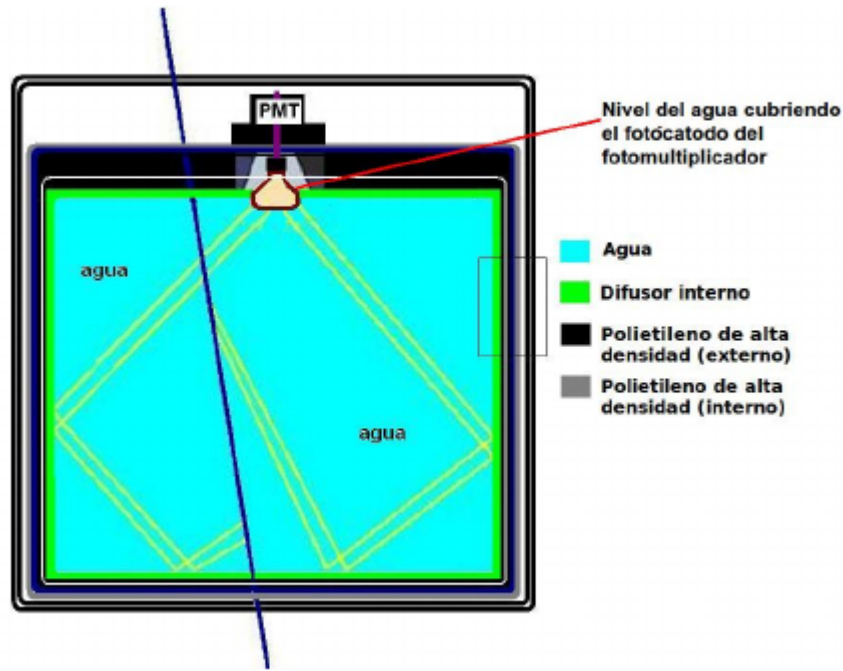


Figura 3.4. Diagrama esquemático de un detector Cherenkov de agua. Se observan los distintos componentes como el agua hiperpura, el tubo fotomultiplicador y el material con el que está recubierto el recipiente, la línea azul representa la trayectoria de un rayo cósmico que incide en el detector (Fuente: [24, p. 36]).

donde x es la longitud de la trayectoria de la partícula en el radiador, α es la constante de estructura fina, λ_1 y λ_2 son el rango de longitudes de onda de las partículas emitidas, β puede considerarse dependiente del momento p de una partícula teniendo en cuenta que la velocidad de la partícula es $v = \beta c$ por lo que relacionando el momento $p = mv$ con β y la masa en reposo ($m = m_0\gamma$), se tiene que $p \equiv mv = \beta\gamma m_0c$, y por lo tanto:

$$\beta(p) = \left[1 + \left(\frac{m_0c}{p} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (3.9)$$

lo que implica que es posible conocer la cantidad N de fotones Cherenkov emitidos dado el momento de la partícula incidente en un medio dispersivo con índice de refracción n .

El intervalo de longitudes de onda depende de las características del detector, específicamente del tubo fotomultiplicador. El número de fotoelectrones recolectados

en el fotomultiplicador N_{fe} se obtiene a partir de (3.7) y es igual a:

$$N_{fe} = x \frac{z^2 \alpha}{\hbar c} \int dE \epsilon(E) \sin^2 \theta_C(E) \quad (3.10)$$

donde x es la longitud recorrida por la partícula en el radiador y $\epsilon(E)$ es la eficiencia de recolección y detección de fotones Cherenkov y se define como:

$$\epsilon(E) = \epsilon_{rec}(E) \epsilon_{det}(E) \quad (3.11)$$

En (3.11), $\epsilon(E)$ depende de la geometría del detector y de qué tanto es capaz de absorber o reflejar la radiación en el interior del detector. Si se asume que en el rango de energías $E' - E''$ los fotones en el detector no son absorbidos por el detector, entonces la eficiencia es $\epsilon_{rec} \simeq 1$ y no depende de la energía. $\epsilon_{det}(E)$ depende de la eficiencia fotoeléctrica y si E' es el umbral de fotoemisión entonces:

$$\epsilon_{det}(E) = f(E) \quad E' \leq E \leq E'' \quad (3.12)$$

Teniendo en cuenta lo anterior, el número de fotoelectrones se puede reescribir como:

$$N_{fe} \leq L \frac{z^2 \alpha}{\hbar c} N_0 \langle \sin^2 \theta_C \rangle \quad (3.13)$$

donde:

$$N_0 \simeq \int_{E'}^{E''} dE f(E) \quad (3.14)$$

$$\langle \sin^2 \theta_C \rangle = \frac{1}{N_0} \int_{E'}^{E''} dE f(E) \sin^2 \theta_C(E) \quad (3.15)$$

3.4. Tubo Fotomultiplicador (PMT)

El Tubo Fotomultiplicador (PMT) (ver figura 3.5), es un dispositivo que convierte fotones en el rango que abarca radiación ultravioleta al espectro visible, fotones de alta energía (rayos X y rayos Gamma) y partículas ionizantes utilizando centelleadores, convirtiendo los fotones en fotoelectrones a través del efecto fotoeléctrico, creando así una corriente eléctrica que puede ser medida. El PMT consta de un fotocátodo, en el que los fotones colisionan creando fotoelectrones que son dirigidos a un segundo componente llamado multiplicador. Éste a su vez recoge los fotoelectrones y aumenta su número para crear una mayor corriente. Luego los fotoelectrones llegan a un tercer componente, el ánodo, donde se recolecta una carga

de hasta $e \times 10^9 \approx 10^{-10}$ C. Si el intervalo temporal de recolección es del orden de 10^{-6} segundos se obtiene una corriente en el ánodo de 10 mA, aproximadamente.



Figura 3.5. Fotomultiplicador utilizado en el detector de Guatemala.

A continuación se describen los principales componentes que conforman al fotomultiplicador:

1. **Fotocátodo:** Es el componente que convierte al flujo de fotones detectados en flujo de electrones (usualmente denominados fotoelectrones) por el efecto fotoeléctrico. Está hecho de un material fotosensible, regularmente una mezcla de sales de metales alcalinos o alcalinotérreos, que absorbe la energía depositada por los fotones, de esta manera se liberan los electrones ligados a los átomos que componen dicho material. La energía cinética del electrón liberado, o fotoelectrón, está dada por:

$$W = \hbar\omega - \phi \quad (3.16)$$

donde ϕ es la función de trabajo. La producción de fotoelectrones ocurrirá bajo una cierta probabilidad conocida comúnmente como eficiencia cuántica, η , y se define como:

$$\eta(\lambda) \equiv \frac{\text{No. fotoelectrones emitidos}}{\text{No. fotones incidentes}} = \frac{N_{fe}}{N_{\gamma}(\lambda)} \quad (3.17)$$

donde $N_{\gamma}(\lambda)$ representa el número de fotones incidentes con longitud de onda λ .

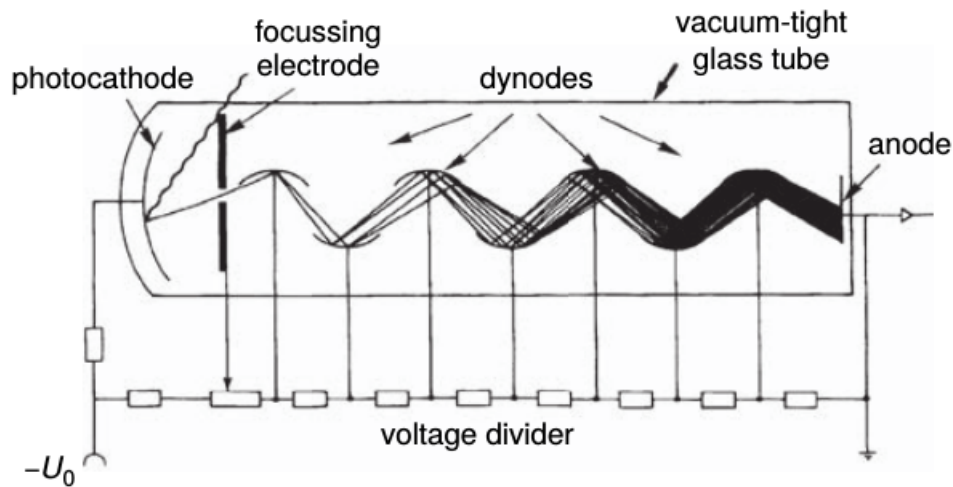


Figura 3.6. Diagrama esquemático del funcionamiento del fotomultiplicador. (Fuente: [9, p. 131])

2. **Sistema óptico para electrones:** Es el componente que se encarga de enfocar al fotoelectrón emitido hacia el primer dínodo del multiplicador y está señalada en la figura (3.6) con el nombre *focussing electrode* o electrodo de enfoque. El fotoelectrón debe seguir una trayectoria definida hacia el multiplicador, debido a líneas equipotenciales producidos por el electrodo de enfoque (ver figura 3.7)

El sistema óptico para electrones debe satisfacer estas características:

- a) Enfocar el mayor número de fotoelectrones hacia el multiplicador independientemente de su posición y velocidad iniciales. La razón entre el número de electrones que alcanzan el área útil del primer dínodo y el número de electrones emitidos se denomina *eficiencia de colección*.
- b) De igual manera, el tiempo que tarda el fotoelectrón viajando desde el fotocátodo al multiplicador, denominado tiempo de tránsito (TT), debe ser independiente de su posición y velocidad iniciales.

La diferencia entre las trayectorias recorridas por los fotoelectrones además de la energía que éstos poseen, provocan una alteración en el tiempo de tránsito, la diferencia entre las trayectorias recorridas provoca la *diferencia de tiempo de tránsito TTD* que se define a lo largo de la longitud de las trayectorias L y $L + \Delta L$ y depende principalmente de la geometría del sistema óptico entre otros parámetros, la TTD se define como:

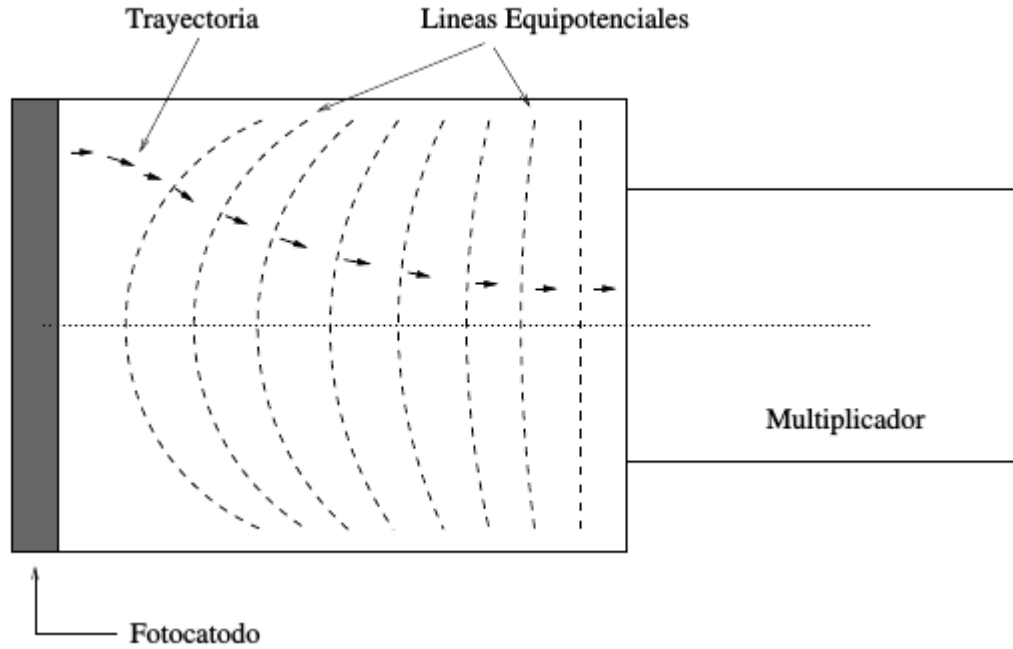


Figura 3.7. Líneas equipotenciales provocado por un electrodo que determinará la trayectoria a seguir de los fotoelectrones hacia el multiplicador. (Fuente: [1, p. 17])

$$\sigma_{TTD} = \Delta L \sqrt{\frac{m_e}{2e\mathcal{E}L}} \quad (3.18)$$

donde m_e es la masa del electrón, e la carga fundamental y \mathcal{E} la magnitud del campo eléctrico uniforme. La diferencia entre energías provoca el *ensanchamiento del tiempo de tránsito (TTS)*, y se define como [1, p. 18]:

$$\sigma_{TTS} = \sqrt{\frac{2m_e W}{e^2 \mathcal{E}^2}} \quad (3.19)$$

3. **Multiplicador de electrones:** Después de que los electrones son enfocados mediante líneas equipotenciales hacia el primer dínodo o electrodo, son multiplicados mediante una emisión secundaria de electrones que pasan al siguiente dínodo y así sucesivamente por toda la serie de dínodos que componen al multiplicador. El espacio entre dos dínodos está caracterizado por la eficiencia de colección n , y cada dínodo está caracterizado por un *coeficiente de emisión secundaria* δ . La ganancia M (magnitud de una señal de salida respecto a su

señal de entrada) del multiplicador se calcula a partir de:

$$M = n(\delta_1)(n_1)(\delta_2)(n_2)(\delta_3)(n_3)\dots(\delta_N)(n_N) = n \prod_{i=1}^N (\delta_i)(n_i) \quad (3.20)$$

donde N es el número total de etapas (espacio entre dínodos) que conforman al multiplicador, n_i es la eficiencia de colección de la etapa i y n es la eficiencia de colección del primer dínodo.

A veces se pueden presentar fluctuaciones que afectan el cálculo de la ganancia debido a la estructura de cada uno de los dínodos pues no siempre son iguales, sin embargo, tales fluctuaciones pueden reducirse si se aumenta y uniformiza el coeficiente de emisión secundaria para todos los dínodos, y también al igualar la eficiencia de colección entre los dínodos.

4. **Ánodo:** Es un electrodo con una geometría determinada para ser capaz de recolectar todos los electrones secundarios emitidos por el último dínodo. Su configuración es tal que se produce un campo eléctrico entre el último dínodo y el ánodo para disminuir los efectos de carga de espacio debido a emisiones termoiónicas que se presentan en todos los tubos al vacío.

3.4.1. Forma del Pulso Electrónico del Tubo Fotomultiplicador

El funcionamiento del circuito eléctrico del PMT equivale al de un generador de corriente, típicamente constituido por una fuente de corriente en paralelo con una resistencia R_0 y un capacitor C_0 (ver figura 3.8).

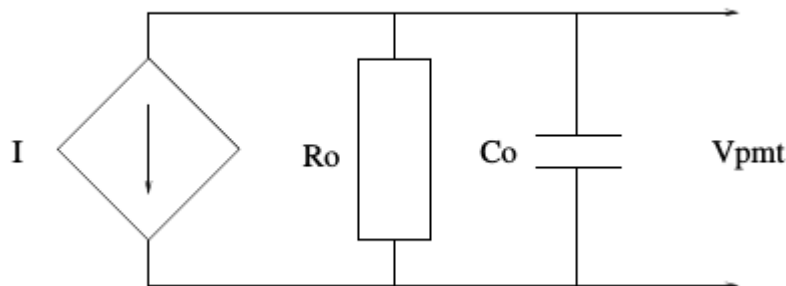


Figura 3.8. Circuito equivalente del tubo fotomultiplicador. (Fuente: [1, p. 20])

Mediante la ley de Kirchhoff se encuentra la relación entre la corriente, la resistencia y la capacitancia:

$$I(t) + \frac{V_{PMT}(t)}{R_0} + C_0 \frac{dV_{PMT}(t)}{dt} \quad (3.21)$$

si $\tau_0 = R_0 C_0$

El voltaje de salida se expresa de la siguiente manera:

$$V_{PMT}(t) = -\frac{e^{-t/\tau_0}}{C_0} \int_0^t dx I(x) e^{x/\tau_0} \quad (3.22)$$

3.4.2. Voltaje y Respuesta a un Pulso de Luz de un Centelleador

El número N de fotones emitidos en el tiempo t sigue una ley exponencial, con τ_s siendo la constante de decaimiento, de la siguiente manera [4, p. 172]:

$$N_{fe}(t) = \frac{N_0}{\tau_s} e^{-t/\tau_s}, \quad t \geq 0 \quad (3.23)$$

y por lo tanto, la corriente en el fotomultiplicador es:

$$I(t) = \frac{MeN_{fe}}{\tau_s} e^{-t/\tau_s}, \quad t \geq 0 \quad (3.24)$$

donde M es la ganancia del fotomultiplicador dada por (3.20), e la carga del electrón y N_{fe} el número de fotoelectrones producidos en un tiempo t . El voltaje en el ánodo se puede encontrar utilizando (3.22):

$$V(t) = \begin{cases} \frac{MN_{fe}R_0e}{\tau_s^2} t e^{-t/\tau_s} & \text{para } \tau = \tau_s \\ \frac{-MN_{fe}R_0e}{\tau - \tau_s} [e^{-t/\tau_s} - e^{-t/\tau}] & \text{para } \tau \neq \tau_s \end{cases} \quad (3.25)$$

donde $\tau = R_0 C_0$. Además se introducen los siguientes parámetros:

$$V_0 = \frac{MN_{fe}R_0e}{\tau - \tau_s} \quad (3.26)$$

$$k = \tau/\tau_s \quad (3.27)$$

por tanto, se obtiene:

$$V_{PMT}(t) = -V_0(e^{-t/\tau_s} - e^{-\frac{t}{k\tau_s}}) \quad (3.28)$$

Entonces el voltaje máximo en el fotomultiplicador se da cuando $t = t_{ext}$ y el valor de V_{PMT} es:

$$V_{PMT(ext)} = -V_0(k^{\frac{k}{1-k}} - k^{\frac{1}{1-k}}) \quad (3.29)$$

con:

$$t_{ext} = -\frac{k\tau_s}{1-k} \ln k \quad (3.30)$$

3.4.3. Tiempos Característicos

Existen 3 tiempos característicos en el fotomultiplicador

1. RT t_R : Rise time, de sus siglas en inglés. Es el tiempo en el que la corriente del ánodo de incrementa del 10 % al 90 % del valor máximo,
2. FT t_F : Fall time por sus siglas en inglés. Es el tiempo en el que la corriente del ánodo disminuye del 90 % al 10 % de su valor máximo.
3. FWHM: Full with at half maximum por sus siglas en inglés. Es el tiempo en el que la corriente del ánodo es el 50 % de su valor máximo.

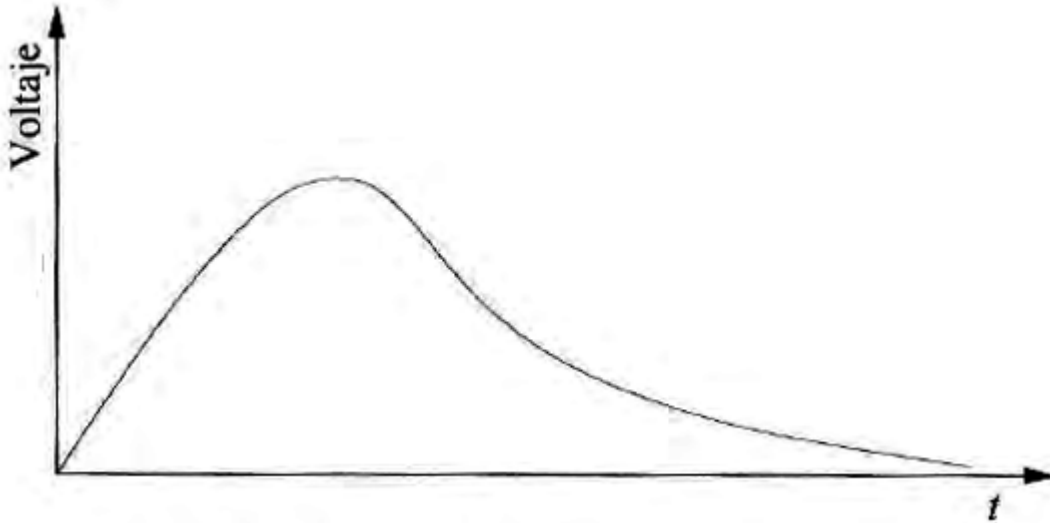


Figura 3.9. Típica forma de la señal electrónica en el ánodo para un pulso de luz de un centelleador. (Fuente: [4, p.178])

4. Resultados y Análisis de las Simulaciones en CORSIKA

4.1. CORSIKA (Cosmic Ray Simulation for Cascade)

CORSIKA es un software computacional destinado a la simulación de Cascadas Aéreas Extensas debido a interacciones de partículas de rayos cósmicos de alta energía ($> 10^{18}$ eV). Utiliza el método Monte Carlo para las simulaciones (ver apéndice A para la instalación de CORSIKA). El programa fue desarrollado para simular el experimento KASCADE en Karlsruhe en Alemania. El programa CORSIKA permite simular interacciones y decaimientos de núcleos, hadrones, muones, electrones y fotones en la atmósfera con energías arriba de 10^{20} eV. El programa se divide en 4 partes, la primera realiza el decaimiento de partículas inestables y el rastreo de partículas teniendo en cuenta la pérdida de energía por ionización y la deflexión por dispersión múltiple y por el campo magnético de la Tierra. La segunda parte trata las interacciones de núcleos y hadrones con núcleos de elementos del aire a altas energías. La tercera parte simula las interacciones hadrónicas a bajas energías y la cuarta parte describe el transporte e interacciones de electrones, positrones y fotones [10, p. 11].

Las interacciones hadrónicas son simuladas en CORSIKA por varios modelos dependiendo de la energía. Si la energía es lo suficientemente alta, la interacción es tratada por uno de los siguientes modelos: VENUS, QGSJET, DPMJET, SIBYLL O HDPM. Los modelos de alta energía alcanzan sus límites cuando la energía disponible para la generación de partículas secundarias llega a un valor mínimo. Entonces uno de los modelos de baja energía GHEISHA o ISOBAR empieza a funcionar. Para GHEISHA la energía de transición es 12 GeV, correspondiente a la energía en el marco del laboratorio de 80 GeV. Para ISOBAR los valores son $E_{cm} = 10$ GeV y

$E_{lab} = 50$ GeV. En la presente tesis se utiliza el modelo de alta energía QGSJET (Quark Gluon String model with JETs) que según varias publicaciones prevalece sobre SIBYLL. Y para baja energía se utiliza el modelo GHEISHA debido a la elección de QGSJET. A continuación se explican cada uno de los modelos:

4.1.1. Modelos de Interacciones Hadrónicas de Alta Energía

1. **DPMJET** (Dual Parton Model with JETs): Este modelo se utiliza para simular interacciones hadrónicas entre núcleo-hadrón o núcleo-núcleo usando el modelo teórico Dual Parton Model (modelo de doble partón).
2. **EPOS**: Es un modelo de aproximación multi-dispersivo, basado en partones (modelo de partículas hadrónicas hipotéticas) y pomerones, generalmente usado en interacciones protón-núcleo o núcleo-núcleo.
3. **HDBPM**: Se utiliza generalmente para interacciones entre protón-protón.
4. **QGSJET y QGSII** (Quark Gluon String Model with JETs): Modelos utilizados para interacciones hadrónicas de alta energía entre hadrón-núcleo. Tales modelos utilizan el modelo de cuerdas quark gluón.
5. **SIBYLL**: Modelo utilizado para simular interacciones de muy alta energía usando la teoría del modelo mini-jet de la Cromodinámica Cuántica (QCD).
6. **VENUS** (Very Energetic Nuclear Scattering): Modelo utilizado para las interacciones entre iones pesados ultra-relativistas.

4.1.2. Modelos de Interacciones Hadrónicas de Baja Energía

1. **FLUKA** (FLUctuating Kascade) : Modelo basado en el método Monte Carlo utilizado para interacciones de baja energía entre hadrón-hadrón o hadrón-núcleo.
2. **GHEISHA** (Gamma Hadron Electron Interaction SHower code): Modelo basado en el método Monte Carlo utilizado para interacciones hadrónicas de unos 100 GeV.
3. **URQMD** (Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics): Modelo utilizado para describir interacciones de baja energía entre hadrón-núcleo.

Se comenzará por analizar el desarrollo longitudinal de una cascada a través de diversas simulaciones a distintas condiciones, el desarrollo longitudinal implica que se analizarán los aspectos más importantes desde que es iniciada la cascada a una altura determinada, hasta que llega al nivel del detector. Se analizan cascadas individuales iniciadas por protones dado que son partículas primarias muy comunes.

4.2. Gráficas del Desarrollo Longitudinal de una Cascada (profundidad atmosférica-número de partículas y profundidad atmosférica-energía por tipo de partícula)

4.2.1. Cascadas Iniciadas por un Protón de 10^4 GeV (10 TeV) a Distintos Ángulos

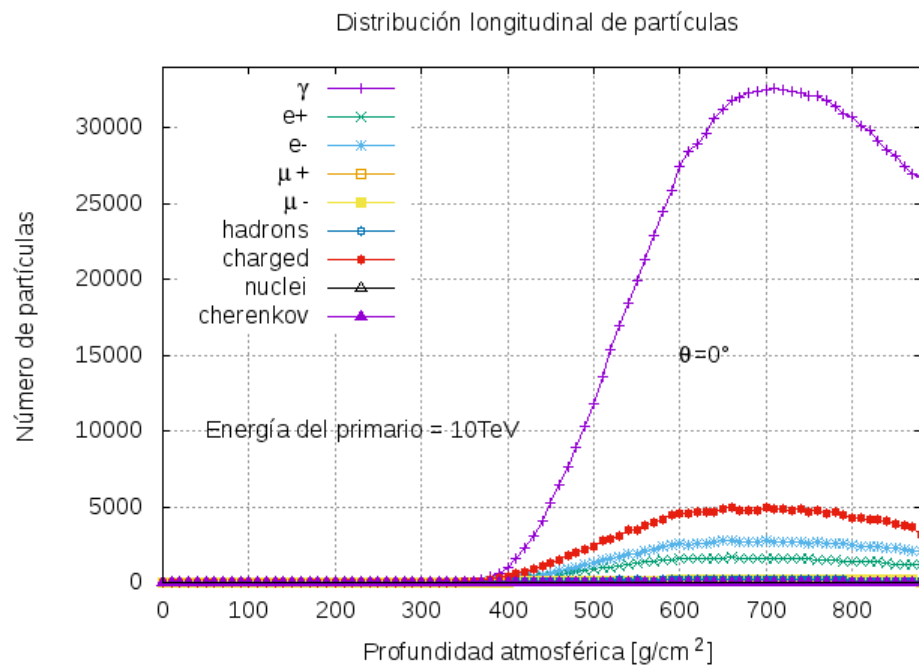


Figura 4.1. Gráfica profundidad atmosférica-número de partículas de una cascada iniciada por un protón de 10 TeV a 0° .

En las gráficas (4.1) y (4.2) se observa el comportamiento de una cascada iniciada por un protón de 10 TeV a 0° o dicho de otra manera una cascada completamente

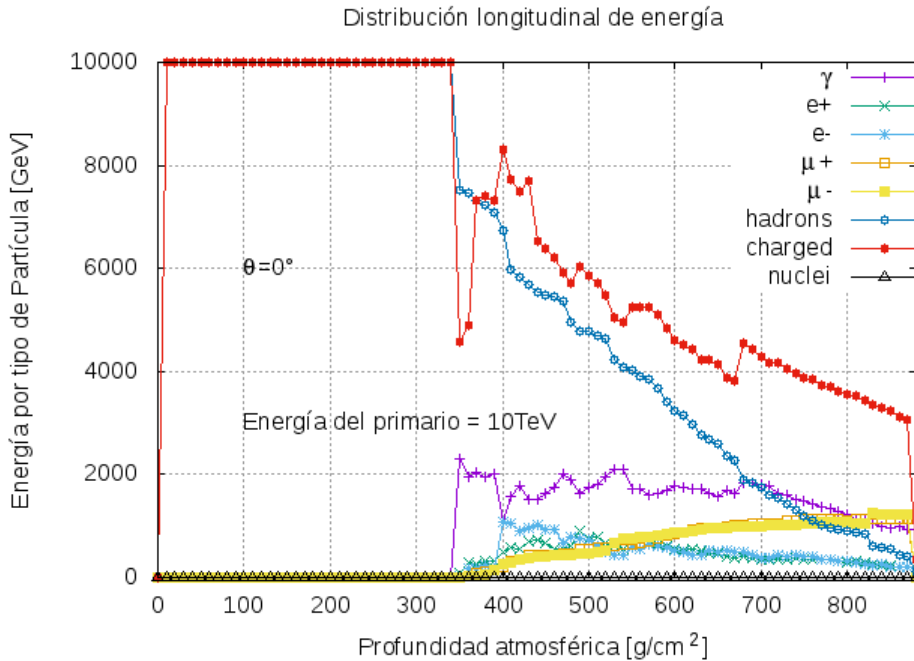


Figura 4.2. Gráfica profundidad atmosférica-energía por partícula de una cascada iniciada por un protón de 10 TeV a 0° .

vertical. Las figuras (4.1) y (4.2) representan la distribución longitudinal de partículas y la distribución longitudinal de energía por tipo de partícula respectivamente (ver apéndice B para ver el proceso de simulación de una sola cascada). En ambas figuras se tiene la profundidad atmosférica en el eje x que es una propiedad importante al analizar las cascadas en su desarrollo longitudinal. Particularmente, en la figura (4.1) se observa que a medida que la cascada se va desarrollando las partículas van aumentando su número, esto se explica debido a que las partículas van interaccionando con las partículas que componen la atmósfera, dando origen así a nuevas partículas. Se observa que la componente electromagnética (fotones, electrones, positrones) de la cascada es la que tiende a dominar, particularmente los fotones son los que alcanzan un número arriba de los 30000, muy por encima de las partículas cargadas que llegan sólo a tener 5000 aproximadamente, seguido de electrones y positrones. El punto desde donde CORSIKA comienza a simular es elegido arbitrariamente y para esta cascada es de 116,196.242 m, aquí se toma a la profundidad atmosférica como $0 \text{ g}/\text{cm}^2$. El punto en el que se alcanza el máximo número de partículas se da a una profundidad atmosférica de $710 \text{ g}/\text{cm}^2$ aproximadamente siendo el número de partículas en ese punto 3.26×10^4 respectivamente. El número de fotones que llega al nivel del detector es de 2.67×10^4 aproximadamente.

La altura respectiva se puede obtener de la tabla (4.1) que es un modelo proporcionado por CORSIKA para obtener la profundidad atmosférica dada una altura h . Por ejemplo, el máximo número de partículas en este caso, se da a una altura de 3.25 km a partir desde el punto que inició la cascada. En todas las simulaciones presentadas se utilizó una energía de corte de 0.5 GeV para hadrones, 0.01 GeV para muones, 5×10^{-5} GeV para partículas de la componente electromagnética.

Por su parte, la figura (4.2) muestra la distribución de energía por partícula a una determinada profundidad atmosférica. Se observa que el protón primario comienza a interactuar a una profundidad atmosférica de 340 g/cm^2 aproximadamente o a una altura de 8.98×10^3 msnm, es en este punto donde se comienzan a producir partículas secundarias y por lo tanto, la energía del primario se distribuye a lo largo de la cascada. Las partículas más energéticas son las partículas cargadas (piones, kaones, partículas Σ , Δ , etc) y los hadrones (protones y neutrones principalmente), sin embargo debido a las constantes interacciones estas partículas disminuyen su energía hasta llegar al nivel del detector, para el caso de los fotones, la energía llega a unos 2000 GeV y disminuye a unos 1000 GeV hasta llegar al nivel del detector. La energía de los muones tiende a aumentar desde la primera interacción y la energía de los electrones tiende a disminuir, lo que hace difícil su detección, pues además de su baja energía, no se producen en gran número.

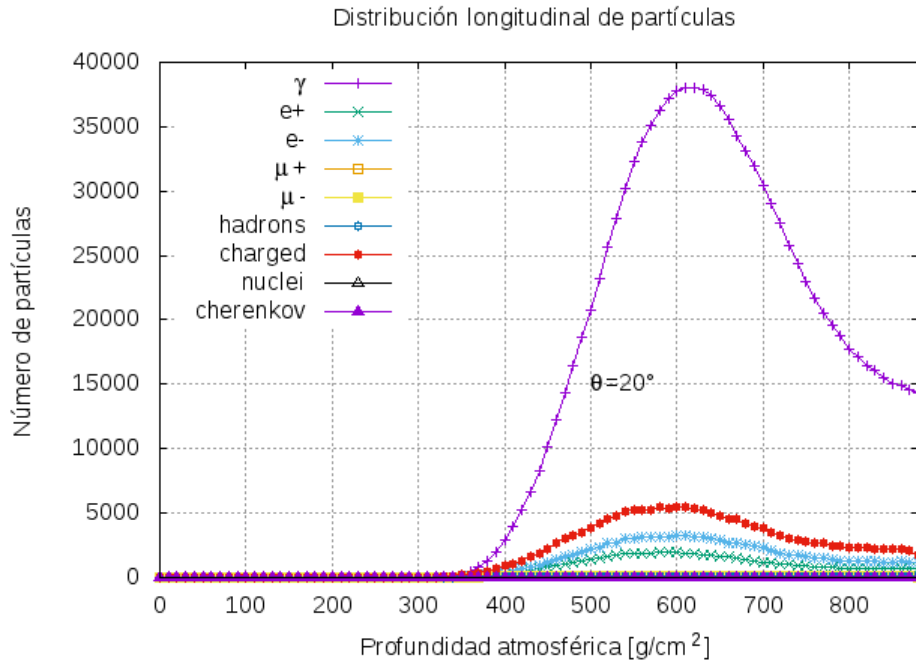


Figura 4.3. Gráfica profundidad atmosférica-número de partículas de una cascada iniciada por un protón de 10 TeV a 20° .

En las figuras (4.3) y (4.4), se observa el desarrollo longitudinal de una cascada iniciada por un protón de 10 TeV a 20° . No se presentan demasiadas diferencias con respecto a una cascada completamente vertical a no ser por un leve aumento en el número de partículas producidas principalmente en fotones, sin embargo, la distribución de energía es muy similar, siguiendo el mismo comportamiento que el caso anterior. El punto donde se da el máximo número de partículas, en este caso fotones según la figura (4.3), es de 610 g/cm^2 (o a una altura de $4.5 \times 10^3 \text{ msnm}$) un poco antes que el caso anterior, y se producen 3.8×10^4 fotones aproximadamente, una gran diferencia que debe notarse es que en este caso, el número de fotones que llega al detector es considerablemente menor que el número máximo de fotones, en el caso anterior se observaba que después de alcanzar un número máximo se llegaba pronto al nivel del detector, sin embargo para una cascada inclinada a 20° , al nivel del detector llega un número de 1.44×10^4 , que es menos de la mitad del máximo número de fotones producidos, entonces se podría decir tentativamente que, una cascada inclinada producirá más fotones pero llegarán menos al nivel del detector. La altura sobre el nivel del mar donde se inicia esta cascada también es de 116,196.22 m. Para la figura (4.4) el protón primario comienza a interactuar a una profundidad atmosférica de 320 g/cm^2 ($9.41 \times 10^3 \text{ msnm}$), que es el punto

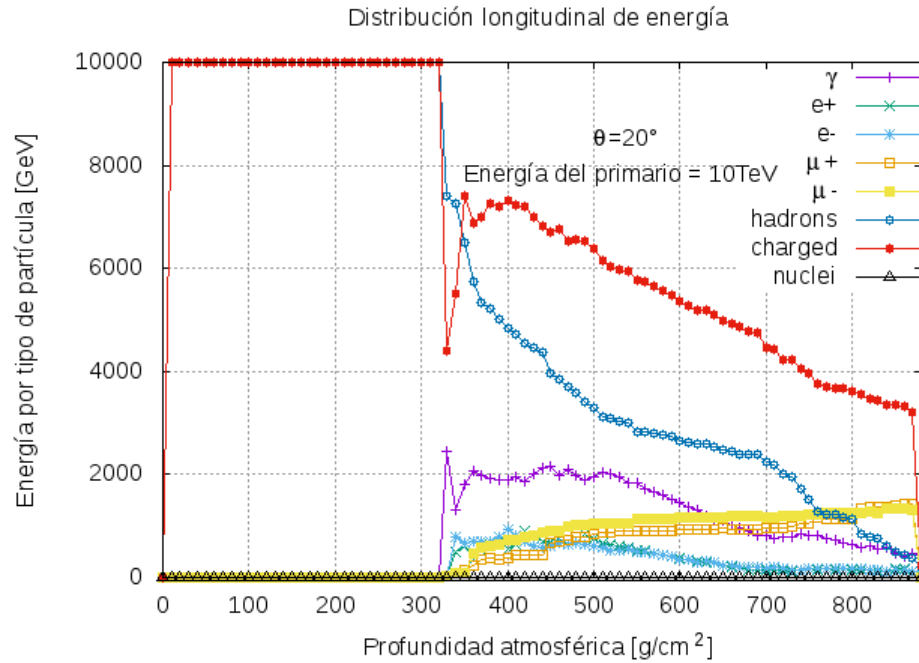


Figura 4.4. Gráfica profundidad atmosférica-energía por partícula de una cascada iniciada por un protón de 10 TeV a 20° .

donde se comienzan a producir partículas secundarias de manera que la energía inicial del primario va disminuyendo, siendo las partículas cargadas y los hadrones quienes tienen la mayor cantidad de energía, los fotones muones y electrones siguen un comportamiento similar al caso anterior.

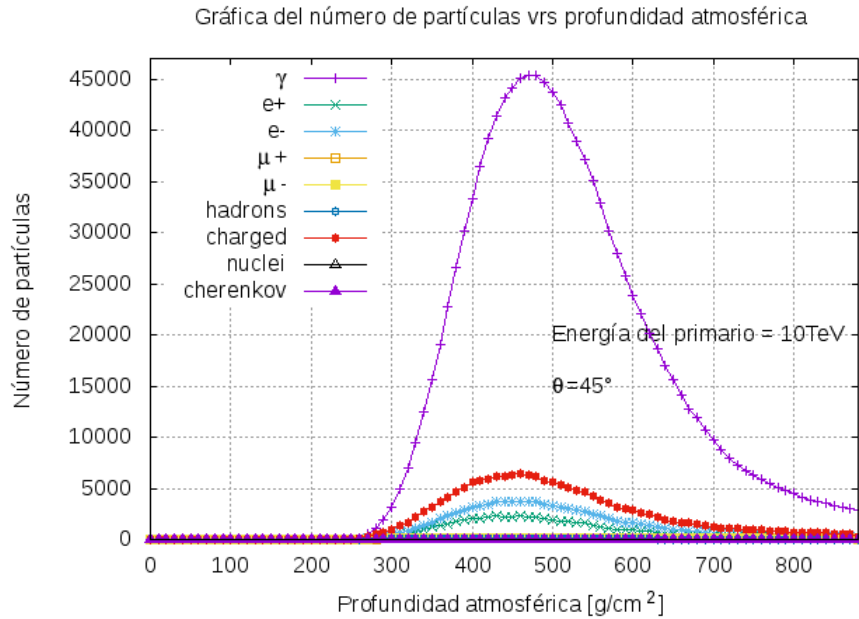


Figura 4.5. Gráfica profundidad atmosférica-número de partículas de una cascada iniciada por un protón de 10 TeV a 45° .

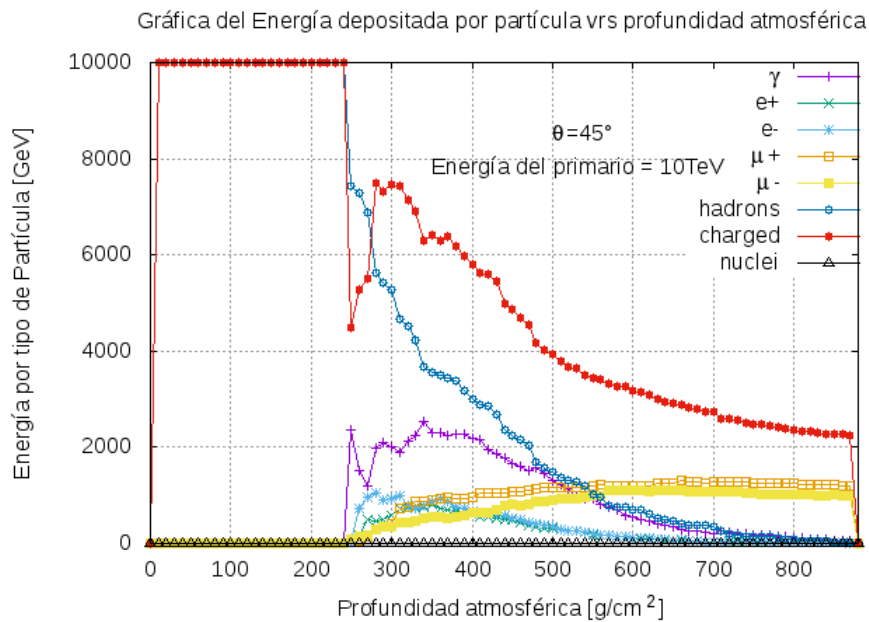


Figura 4.6. Gráfica profundidad atmosférica-energía por partícula de una cascada iniciada por un protón de 10 TeV a 45° .

En las figuras (4.5) y (4.6) se muestra la distribución longitudinal de una cascada iniciada por un protón de 10 TeV a 45° y cuyo comportamiento es similar a las

anteriores, sin embargo aquí, se observa que el número máximo de partículas producidas va en aumento, pero a diferencia de los casos anteriores el número que llega al nivel del detector es menor. La cascada inicia en el mismo punto que las anteriores. El punto donde se alcanza la máxima cantidad de partículas (fotones en este caso) es de 480 g/cm^2 ($6.41 \times 10^3 \text{ msnm}$), produciendo una cantidad de 4.53×10^4 fotones, al nivel del detector llega un número total de 2.9×10^3 , que es menor a los dos casos anteriores, esto puede explicarse debido a que la cascada al estar inclinada atraviesa más masa atmosférica que una cascada completamente vertical, por lo que entonces habrá más interacciones y a más interacciones más pérdida de energía y por lo tanto menos producción de partículas, aunque el número máximo alcanzado es mayor que los casos anteriores, tales partículas pierden energía más rápido que en una cascada vertical. Mientras tanto, para la distribución de energía, la energía comienza a disminuir para hadrones y partículas cargadas, y a aumentar para fotones, muones y electrones, a una profundidad atmosférica de 240 g/cm^2 ($11.34 \times 10^3 \text{ msnm}$) que es donde el protón primario comienza a interactuar. Esto confirma lo dicho anteriormente, pues las partículas pierden energía a un ritmo mayor que los casos anteriores. Aquí se observa que los muones son los que llegan con mayor energía pero en un número bajo mientras que los fotones llegan en mayor número pero con baja energía.

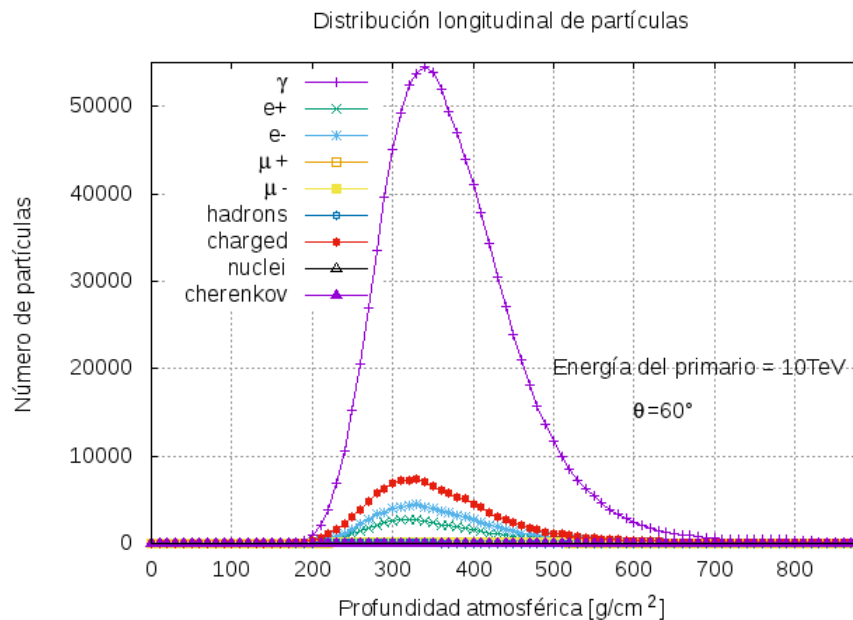


Figura 4.7. Gráfica profundidad atmosférica-número de partículas de una cascada iniciada por un protón de 10 TeV a 60° .

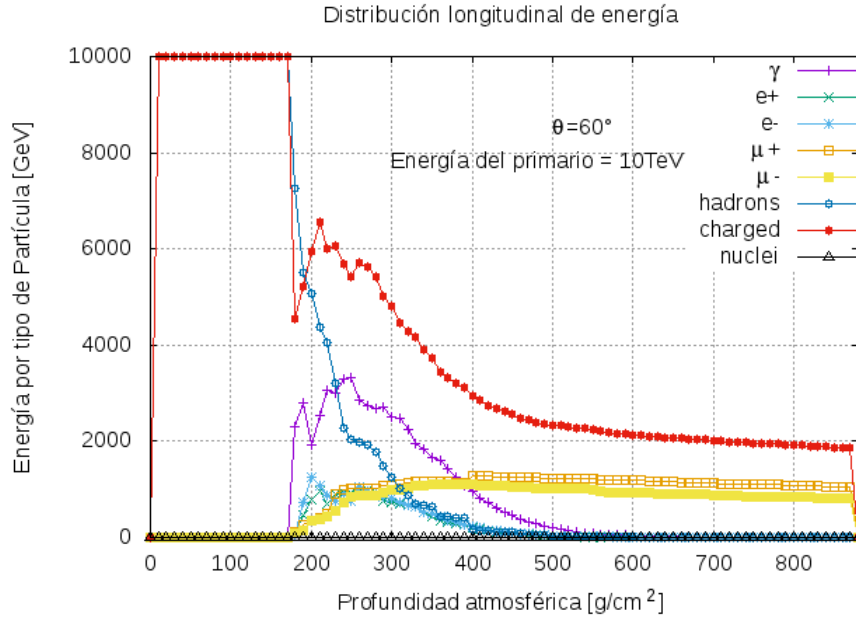


Figura 4.8. Gráfica profundidad atmosférica-energía por partícula de una cascada iniciada por un protón de 10 TeV a 60° .

En las figuras (4.7) y (4.8) se observa una última variación de una cascada iniciada por un protón de 10 TeV, en este caso la cascada se desarrolla a un ángulo de 60° que se inició a la misma altura sobre el nivel del mar que las anteriores. De nuevo, aquí se observa un comportamiento similar a las anteriores, y se puede deducir entonces que entre más inclinada se desarrolle una cascada el número de partículas producidas será mayor, sin embargo al analizar estas gráficas, también se puede deducir que el rango en el que las partículas alcanza un máximo y comienza a disminuir es más estrecho a un ángulo cenital mayor, además que el máximo número de partículas se alcanza más rápido y que entre más inclinada esté una cascada, un menor número de partículas llega al nivel del detector, en el caso de la figura (4.7) el máximo número de fotones se alcanza a una profundidad atmosférica de aproximadamente $340 \text{ g}/\text{cm}^2$ ($8.98 \times 10^3 \text{ msnm}$) produciendo 5.46×10^4 fotones, mientras que en las tres anteriores el máximo se alcanza a una mayor profundidad atmosférica (o a menor altura sobre el nivel del mar) y al nivel del detector llega un número de 1.62×10^2 , lo que resulta en una mayor dificultad en la detección al nivel del suelo. Esto implica que a un mayor ángulo de incidencia la cascada tendrá mayor dificultad de producir partículas y perderá mayor energía en la atmósfera. De la misma manera, la partícula primaria comienza a interaccionar a una profundidad atmosférica menor conforme aumenta el ángulo de inclinación de una cascada.

Para la figura (4.8) las interacciones comienzan a una profundidad atmosférica de 170 g/cm^2 ($13.4 \times 10^3 \text{ msnm}$). En todos los casos se observa que los fotones son las partículas más numerosas, por lo que se espera que se tenga una cantidad considerable en el área efectiva del detector, también se observa que la energía disminuye para todos los tipos de partículas a partir de la primera interacción hasta llegar al nivel del detector a excepción de los muones, el comportamiento general de la energía es de tal manera que aumenta o disminuye según el tipo de partícula en un punto dado, además los fotones tienden a aumentar su energía hasta cierto punto que se alcanza más rápido conforme más inclinada esté la cascada, pero después disminuyen su energía hasta llegar al nivel del detector.

Altura (km)	Profundidad At. (g/cm^2)	Profundidad atmosférica (g/cm^2)
0 – 10	1038.29 – 293.67	$-1.36 \times 10^2 + 1.17 \times 10^3 * e^{-h/9.94}$
10 – 19	293.66 – 68.72	$-2.20 \times 10^1 + 1.26 \times 10^3 * e^{-h/7.22}$
19 – 42.5	68.70 – 2.28	$5.87 \times 10^{-1} + 1.35 \times 10^3 * e^{-h/6.36}$
42.5 – 105	2.28 – 1.20×10^{-4}	$-5.77 \times 10^{-4} + 5.61 \times 10^2 * e^{-h/7.72}$
105 – 116.2	$1.24 \times 10^{-4} - 4.33 \times 10^{-6}$	$1.24 \times 10^{-3} - h/9.36 \times 10^4$

Tabla 4.1. Modelo de la profundidad atmosférica utilizada por CORSIKA. La variable h en la tercera columna representa la altura en kilómetros.

4.2.2. Cascadas Iniciadas por un Protón de 10^6 GeV (1 PeV) a Distintos Ángulos

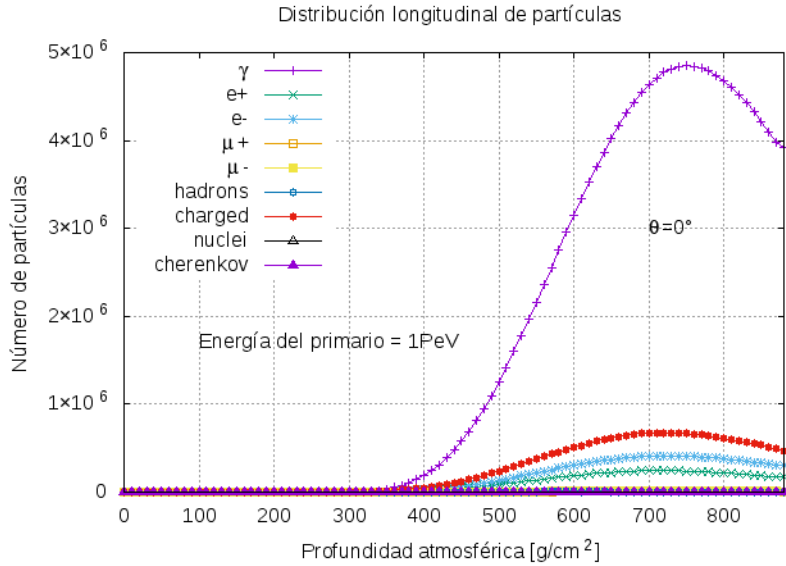


Figura 4.9. Gráfica profundidad atmosférica-número de partículas de una cascada iniciada por un protón de 10^6 GeV (1 PeV) a 0° .

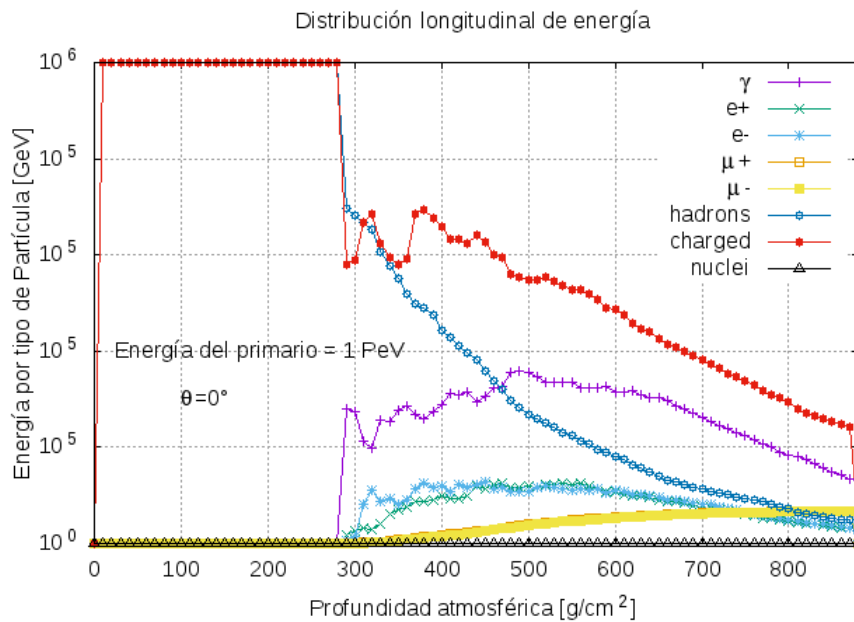


Figura 4.10. Gráfica profundidad atmosférica-energía por partícula de una cascada iniciada por un protón de 10^6 GeV (1 PeV) a 0° .

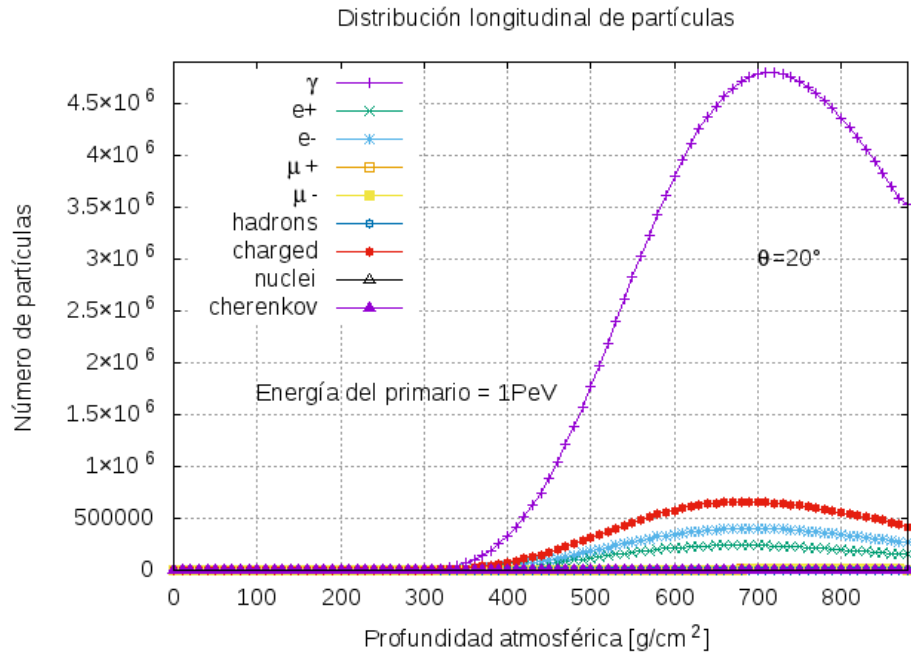


Figura 4.11. Gráfica profundidad atmosférica-número de partículas de una cascada iniciada por un protón de 10^6 GeV (1 PeV) a 20° .

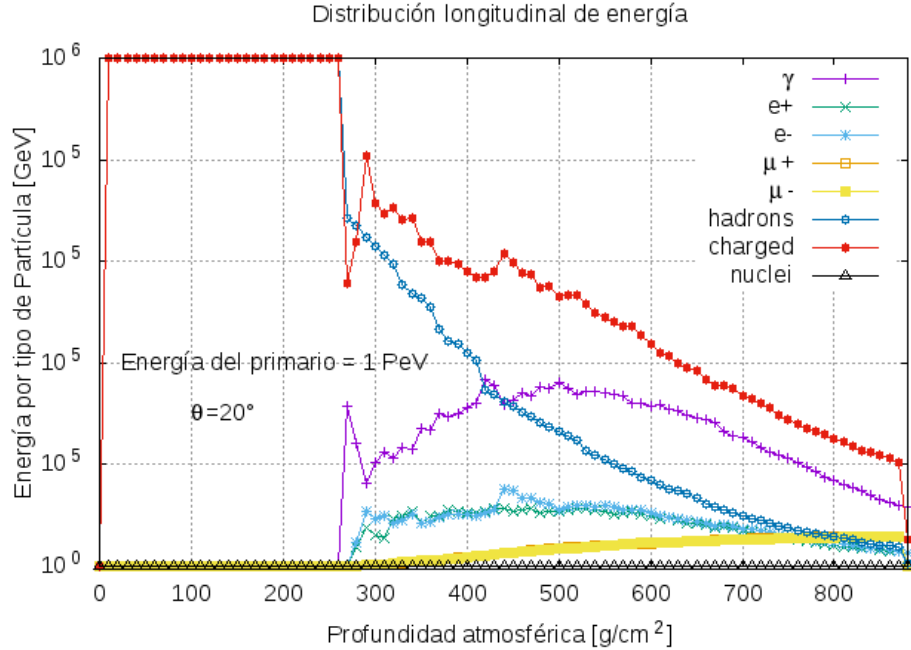


Figura 4.12. Gráfica profundidad atmosférica-energía por partícula de una cascada iniciada por un protón de 10^6 GeV (1 PeV) a 20° .

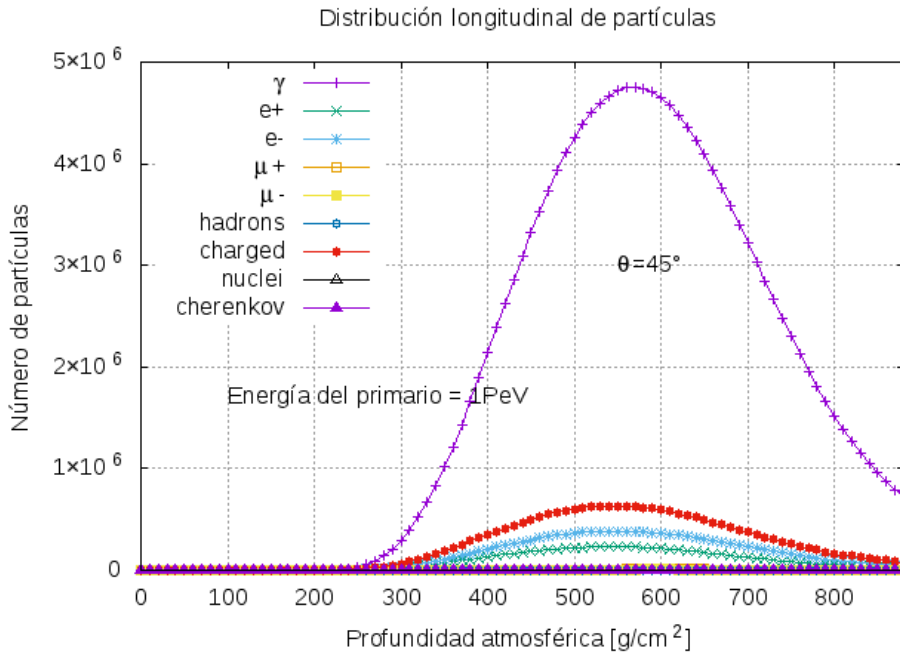


Figura 4.13. Gráfica profundidad atmosférica-número de partículas de una cascada iniciada por un protón de 10^6 GeV (1 PeV) a 45° .

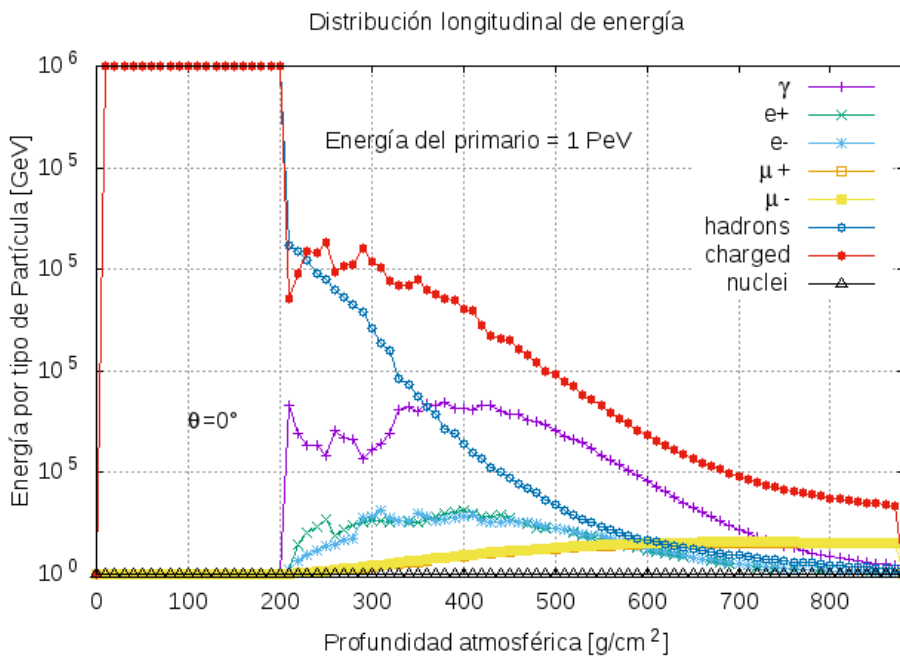


Figura 4.14. Gráfica profundidad atmosférica-energía por partícula de una cascada iniciada por un protón de 10^6 GeV (1 PeV) a 45° .

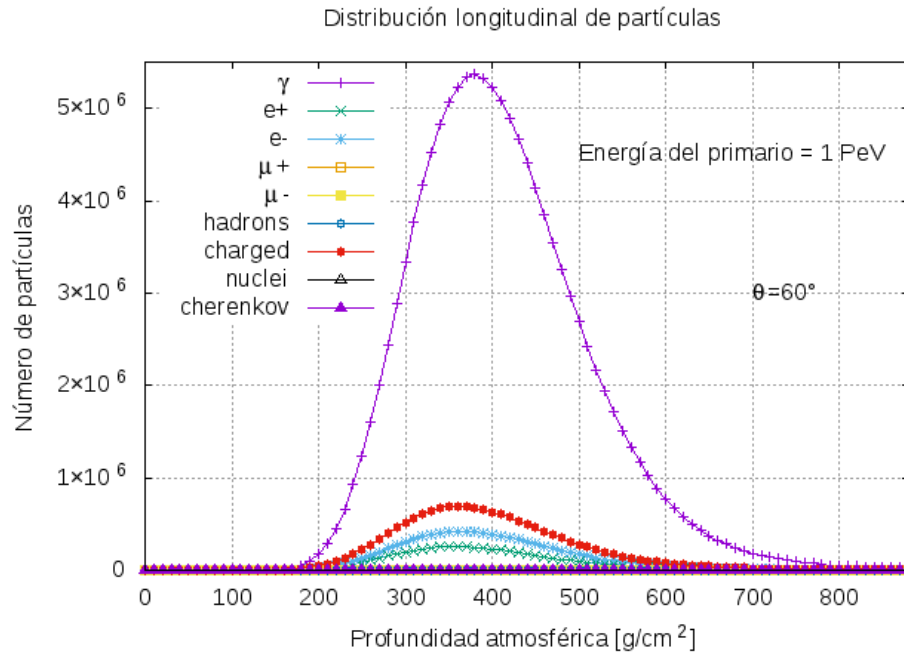


Figura 4.15. Gráfica profundidad atmosférica-número de partículas de una cascada iniciada por un protón de 10^6 GeV (1 PeV) a 60° .

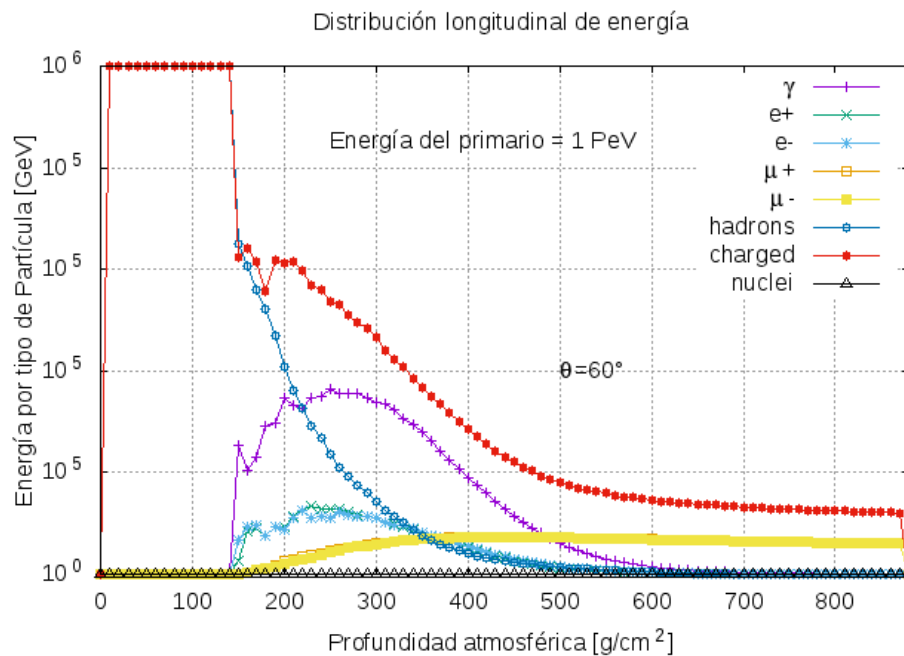


Figura 4.16. Gráfica profundidad atmosférica-energía por partícula de una cascada iniciada por un protón de 10^6 GeV (1 PeV) a 60° .

En las figuras (4.9) y (4.10) se muestran las distribuciones de partículas y energía respectivamente para una cascada iniciada por un protón de 1×10^6 GeV a 0° , a diferencia de la figura (4.1) aquí se producen más partículas, pues observando de nuevo que los fotones son las más numerosas, se alcanza un máximo casi a la misma profundidad atmosférica de 750 g/cm^2 (2.79×10^3 msnm), produciendo un total de 4.85×10^6 partículas, unas 150 veces más partículas que las que se producen en una cascada de 10 TeV a 0° . Al nivel del detector llegan aproximadamente 3.94×10^6 fotones.

Se sigue la misma tendencia en la distribución de energía; después de la primera interacción, la energía comienza a disminuir en el caso de las partículas cargadas y fotones, pero aumenta en muones o electrones, aunque se puede notar en el caso de los fotones, que alcanza una energía máxima, y vuelve a decaer hasta llegar al nivel del detector. Lo mismo sucede en las figuras (4.11), (4.12), (4.13) y (4.14) que son cascadas producidas por un protón de 1×10^6 GeV a 20° y a 45° respectivamente, las partículas alcanzan un número máximo cada vez a menor profundidad, es decir que mientras más inclinada se encuentre una cascada, el número de partículas máximo se alcanza más rápido, sin embargo debe observarse que en el caso de la distribución de energía, las partículas cada vez llegan con menos energía al nivel del detector, en el caso de la figura (4.15) y (4.16) que representan la distribución longitudinal de una cascada iniciada por un protón de 1×10^6 GeV a 60° , se observa que las partículas cargadas y muones llegan al nivel del detector con energías considerablemente altas, unos 10^5 GeV, mientras que los fotones llegan con una energía muy baja, unos 10^2 GeV, lo que hace difícil la detección de los mismos aunque lleguen en un gran número, en contraste, las partículas cargadas llegan en un número aproximado de 3000 (ver figura 4.15) lo que implica también una dificultad de detección, pues las partículas se dispersan lateralmente en un rango de varios kilómetros alrededor del detector.

4.2.3. Cascada Vertical $\theta = 0^\circ$ Iniciada por un Fotón de 10^7 GeV

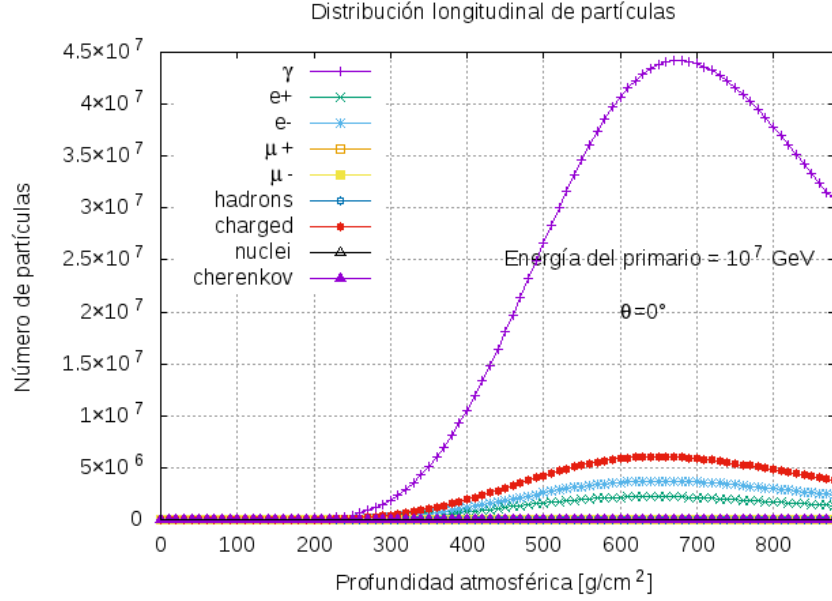


Figura 4.17. Gráfica profundidad atmosférica-número de partículas de una cascada iniciada por un protón de 10^7 GeV a 0° .

Antes de analizar la distribución lateral de distintas cascadas simuladas, se muestran en las figuras (4.17) y (4.18) las distribuciones longitudinales para una cascada vertical iniciada por un fotón de 10^7 GeV. Existe una gran diferencia entre estas cascadas y las anteriores en cuanto a tiempo de simulación se refiere, pues en CORSIKA, mientras más energía tiene el primario, la simulaciones de las cascadas requiere un mayor tiempo, por ejemplo, para simular una cascada iniciada por un protón de 10^4 GeV a 0° se requiere de unos cuantos minutos, sin embargo, para simular una cascada vertical iniciada por un protón de 10^7 GeV se requiere aproximadamente unas 24 horas. Por tanto, para fines de comparación, en esta tesis la energía máxima de un primario es de 10^7 GeV, pues a mayor energía se requieren semanas o incluso meses de simulación, que no es nada práctico.

Como era de esperarse, la figura (4.17) es similar a las figuras (4.1) y (4.9), ambas cascadas verticales. Sin embargo aquí, el número máximo de partículas producidas es mucho mayor que las anteriores, por ejemplo, el número máximo de fotones alcanzado es de 4.42×10^7 a una profundidad atmosférica de $680 g/cm^2$ (unos

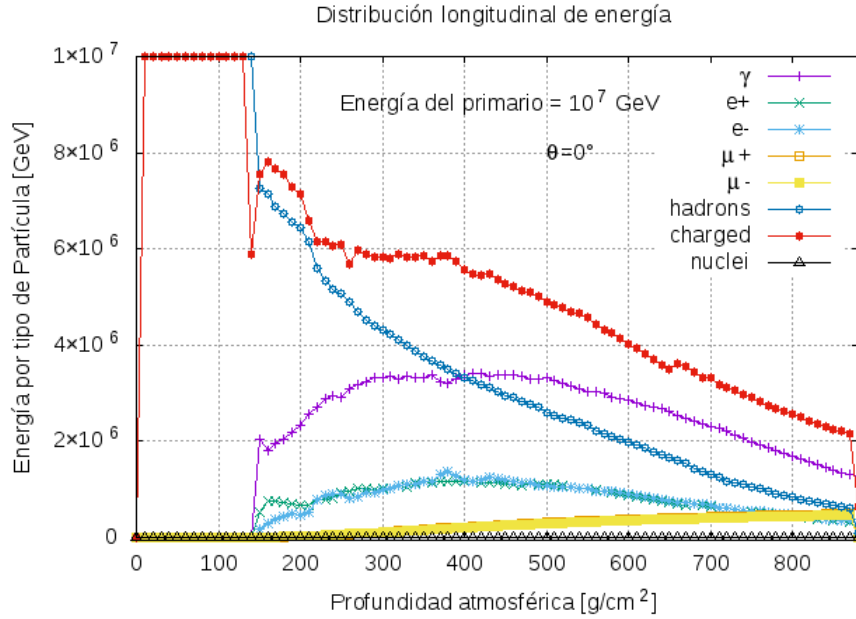


Figura 4.18. Gráfica profundidad atmosférica-energía por partícula de una cascada iniciada por un protón de 10^7 GeV a 0° .

3.6×10^3 msnm), esto es, 1556 veces más fotones que en la figura (4.1) y 9 veces más fotones que en el caso de la figura (4.9). El número de fotones que llega al detector es de 3.11×10^7 , unas 1165 veces más que en el caso de la figura (4.1) y unas 8 veces más que en el caso de la figura (4.9). En la distribución de la energía, el comportamiento también es similar que los casos anteriores, sin embargo aquí la partícula primaria comienza a interactuar a una profundidad atmosférica de $130 g/cm^2$, a partir de este punto se producen partículas secundarias y en el caso de las partículas cargadas y los hadrones, su energía disminuye hasta llegar al nivel del detector con valores de 8.1×10^4 GeV para hadrones y 6.3×10^6 GeV para partículas cargadas respectivamente, mientras que los fotones, electrones y muones tienden a aumentar levemente su energía hasta llegar a un máximo y pierden de nuevo energía hasta llegar al detector con valores de energía de 1.3×10^6 GeV para fotones, 6.3×10^5 GeV para electrones y 9.5×10^5 GeV para muones. En secciones anteriores sólo se están considerando cascadas individuales, en la sección 4.4 se presentan algunas gráficas de simulaciones de varias cascadas.

En el desarrollo longitudinal de la cascada, las partículas van perdiendo energía debido a las interacciones, haciendo que las partículas secundarias que llegan al nivel del detector tengan una fracción de la energía total del primario, a esta pérdida de

energía se le conoce como energía depositada. Las partículas primarias depositan (transfieren o pierden) parte de su energía por ionización a moléculas que componen la atmósfera produciendo radiación fluorescente dejando una trayectoria de luz fluorescente a medida que se generan las cascadas. Esta luz puede ser detectada por telescopios diseñados para captar tal tipo de luz (detectores de fluorescencia). A pesar que el detector en Guatemala no utiliza esta técnica de detección de rayos cósmicos, es interesante analizar cómo es que éstos pierden energía conforme van interactuando con moléculas de la atmósfera para obtener información del desarrollo de las CAE. En la figura (4.19) se observa la gráfica de energía depositada para una cascada iniciada por un protón de 10^7 GeV, una parte de esta pérdida de energía se debe también a la energía de corte (cierto valor umbral de energía en el cual no se toma en cuenta en las simulaciones, es decir, abajo de esta energía de corte se desprecia los valores), otra parte se debe a la producción de neutrinos, sin embargo se observa que la mayor pérdida de energía se debe a la ionización por electrones teniendo un máximo de energía depositada de 1.2×10^5 GeV

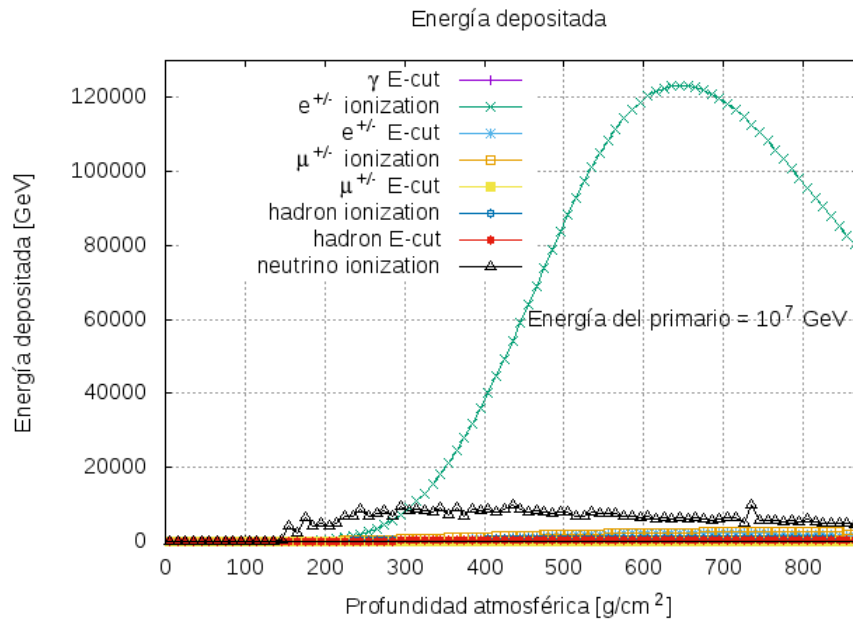


Figura 4.19. Energía depositada para una cascada iniciada por un protón de 10^7 GeV

4.3. Distribución Lateral de las CAE

En la presente sección se muestra la distribución lateral de distintas cascadas al nivel del detector que brinda información importante sobre qué esperar detectar. En la figura (4.20) se observa la distribución lateral en 2 dimensiones vistas desde arriba de fotones al nivel del detector de una cascada iniciada por un protón de 10 TeV a 0° . El centro 0,0 de las coordenadas coincide con el centro geométrico del detector. Se observa que para un primario con tal energía, los fotones llegan a dispersarse hasta un radio de 4 km, sin embargo, a partir de un radio de aproximadamente 1 km, los fotones tienden a dispersarse en una menor densidad, es decir, que la densidad de fotones es considerablemente alta sólo a un radio de aproximadamente 1 km. En la figura (4.21) se observa la distribución lateral respectiva para muones para una cascada iniciada por un protón de las mismas características del caso anterior, el número de muones es considerablemente más bajo, y se llegan a dispersar a unos 2.5 km, sin embargo la densidad de muones empieza a disminuir a partir de los 500 m.

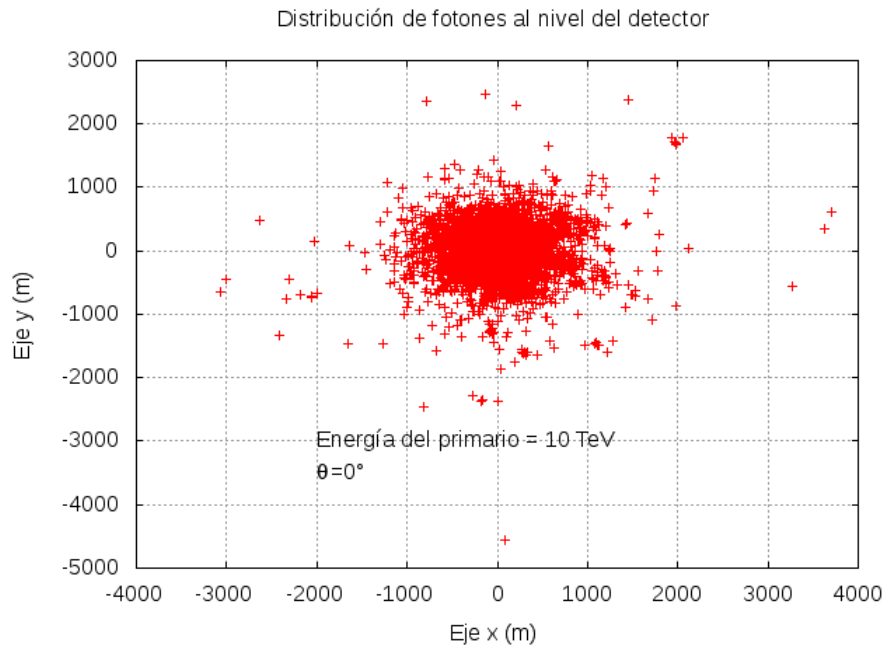


Figura 4.20. Distribución lateral de fotones a nivel del detector de una cascada iniciada por un protón de 10^4 GeV a 0° .

En las figuras (4.22) y (4.23) se presenta las distribuciones laterales para fotones y muones respectivamente, de una cascada iniciada por un protón de 1 PeV a 0° , los fotones como se sabe de secciones anteriores son más numerosos que para una

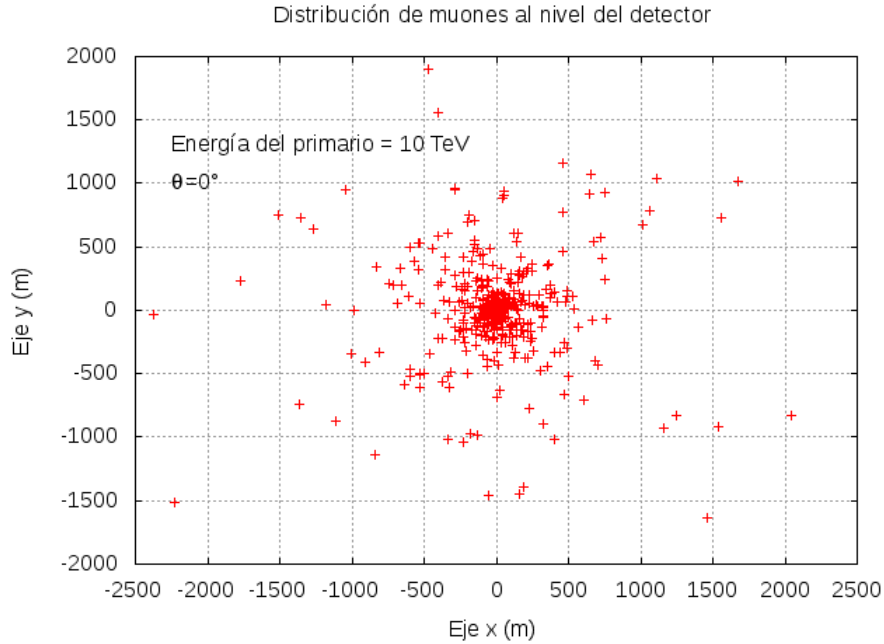


Figura 4.21. Distribución lateral de muones a nivel del detector de una cascada iniciada por un protón de 10^4 GeV a 0° .

cascada vertical iniciada por un protón de 10 TeV, y a su vez, los fotones tienden a dispersarse a un radio mayor de unos 6 km, sin embargo, la densidad de fotones comienza a ser significativamente baja, a partir de los 2 km. Mientras tanto, para los muones, el radio en el que se dispersan es de unos 5 km y se observa que la densidad de muones comienza a ser baja a partir del primer kilómetro.

En las figuras (4.24) y (4.25) se presentan dos distribuciones laterales más, para fotones y muones respectivamente, para una última cascada iniciada por un protón de 10^7 GeV a 0° . La tendencia es clara comparándola con las 2 cascadas anteriores, y es que los fotones son más numerosos y se dispersan a un radio mayor de unos 10 km, y la densidad de fotones puede considerarse despreciable a partir de los 4 km. Los muones por su parte, igual son más numerosos que los dos casos anteriores, y se dispersan a unos 8 km, pero la densidad deja de ser considerable a partir de aproximadamente 3 kilómetros. Esta información puede ser útil para un arreglo de varios detectores, distribuidos en un radio de varios kilómetros, tal como los detectores del observatorio Pierre Auger, los detalles de las densidades de partículas y su relación con el radio del eje se presentan a continuación.

En las figuras (4.26) y (4.27), se presentan las gráficas de las distintas densidades (partículas por área, dN/dA) para muones y fotones, y la distancia de estos al core o al núcleo de la cascada. En todos los casos, las cascadas son iniciadas por

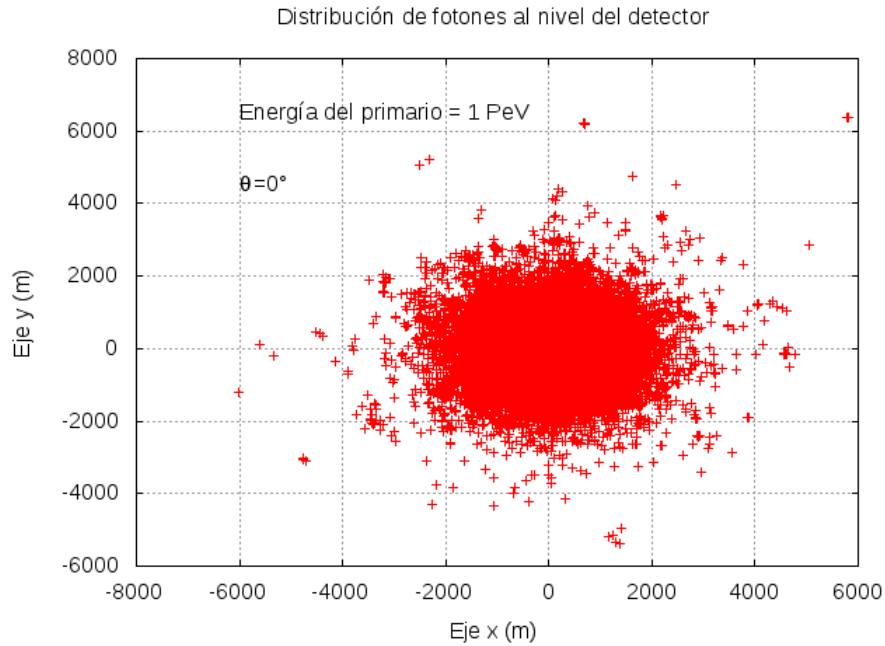


Figura 4.22. Distribución lateral de fotones a nivel del detector de una cascada iniciada por un protón de 10^6 GeV a 0° .

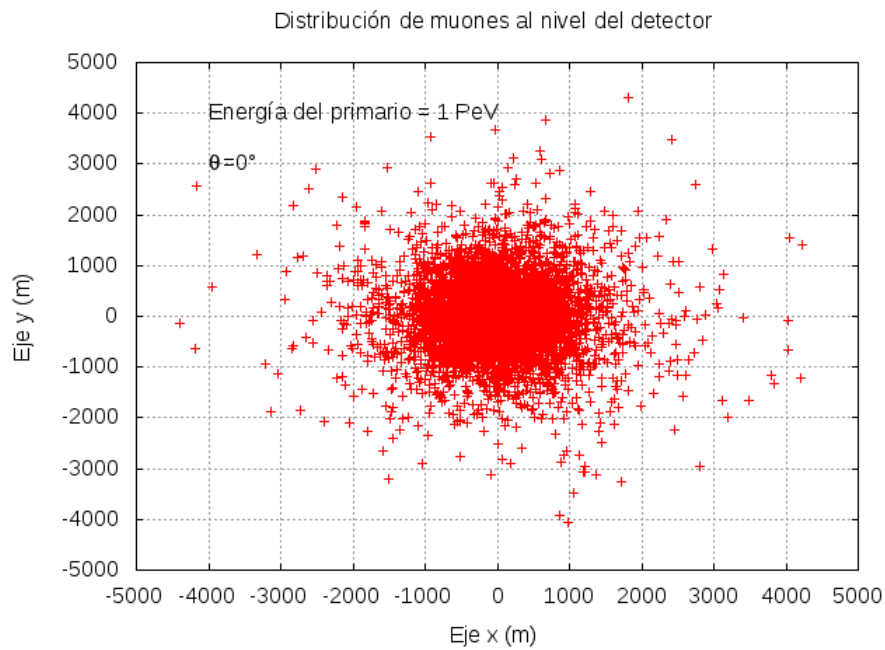


Figura 4.23. Distribución lateral de muones a nivel del detector de una cascada iniciada por un protón de 10^6 GeV a 0° .

protones a 0° , se toma el logaritmo de las densidades para apreciar con más detalle todas las cascadas simuladas en una misma gráfica. El comportamiento de la densi-

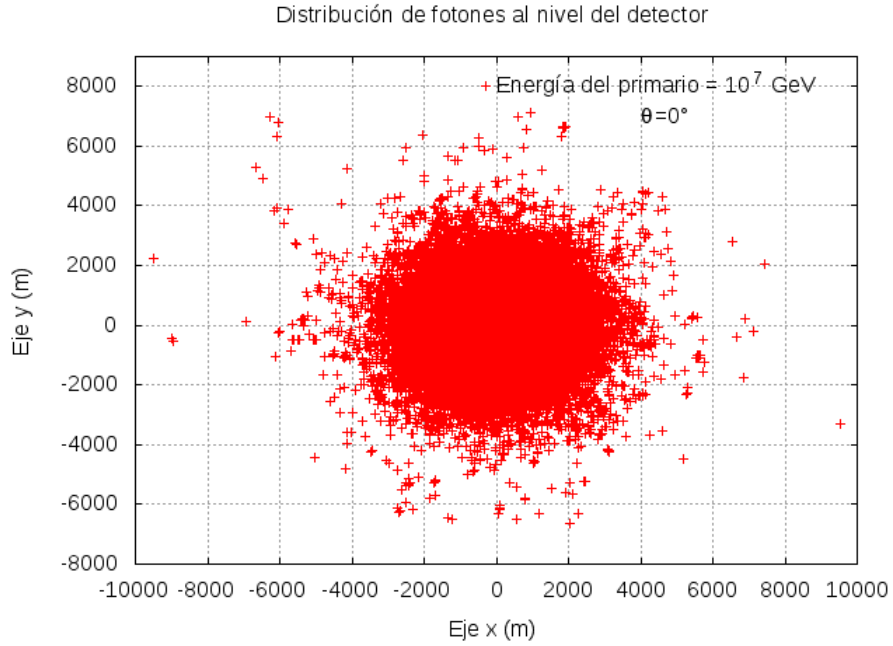


Figura 4.24. Distribución lateral de fotones a nivel del detector de una cascada iniciada por un protón de 10^7 GeV a 0° .

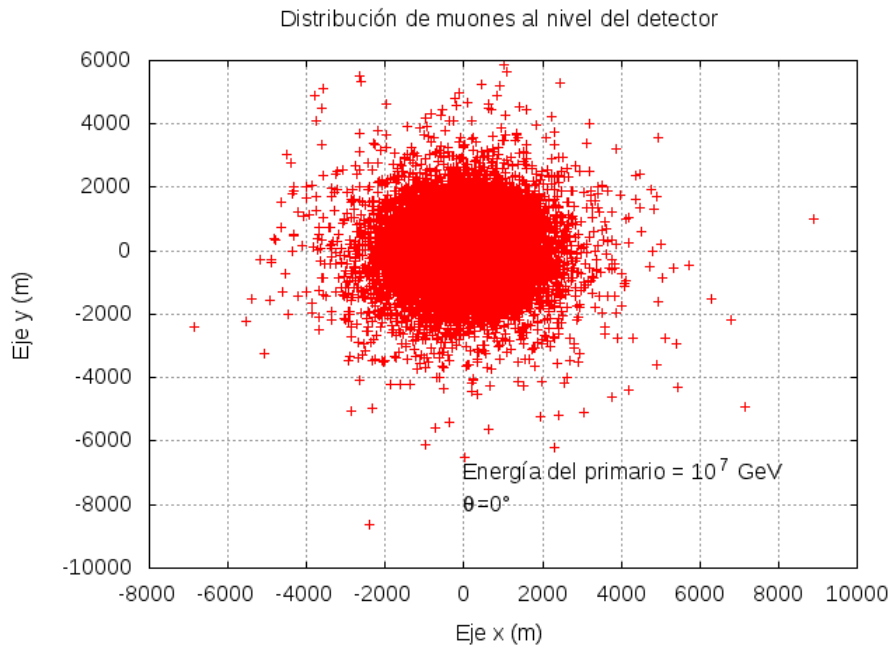


Figura 4.25. Distribución lateral de muones a nivel del detector de una cascada iniciada por un protón de 10^7 GeV a 0° .

dad de partículas sigue un mismo patrón y es el de disminuir conforme se va alejando del eje de la cascada, esto es de esperarse, pues en el centro de las cascadas es donde

se concentra la mayor proporción de partículas, (ver figuras (4.20) - (4.25)). También es importante notar que los muones presentan una menor densidad que los fotones, confirmando así los resultados obtenidos en las distribuciones longitudinales.

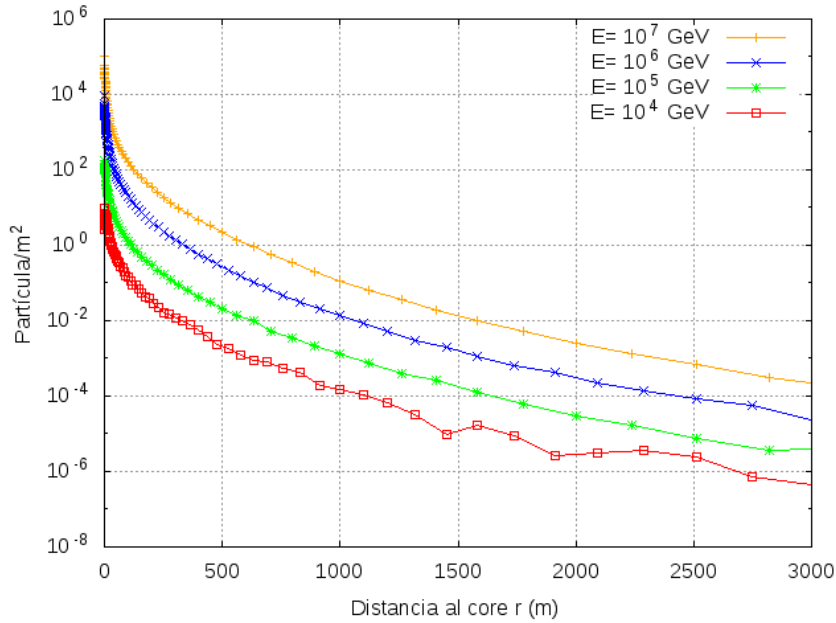


Figura 4.26. Gráfica de la densidad de fotones vs distancia al core al nivel del detector de distintas cascadas verticales.

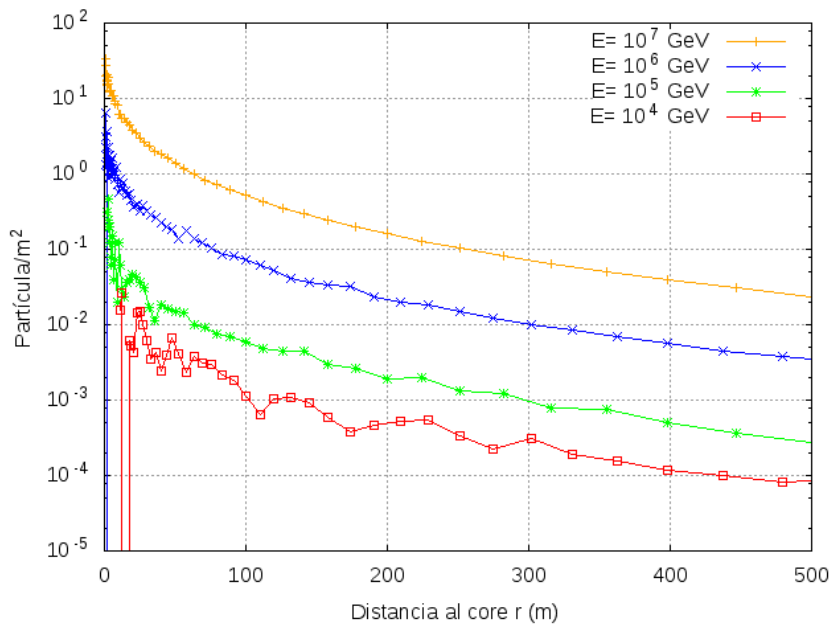


Figura 4.27. Gráfica de la densidad de muones vs distancia al core al nivel del detector de distintas cascadas verticales.

4.4. Simulación de una Hora de Flujo de CAE en CORSIKA

En las gráficas (4.28) y (4.29) se muestran las distribuciones laterales a nivel del suelo de fotones y muones producidos por la simulación de 1 hora de CAEs en CORSIKA. El rango del ángulo de incidencia de la simulaciones de las cascadas fue de $0^\circ - 90^\circ$, el rango de energía fue de $5 \text{ GeV} - 10^6 \text{ GeV}$ y se produjeron en total 9,369,215 cascadas. En la tabla (4.2) se presentan el número y el tipo de partículas primarias simuladas (para más información del proceso de simulación de una hora de flujo de cascadas ver apéndice C). Tanto el ángulo de incidencia como la energía del primario se distribuyen entre las partículas primarias siguiendo una distribución uniforme al estar simuladas por el método de Monte Carlo que funciona bajo un algoritmo que provee números *pseudo-aleatorios*. Las partículas primarias se escogen dependiendo de la composición de los rayos cósmicos obtenidos de experimentos en el pasado, por lo tanto, cerca del 99% (véase Capítulo 1, sección 1.4) de las partículas primarias son núcleos de hidrógeno (1_1H , es decir simples protones) y partículas alfa ($\alpha = ^4_2He$). Para el propósito de esta tesis, solamente se analizarán las componentes electromagnética (específicamente fotones) y muónica de las cascadas. Los fotones tienden a ser siempre las partículas con más abundancia, incluso para este caso que se tienen diversas partículas primarias, desde núcleos de átomos que componen la atmósfera hasta protones. Tal y como se muestran en las gráficas anteriormente mencionadas, la distribución de partículas no parece estar uniformemente distribuida como sí era el caso de cascadas verticales, esto es debido a que estas gráficas son el resultado de varias cascadas producidas por varias partículas primarias y por lo tanto, dependiendo de la energía del primario y del tipo de partícula, se producirán ya sea más o menos partículas que las que se obtuvieron en la sección anterior, por lo tanto en este caso, los muones aparentan ser tan numerosos como los fotones al nivel del detector donde su mayor distribución se da en los 200 km aproximadamente, para los fotones que llegan al nivel del detector, el radio de mayor densidad es también de aproximadamente 200 km.

En la gráfica (4.30), se observa el número de partículas por área vs la distancia al core de la cascada, se observa que los fotones tienen la mayor densidad seguido de electrones y muones respectivamente, la densidad de las demás partículas (piones, neutrones y protones) son muy pequeñas por lo que su detección puede ser muy difícil. En dicha gráfica, al igual que las anteriores, se utiliza el logaritmo de

la densidad para apreciar con más detalle el comportamiento de las partículas. Esta gráfica puede servir para saber qué esperar en el detector después de una hora de funcionamiento.

Por último en la gráfica (4.31), se muestran las distribuciones de energía para las distintas partículas que llegan al nivel del detector, de igual manera se utiliza el logaritmo del eje horizontal para visualizar las energías de todas las partículas. Como es de esperarse, las partículas que tienen mayor energía son los fotones seguido de electrones, muones y neutrones respectivamente. Tales partículas son las que se detectaría con relativa facilidad en el detector, pues la técnica de detección depende de la energía de las partículas que inciden en el detector. En cuanto a las energías de las demás partículas, como neutrones o protones, son extremadamente pequeñas, por lo que no se esperaría detectarlas en gran número.

Partícula	No. de partículas simuladas	Partícula	No. de partículas simuladas
1_0H	8434820	${}^{27}_{13}Al$	653
4_2He	848924	${}^{23}_{11}Na$	564
${}^{12}_6C$	21866	${}^{40}_{20}Ca$	439
${}^{12}_8O$	21145	${}^{19}_9F$	368
7_3Li	8605	${}^{52}_{24}Cr$	281
${}^{11}_5B$	5936	${}^{40}_{18}Ar$	263
${}^{24}_{12}Mg$	5011	${}^{48}_{22}Ti$	246
${}^{28}_{14}Si$	4821	${}^{55}_{25}Mn$	195
${}^{14}_7N$	4412	${}^{39}_{19}K$	160
${}^{20}_{10}Ne$	3880	${}^{51}_{23}V$	131
${}^{56}_{26}Fe$	2923	${}^{31}_{15}P$	129
9_4Be	2499	${}^{35}_{17}Cl$	111
${}^{32}_{16}S$	758	${}^{45}_{21}Sc$	75

Tabla 4.2. Partículas primarias simuladas por CORSIKA, se escogieron arbitrariamente siguiendo una ponderación de la abundancia de los rayos cósmicos que llegan a la atmósfera. En total se simularon 9,369,215 cascadas.

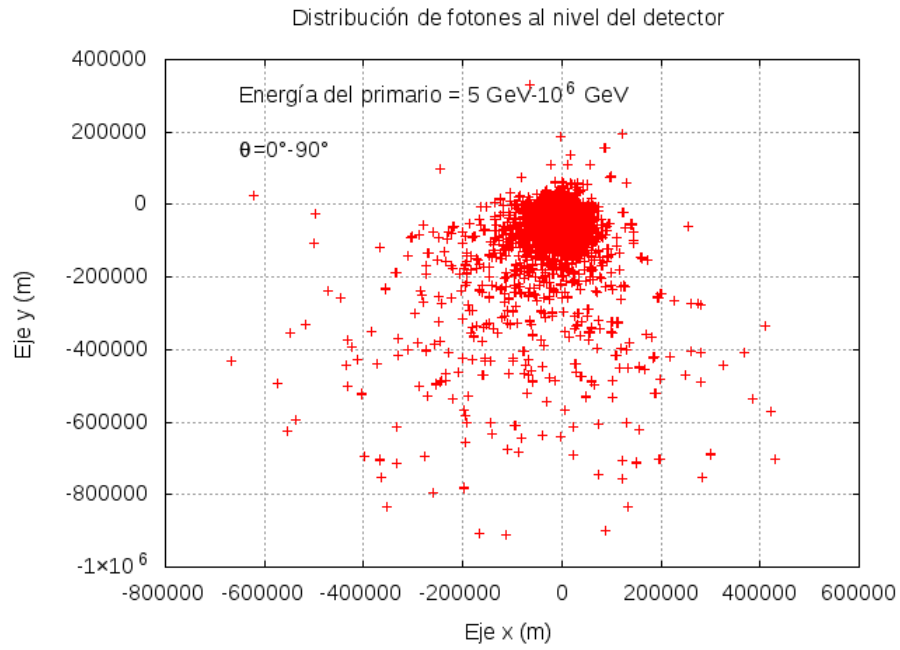


Figura 4.28. Distribución lateral de fotones a nivel del detector de una simulación de una hora de flujo de cascadas aéreas extensas.

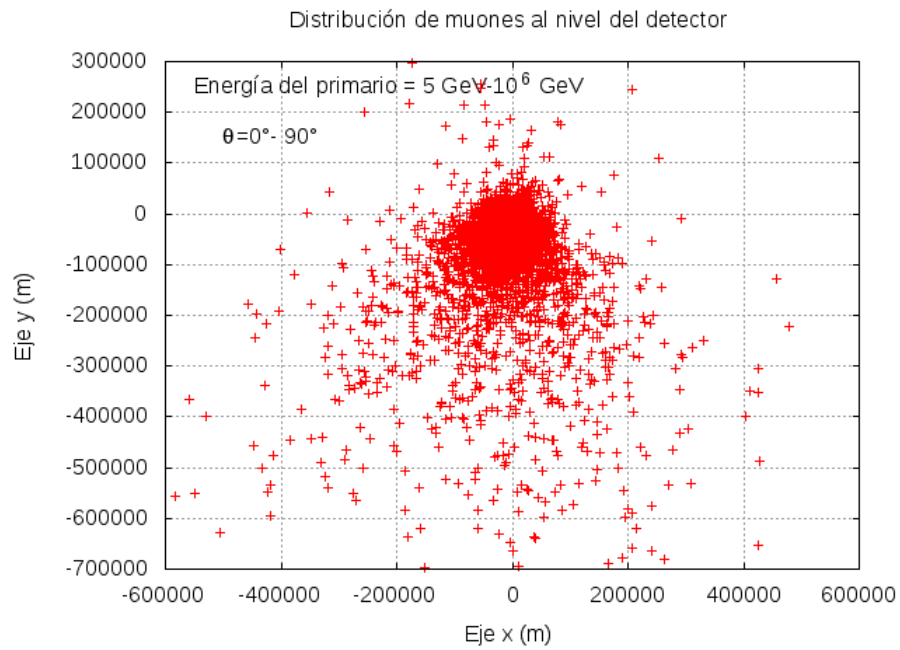


Figura 4.29. Distribución lateral de muones a nivel del detector de una simulación de una hora de flujo de cascadas aéreas extensas.

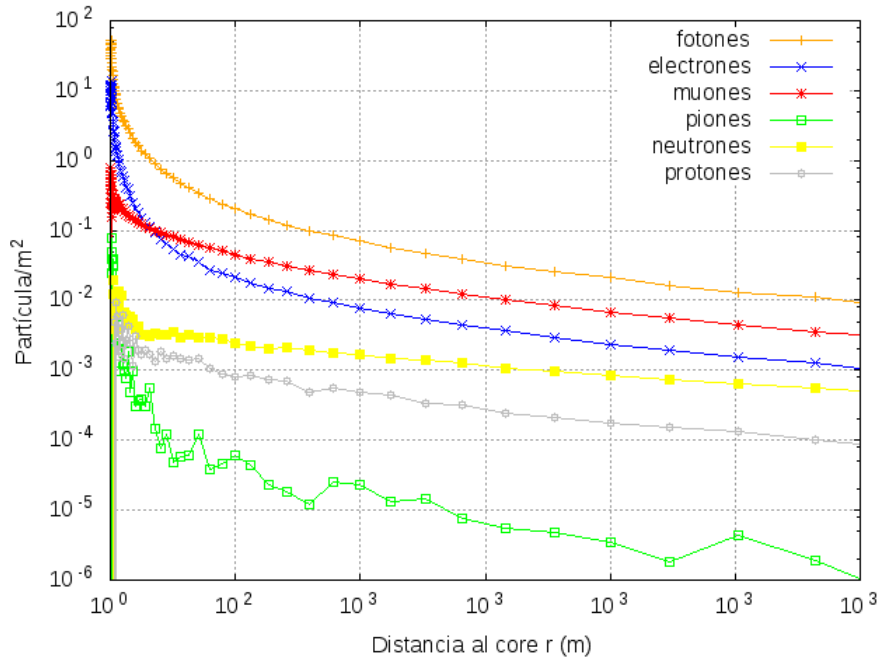


Figura 4.30. Gráfica de las distribuciones laterales de partículas del flujo de una hora de CAE con $5 \text{ GeV} \leq E \leq 10^6 \text{ GeV}$ y con ángulo de incidencia $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$.

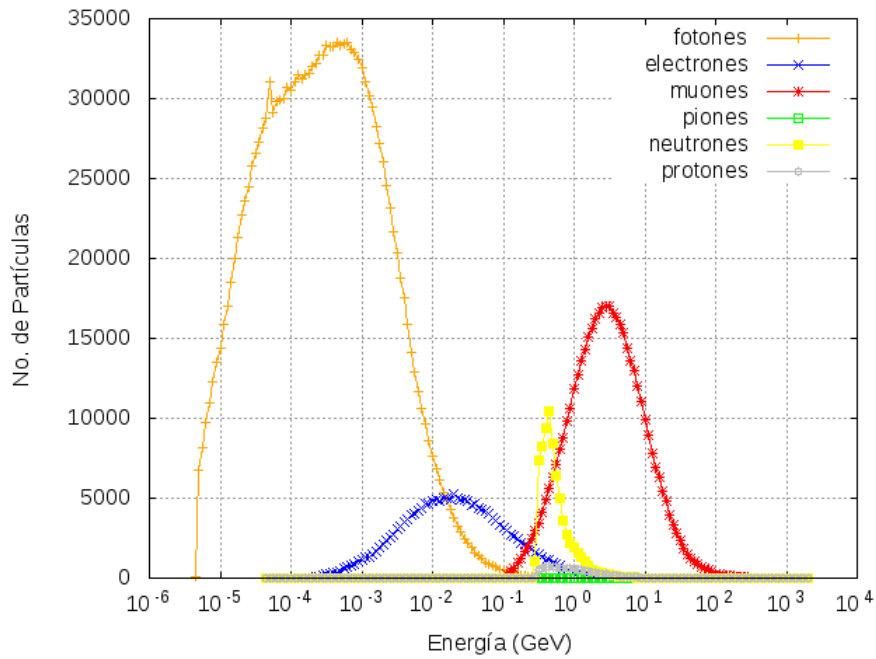


Figura 4.31. Gráfica de las distribuciones laterales de energía para las distintas partículas del flujo de una hora de CAE con $5 \text{ GeV} \leq E \leq 10^6 \text{ GeV}$ y con ángulo de incidencia $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$.

5. CONCLUSIONES

1. Al simular una sólo cascada iniciada por un protón de alta energía (arriba de 10^4 GeV), la composición varía dependiendo del ángulo de incidencia y de la energía.
2. En las cascadas iniciadas por un protón de alta energía los fotones y electrones (positrones y negatrones) son las partículas con mayor abundancia, seguido de muones y partículas cargadas.
3. Para una simulación de 1 cascada iniciada por un protón de alta energía a diferentes ángulos de incidencia, las partículas más energéticas en relación a la profundidad atmosférica son las partículas gamma.
4. La energía depositada en la atmósfera para una simulación de 1 cascada iniciada por un protón de alta energía a diferentes ángulos de incidencia se debe principalmente a ionización por electrones.
5. En la simulación de 1 cascada iniciada por un protón de alta energía, la densidad de partículas (partícula por metro cuadrado) de una cascada aérea en particular que llega al nivel del detector, se incrementa a mayor energía del primario. En la distribución lateral de una cascada. la densidad disminuye conforme se aleja del núcleo de la cascada.
6. Para la simulación de una hora de flujo de cascadas, CORSIKA escoje arbitrariamente las partículas primarias, produciendo así una abundancia similar de fotones, electrones y muones al nivel del detector, siendo las de mayor número los fotones seguidos de los muones, electrones, positrones, piones, neutrones y protones.
7. Para una simulación de 1 hora de flujo de partículas se espera que las partículas con mayor energía en el detector sean fotones, seguido de muones, neutrones y electrones.

6. RECOMENDACIONES

1. Para futuros trabajos con CORSIKA, se debe simular con distintas partículas primarias, y observar la abundancia de partículas de las cascadas producidas.
2. Es necesario tener un equipo adecuado para simular un flujo más realista, como por ejemplo, una semana de flujo de cascadas, que podría tardar meses en simularse.
3. En este trabajo se asume que el mejor modelo para simular cascadas de alta energía es el QGSJet, sin embargo existen más modelos disponibles que se pueden utilizar y observar las diferencias en los resultados.

Apéndices

A. Instalación de CORSIKA

El programa se descarga de la página <https://www.ikp.kit.edu/corsika/> enviando previamente un correo a la dirección de correo electrónico `tanguy.pierog@kit.edu` en donde se proporciona un usuario y contraseña para descargar el archivo `corsika-74005.tar.gz`, dependiendo de la versión disponible.

Para instalar el programa, en la terminal de linux se navega hasta la carpeta en donde se descargó el archivo.

Se descomprime el archivo y se entra a la carpeta descomprimida:

```
$ tar xvf corsika-74005.tar.gz
$ cd corsika-74005
```

En las simulaciones realizadas se necesitan modelos atmosféricos externos al programa, entonces para poder tenerlos se cambia a la carpeta `bernlöhr` y luego se descomprime el archivo `berhlohr-1-48.tar.gz` (la versión puede variar):

```
$ cd bernlohr
$ tar xvf bernlohr-1.48.tar.gz
$ cd bernlohr-1.48
$ cp atmprof* ../corsika-74005/run
$ cd ..
```

De nuevo en la carpeta `corsika-74005` se ejecuta el archivo “coconut”

```
$ ./coconut
```

y aparecen las distintas opciones para compilar el programa. A continuación se muestran los distintos diálogos que aparecen en la terminal con sus respectivas instrucciones. En la primera opción aparecen las opciones de compilación de 32 bits o 64 bits. Se elige la opción 2.

```
| Please read the documentation for a detailed description |
|           of the options and how to use it.           |
|
| Try './coconut -h' to get some help about COCONUT      |
| Use './coconut --expert' to enable additional configuration steps. |
|
| (press 'Enter' to select an option followed by "[DEFAULT]" or
|[cached]") |
|
|=====|
```

Compile in 32 or 64bit mode ?

- 1 - Force 32bit mode
- 2 - Use compiler default ('-m64' on a 64bit machine) [DEFAULT]

r - restart (reset all options to cached values)
x - exit make

(only one choice possible): 2

Después se escoge el modelo de interacción de alta energía a utilizar. Se elige la opción 5.

Which high energy hadronic interaction model do you want to use ?

- 1 - DPMJET 2.55
- 2 - EPOS LHC
- 3 - NEXUS 3.97
- 4 - QGSJET 01C (enlarged commons) [DEFAULT]
- 5 - QGSJETII-04
- 6 - SIBYLL 2.1
- 7 - VENUS 4.12

r - restart (reset all options to cached values)

x - exit make

(only one choice possible): 5

Posteriormente se elige el modelo de interacción de baja energía. Se elige la opción 1.

Which low energy hadronic interaction model do you want to use ?

- 1 - GHEISHA 2002d (double precision) [DEFAULT]
- 2 - FLUKA
- 3 - URQMD 1.3cr

r - restart (reset all options to cached values)
x - exit make

(only one choice possible): 1

Ahora se elige la geometría del detector utilizado en el proyecto LAGO Guatemala. Se elige la opción 2.

Which detector geometry do you have ?

- 1 - horizontal flat detector array [DEFAULT]
- 2 - non-flat (volume) detector geometry
- 3 - vertical string detector geometry

r - restart (reset all options to cached values)
x - exit make

(only one choice possible): 2

Ahora se listan varias opciones adicionales, por el tipo de simulación que se va a realizar se eligen las opciones, 7a y 9 (se elige una primero y luego aparece de nuevo el listado de opciones y entonces se escoge la otra):

options: QGSJETII TIMEAUTO VOLUMEDET GHEISHA

Which additional CORSIKA program options do you need ?

- 1a - Cherenkov version for rectangular detector grid
- 1b - Cherenkov version for telescope system (using bernlohr IACT C-routines)
- 1c - apply atm. absorption, mirror reflectivity & quantum eff.
- 1d - Auger Cherenkov longitudinal distribution
- 1e - TRAJECTory version to follow motion of source on the sky
- 2 - THINning version
- 2a - LPM-effect without thinning
- 3 - PRESHOWER version for EeV gammas
- 4 - NEUTRINO version
- 4a - NUPRIM primary neutrino version with HERWIG
- 5 - STACK INput of secondaries, no primary particle
- 6 - CHARMed particle/tau lepton version with PYTHIA
- 6a - TAU LEPTon version with PYTHIA
- 7 - SLANT depth instead of vertical depth for longi-distribution
- 7a - CURVED atmosphere version
- 7b - UPWARD particles version
- 7c - view-cone version
- 8a - shower PLOT version (PLOTSH) (only for single events)
- 8b - shower PLOT(C) version (PLOTSH2) (only for single events)
- 8c - ANALysis HISTos & THIN (instead of particle file)
- 8d - Auger-histo file & THIN
- 8e - MUON-histo file
- 9 - external atmosphere functions (table interpolation)
(using bernlohr C-routines)
- 9a - EFIELD version for electrical field in atmosphere
- a - CONEX for high energy MC and cascade equations
- b - PARALLEL treatment of subshowers
- c - CoREAS Radio Simulations
- d1 - Inclined observation plane
- e - interaction test version (only for 1st interaction)
- f - Auger-info file instead of dbase file

g - COMPACT particle output file
 h - MUPROD to write decaying muons
 h2 - prEHISTORY of muons: mother and grandmother
 k - annitest cross-section version (obsolete)
 - -----
 y - *** Reset selection ***
 z - *** Finish selection *** [DEFAULT]

r - restart (reset all options to cached values)
 x - exit make

(multiple selections accepted, leading '-' removes option): 7a

Después, en este mismo menú de opciones se elige la opción z.

options: QGSJETII TIMEAUTO VOLUMEDET GHEISHA

Which additional CORSIKA program options do you need ?

- 1a - Cherenkov version for rectangular detector grid
- 1b - Cherenkov version for telescope system (using bernlohr IACT C-routines)
- 1c - apply atm. absorption, mirror reflectivity & quantum eff.
- 1d - Auger Cherenkov longitudinal distribution
- 1e - TRAJECTory version to follow motion of source on the sky
- 2 - THINning version
- 2a - LPM-effect without thinning
- 3 - PRESHOWER version for EeV gammas
- 4 - NEUTRINO version
- 4a - NUPRIM primary neutrino version with HERWIG
- 5 - STACK INput of secondaries, no primary particle
- 6 - CHARMed particle/tau lepton version with PYTHIA
- 6a - TAU LEPTon version with PYTHIA
- 7 - SLANT depth instead of vertical depth for longi-distribution
- 7a - CURVED atmosphere version
- 7b - UPWARD particles version

```

7c - view-cone version
8a - shower PLOT version (PLOTSH) (only for single events)
8b - shower PLOT(C) version (PLOTSH2) (only for single events)
8c - ANALYSIS HISTOs & THIN (instead of particle file)
8d - Auger-histo file & THIN
8e - MUON-histo file
9 - external atmosphere functions (table interpolation)
    (using bernlohr C-routines)
9a - EFIELD version for electrical field in atmosphere
a - CONEX for high energy MC and cascade equations
b - PARALLEL treatment of subshowers
c - CoREAS Radio Simulations
d1 - Inclined observation plane
e - interaction test version (only for 1st interaction)
f - Auger-info file instead of dbase file
g - COMPACT particle output file
h - MUPROD to write decaying muons
h2 - prEHISTORY of muons: mother and grandmother
k - annitest cross-section version (obsolete)
- -----
y - *** Reset selection ***
z - *** Finish selection *** [DEFAULT]

r - restart (reset all options to cached values)
x - exit make

```

(multiple selections accepted, leading '-' removes option): z

Entonces el programa preguntará si se está seguro de las opciones escogidas, se escribe "yes" o sólo se da enter:

Are you sure you want to continue with these current option selection:

yes or no ? (default: yes) >

La configuración está terminada, se procede a compilar el programa eligiendo la opción "f":

```
-----  
Configuration is finished. How do you want to proceed ?  
  f - Compiling and remove temporary files [DEFAULT]  
  k - Compile and keep extracted CORSIKA source code  
  n - Just extract source code. Do not compile!  
  
  r - restart (reset all options to cached values)  
  x - exit make  
  
(only one choice possible): f  
-----
```


B. Simulación de una Sola Cascada en CORSIKA

Para correr una simulación en CORSIKA, es necesario dirigirse hacia la carpeta del programa, en este caso es corsika-74005 (depende de la versión), luego hacia la carpeta run, allí hay un archivo llamado “all-inputs” que contiene los parámetros a simular:

RUNNR	1					run number	
EVTNR	1					number of first shower event	
NSHOW	1					number of showers to generate	
PRMPAR	14					particle type of prim. particle	
ESLOPE	-2.7					slope of primary energy spectrum	
ERANGE	1.E4	1.E4				energy range of primary particle	
THETAP	20.	20.				range of zenith angle (degree)	
PHIP	-180.	180.				range of azimuth angle (degree)	
SEED	123	0	0			seed for 1. random number sequence	
SEED	456	0	0			seed for 2. random number sequence	
OBSLEV	150000					observation level (in cm)	
ATMOSPHERE	1	Y					
FIXCHI	0.					starting altitude (g/cm**2)	
MAGNET	27.7	25.32				magnetic field centr. Europe	
HADFLG	0	0	0	0	0	2	flags hadr.interact.&fragmentation
ECUTS	0.3	0.3	0.003	0.003			energy cuts for particles
MUADDI	T						additional info for muons
MUMULT	T						muon multiple scattering angle
ELMFLG	T	T					em. interaction flags (NKG,EGS)
STEPFC	1.0						mult. scattering step length fact.
RADNKG	200.E2						outer radius for NKG lat.dens.distr.
LONGI	T	10.	T	T			longit.distr. & step size & fit & out
ECTMAP	1.E4						cut on gamma factor for printout
MAXPRT	1						max. number of printed events

DIRECT	./	output directory
USER	you	user
DEBUG	F 6 F 1000000	debug flag and log.unit for out
EXIT		terminates input

El significado de cada uno de los parámetros a utilizar se da a continuación (para más información consultar la guía de usuario del programa [10]):

1. RUNNR (Run Number) : Indica el número de corrida. El rango de valores es $0 \geq NRRUN \geq 999999$
2. EVTNR (First Event Number): Indica el número del evento de la primera cascada, al segundo evento se le sumará 1 y así sucesivamente.
3. NSHOW (Number Shower): Indica el número de cascadas a generar.
4. PRMPAR (Particle primary): Indica el tipo de partícula primaria. Ver tabla (4.1) para el código de partículas utilizado por CORSIKA.
5. ERRANGE (Energy Range): Indica el rango de energía de la partícula primaria.
6. ESLOPE (Energy Slope): Indica la pendiente del espectro de energía del primario.
7. THETAP (Zenith Angle): Indica el rango en el que se llevará a cabo la simulación en el ángulo cenital.
8. PHIP (Azimuth Angle): Indica el rango del ángulo azimutal.
9. SEED (Random Number Generator Initialization): Indica un número aleatorio para llevar a cabo las interacciones.
10. OBSLEV (Observation Level): Indica la altitud a la que se encuentra el detector sobre el nivel del mar.
11. ATMOSPHERE: Indica el modelo atmosférico a utilizar, en este caso se utiliza el modelo 1 por el tipo de clima de Guatemala.
12. FIXCHI (Starting Grammage): Indica la altitud a la que se inicia el primer evento.

13. MAGNET (Magnetic Field): Indica las componentes del campo magnético.
14. ECUTS (Energy Cut-off): Indica la energía de corte de las partículas en el orden siguiente: hadrones, muones, electrones y fotones.
15. LONGI (Longitudinal): Activar o desactivar las componentes logitudinales de las cascada. Para activar se coloca una T y para desactivar se coloca una F.
16. DIRECT (Directory): Indica el directorio en el que se obtendrá el archivo con la información de la simulación.
17. USER : Usuario.
18. EXIT: Indica que se termina las entradas de los parámetros para llevar a cabo la simulación.

Una vez introducidos los parámetros correctamente, entonces se corre la simulación en una terminal de la siguiente manera:

```
$ ./corsika74005Linux_QGSII_gheisha < all-inputs > DAT000001.lst
```

`corsika74005Linux_QGSII` es el ejecutable de corsika que se encuentra en la carpeta llamada `run`. `all-inputs` es el archivo que contiene los parámetros de la simulación, puede llevar cualquier otro nombre y pueden haber más de uno. `output.txt` es el archivo de salida que se creará al terminar la simulación, también puede tener cualquier otro nombre y haber más de un archivo de salida dependiendo de las simulaciones que se requieran.

B.1. Archivos de Salida

Al terminar la simulación se crearán varios archivos de salida que contienen toda la información de las cascadas simuladas, estas son:

1. Archivos `lst`: Este archivo muestra todos los datos de entrada para correr la simulación, la versión del programa, constantes físicas, modelos atmosféricos utilizados.
2. Archivos `DATnnnnnn` ($000001 \geq nnnnnn \geq 999999$): Estos archivos tienen la información de las partículas primarias como las partículas secundarias simuladas, sin embargo, este archivo está codificado por lo que no pue-

de ser leído como un archivo de texto común. Para poder leer este archivo es necesario utilizar el ejecutable `corsikaread` que viene en la dirección `corsika-74005/src/utils`. Se ejecuta de la siguiente manera:

```
$/corsikaread<input.txt>output.txt
```

donde “input.txt” es un archivo que contiene la dirección exacta de los archivos binarios DATnnnnnn que se copiará al archivo de salida “output.txt” que contendrá la información de las partículas simuladas en 7 columnas: $id, p_x, p_y, p_z, x, y, t$ que representan el código de identificación de la partícula (ver tabla B.1), la componente x del momento, la componente y del momento, componente z del momento, coordenada x de las partículas, coordenada y de las partículas y tiempo de llegada de las partículas a cierto nivel de observación.

3. Archivo DATnnnnnn.long: este archivo contiene la información de la distribución longitudinal de la cascada simulada.

Id	Particle	Id	Particle	Id	Particle	Id	Particle
1	γ	50	ω	116	D°	153	$\overline{\Sigma}_C^-$
2	e^+	51	ρ°	117	D^+	154	$\overline{\Sigma}_C^\circ$
3	e^-	52	ρ^+	118	\overline{D}^-	155	$\overline{\Xi}'_C$
		53	ρ^-	119	\overline{D}°	156	$\overline{\Xi}^\circ_C$
5	μ^+	54	Δ^{++}	120	D_S^+	157	$\overline{\Omega}_C$
6	μ^-	55	Δ^+	121	\overline{D}_S		
7	π°	56	Δ°	122	η_C	161	Σ_C^{*++}
8	π^+	57	Δ^-	123	$D^{*\circ}$	162	Σ_C^{*+}
9	π^-	58	$\overline{\Delta}^{--}$	124	D^{*+}	163	$\Sigma_C^{*\circ}$
10	K_L°	59	$\overline{\Delta}^-$	125	\overline{D}^{*-}		
11	K^+	60	$\overline{\Delta}^\circ$	126	$\overline{D}^{*\circ}$	171	$\overline{\Sigma}_c^{*-}$
12	K^-	61	$\overline{\Delta}^+$	127	D_S^{*+}	172	$\overline{\Sigma}_C^{*-}$
13	n	62	$K^{*\circ}$	128	\overline{D}_S^{*-}	173	$\overline{\Sigma}_C^{*\circ}$
14	p	63	K^{*+}				
15	\bar{p}	64	\overline{K}^{*-}	130	J/Psi	176	B°
16	K_S°	65	$\overline{K}^{*\circ}$	131	τ^+	177	B^+
17	η	66	ν_e	132	τ^-	178	\overline{B}^-
18	Λ	67	$\bar{\nu}_e$	133	ν_τ	179	\overline{B}°
19	Σ^+	68	ν_μ	134	$\bar{\nu}_\tau$	180	B_S°
20	Σ°	69	$\bar{\nu}_\mu$			181	\overline{B}_C°
21	Σ^-	70		137	Λ_C^+	182	B_C^+
22	Ξ°	71	$\nu \rightarrow \gamma\gamma$	138	Ξ_C^+	183	\overline{B}_C
23	Ξ^-	72	$\nu \rightarrow 3\pi^{circ}$	139	Ξ_C°	184	Λ_b°
24	Ω^-	73	$\nu \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^{circ}$	140	Σ_C^{++}	185	Σ_b^-
25	\bar{n}	74	$\nu \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$	141	Σ_C^+	186	Σ_b^+
26	Λ	75	μ^+	142	Σ_C°	187	Ξ_b°
27	$\overline{\Sigma}^-$	76	μ^-	143	$\Xi_C'^+$	188	Ξ_b^-
28	$\overline{\Sigma}^\circ$			144	Ξ_C°	189	Ω_b^-
29	$\overline{\Sigma}^+$	85	decaying μ^+ at start	145	Σ_C°	190	Λ_b°
30	$\overline{\Xi}^\circ$	86	decaying μ^- at start			191	Σ_b^+
31	$\overline{\Xi}^+$			149	$\overline{\Lambda}_C$	192	$\overline{\Sigma}_b$
32	$\overline{\Omega}^+$	95	decaying μ^+ at end	150	$\overline{\Xi}_C$	193	Ξ_b°
48	ν'	96	decaying μ^- at end	151	\overline{Xi}_C°	194	$\overline{\Sigma}_b^+$
49	Φ			152	$\overline{\Sigma}_C^-$	195	$\overline{\Omega}_b^+$

Tabla B.1. Código de identificación de las partículas utilizadas por el programa CORSIKA. Fuente: [10, p.100,101].

C. Simulación de un Tiempo Determinado de Varias Cascadas con el Paquete CrkTools

Para simular varias cascadas por un determinado tiempo es necesario descargar los archivos CrkTools (el nombre puede variar) que son una serie de scripts de código abierto necesarios para facilitar el uso de CORSIKA, se descargan de la siguiente página <https://github.com/lagoproject/sims> y se descomprimen tal y como se ha hecho anteriormente. Dentro de la carpeta descargada se compilan los siguientes archivos:

```
$ g++ -o analysis analysis.cc -Wall
$ g++ -o showers showers.cc -Wall
$ gfortran -o lagocrkread lagocrkread.f -g -fbounds-check -O2
$ gfortran -o lagocrkthin lagocrkthin.f -g -fbounds-check -O2
$ gfortran -o onlysecs onlysecs.f -g -fbounds-check -O2
```

Una vez compilado los archivos anteriores entonces es necesario modificar los archivos para que funcionen en cualquier computadora.

El primer archivo a modificar es `new_project_halley.sh`. Estos scripts fueron diseñados para funcionar en un clúster de computadoras, las líneas de código exactas a modificar se dan a continuación, teniendo en cuenta que las líneas originales vienen precedidas de un “#”, seguido de la línea modificada, en caso de que no sea así, las líneas deben ser borradas y no sustituidas, el nombre de usuario “nombreusuario”, depende de la máquina en la que se está trabajando, por lo que se da tal nombre genérico y que deberá ser modificado también, además los puntos suspensivos indican que el texto va en una sola línea de código:

```
#h=$(hostname | awk '{if ($1=="frontend") {print 0} else...
...{print $0}}' | sed -e 's/halley0//')
#if [ "X${h}" != "X0" ]; then
```

```

# echo; echo -e "# ERROR: You should run this script at halley...
...cluster frontend (h0)"
# showhelp
# exit 1;
#fi
...
%#####

#mkdir /home/h0/${prj}
mkdir /home/luis/${prj}
$cp -r ${src}/run/* /home/h0/${prj}/
cp -r ${src}/run/* /home/nombreusuario/${prj}/
#for i in $(seq 1 5); do
# rsync -aP /home/h0/${prj} h${i}:/home/h${i}
#done

#### Adding this project to .bashrc
#echo "alias ${prj}=\"cd /home/h\${hn}/${prj}; ls -l\"\" >> ~/.bashrc
echo "alias ${prj}=\"cd /home/nombreusuario/${prj}; ls...
...-l\"\" >> ~/.bashrc
#for i in $(seq 1 5); do
# rsync -aP ~/.bashrc h${i}:
#done

```

Antes de ejecutar este archivo es necesario modificar también el archivo llamado “do_sims_halley.sh”, teniendo en cuenta las mismas instrucciones del archivo anterior:

```

#codename=$(echo $wdir | sed -e 's/\home\h0\///' | sed -e 's/\///')
codename=$(echo $wdir | sed -e 's/\home/\luis\///' | sed -e 's/\///')

#codename=$(echo $wdir | sed -e 's/\home\h0\///' | sed -e 's/\///')
codename=$(echo $wdir | sed -e 's/\home/\nombreusuario\///' | sed...
...-e 's/\///')

#for i in $(seq $st $en); do

```



```

    #u=$(echo $wdir | sed -e "s/h0/h${i}/")
    #scp $basearti/rain.pl h${i}:$u/
    cp $basearti/rain.pl $wdir
    rain="./rain.pl -z"
#done

#for i in $(seq $st $en); do
    #u=$(echo $wdir | sed -e "s/h0/h${i}/")
    #scp $basearti/rain.pl h${i}:$u/
    cp $basearti/rain.pl $wdir
    rain="./rain.pl "
#done
#Stuff-01!
#h=$(hostname | awk '{if (\$1=="frontend") {print 0} else if...
...(\$1=="hernan") {print 5} else {print \$0}}' | sed -e ...
...'s/halley0//')
#r=$(echo $rain | sed -e 's/h0/h\${h}/')\"
r=\"$rain\"

#for i in \$(seq $st $en); do
# echo \"Updating script go-$prj-all-01.sh in halley0\${i}\"
#ssh h\${i} chmod 644 /home/h\${i}/$codename/go-$prj-all-01.sh
#ssh h\${i} mv /home/h\${i}/$codename/go-$prj-all-01.sh...
.../home/h\${i}/$codename/go-$prj-all-01-halley0\${h}.run
#done

#Stuff-02!
#h=$(hostname | awk '{if (\$1=="frontend") {print 0} else if...
...(\$1=="hernan") {print 5} else {print \$0}}' | sed -e...
... 's/halley0//')
#r=$(echo $rain | sed -e 's/h0/h\${h}/')\"
r=\"$rain\"

#for i in \$(seq $st $en); do
# echo \"Updating script go-$prj-all-02.sh in halley0\${i}\"
# ssh h\${i} chmod 644 /home/h\${i}/$codename/go-$prj-all-02.sh
# ssh h\${i} mv /home/h\${i}/$codename/go-$prj-all-02.sh...

```

```

.../home/h\${i}/$codename/go-$prj-all-02-halley0\${h}.run
#done

#Stuff-03!
#h=\$(hostname | awk '{if (\$1=="frontend") {print 0} else if...
...(\$1=="hernan") {print 5} else {print \$0}}' | sed -e...
... 's/halley0//')
#r="\$(echo $rain | sed -e 's/h0/h\${h}/')\"
  r="\$rain\"
#Helium
#h=\$(hostname | awk '{if (\$1=="frontend") {print 0} else if...
...(\$1=="hernan") {print 5} else {print \$0}}' | sed -e...
... 's/halley0//')
#r="\$(echo $rain | sed -e 's/h0/h\${h}/')\"
  rain="\$rain\"
#for i in \$(seq $st $en); do
#  echo \"Updating script go-$prj-he.sh in halley0\${i}\"
#  ssh h\${i} chmod 644 /home/h\${i}/$codename/go-$prj-he.sh
#  ssh h\${i} mv /home/h\${i}/$codename/go-$prj-he.sh...
.../home/h\${i}/$codename/go-$prj-he-halley0\${h}.run
chmod 644 /home/luis/$codename/go-$prj-he.sh
mv /hombeluis/$codename/go-$prj-he.sh...
... /home/luis/$codename/go-$prj-he.run
#done

# Protons!
#h=\$(hostname | awk '{if (\$1=="frontend") {print 0} else if...
...(\$1=="hernan") {print 5} else {print \$0}}' | sed -e...
... 's/halley0//')
#r="\$(echo $rain | sed -e 's/h0/h\${h}/')\"
  r="\$rain\"
#for k in \$(seq $st $en); do
#  echo \"Updating script go-$prj-pr-$i.sh in halley0\${k}\"
#  ssh h\${k} chmod 644 /home/h\${k}/$codename/go-$prj-pr-$i.sh
#  ssh h\${k} mv /home/h\${k}/$codename/go-$prj-pr-$i.sh...
.../home/h\${k}/$codename/go-$prj-pr-$i-halley0\${h}.run

```

```

    chmod 644 /home/luis/$codename/go-$prj-pr-$i.sh
    mv /home/luis/$codename/go-$prj-pr-$i.sh...
.../home/luis/$codename/go-$prj-pr-$i.run
#done

#for i in $(seq $st $en); do
# echo "Copying scripts to halley0${i}"
# scp -r $wdir/${prj} h${i}:/home/h${i}/$codename/
# scp -r $wdir/go-${prj}-*.sh h${i}:/home/h${i}/$codename/
#done

```

Cuando los archivos estén modificados entonces se ejecuta el primer script: `newprj-halley.sh` y se crea el proyecto llamada “prueba”.

```

$ ./newprj-halley.sh -s /home/nombreusuario/Corsika/corsika-74005/
-p prueba -u nombreusuario

```

Donde `-s` representa la dirección de los binarios de CORSIKA, `-p` el nombre del proyecto (puede ser cualquiera) y `-u` el nombre de usuario (depende de la máquina con que se esté trabajando).

Al ejecutar el script anterior se muestra algo así:

```

# Source bin directory    = /home/nombreusuario/Corsika/corsika-74005/
# Project base name      = prueba
# User name               = nombreusuario

# READY: Press enter to continue, <ctrl-c> to abort!

```

Al presionar enter aparece un mensaje indicando que se ha creado el proyecto.

```

# DONE: Project prueba has been created. You can access the project
  folder
#       by just typing prueba anywhere.
#
#       Run do_sims_halley.sh to continue

```

Entonces se crea una carpeta en la dirección `/home/nombreusuario`. Ahora se ejecuta el script `do_sims_halley.sh` (al ejecutar este archivo se puede obtener errores que pueden ser resueltos al instalar el archivo `libswitch-perl`)

```
$ ./do_sims_halley.sh -w /home/nombreusuario/prueba/ -p corrida1
-t 3600 -v 74005 -u nombreusuario -s GUA -y
```

Donde `-w` es el directorio del proyecto anteriormente creado, `-p` el nombre de la corrida (crea una subcarpeta en la carpeta del proyecto), `-t` el tiempo a simular; en este caso se desea simular 1 hora, es decir, 3600 segundos, `-v` es la versión de CORSIKA, `-u` es el nombre de usuario, `-s` el nombre del sitio que se va a simular, y `-y` habilita el modo “volumetric detector”.

Al ejecutar el anterior script, se muestran varias opciones que se deben introducir. Aquí se elige el ángulo cenital mínimo. Se elige 0 por default. En el ángulo cenital máximo se elige 90. La energía mínima límite para un primario se elige 5 y para la energía límite máxima se elige 1000000. Para la energía de corte se elige 5. En el modelo atmosférico se elige E1 pues en Guatemala existe un clima tropical y E1 provee los datos para tal tipo de atmósfera. En el nivel de observación, se elige la altura del detector, en este caso 150000 (está en cm), y por último las componentes de campo geomagnético que se calculan en la siguiente página: <http://www.ngdc.noaa.gov/geomag-web/> introduciendo la longitud del sitio y la altitud (en la misma página se pueden encontrar si no se tienen), utilizando el modelo IGRF. A continuación se muestra un ejemplo de los diálogos que aparecen en la terminal al ejecutar los scripts anteriores.

```
# Working dir           = /home/nombreusuario/prueba/
# Project name          = corrida1
# Flux time             = 3600
# CORSIKA version       = 74005
# User name             = nombreusuario
# Site location         = GUA
# Volumetric detector mode for = GUA
# WARNING: High energy interaction model was not provided. Using
default: QGSII
```

```
### Shower parameters ###
```

```
Low edge of zenith angle (THETAP) [deg]?
```

```
<THETPR(1) 0>:
```

```
High edge of zenith angle (THETAP) [deg]?
```

```
<THETPR(2) 90>:
```

Lower limit of the primary particle energy (ERANGE) [GeV]?
<LLIMIT 5>:
Upper limit of the primary particle energy (ERANGE) [GeV]?
<ULIMIT 1000000>:
Site parameters

Use rigidity cutoff? (0=no, Rigidity value=yes [GV])?
< 5>:
Atmospheric model selection. Start number with 'E' to use
external atmospheres module?
<ATMOD 19>: E1
Observation level above sea level [cm]?
<OBSLEV 0>: 150000
Horizontal comp. of the Earth's mag. field (MAGNET) [North,muT],
see values at <http://www.ngdc.noaa.gov/geomagmodels/struts/calcIGRFWMM?>
<BX 0>: 27.72
Vertical comp. of the Earth's mag. field (MAGNET) [downwards,muT]?
<BZ 0>: 25.35
Number of nucleus?:Nucleus?: j0? (mantisa) : e0? (exponent>0) :
Gamma (>0)? : Nucleus?: j0? (mantisa) : e0? (exponent>0) :
Gamma (>0)? : Nucleus?: j0? (mantisa) : e0? (exponent>0) :
Gamma (>0)? : Nucleus?: j0? (mantisa) : e0? (exponent>0) :
Gamma (>0)? : Nucleus?: j0? (mantisa) : e0? (exponent>0) :
Gamma (>0)? : Nucleus?: j0? (mantisa) : e0? (exponent>0) :
Gamma (>0)? : Nucleus?: j0? (mantisa) : e0? (exponent>0) :
Gamma (>0)? : Nucleus?: j0? (mantisa) : e0? (exponent>0) :
Gamma (>0)? : Nucleus?: j0? (mantisa) : e0? (exponent>0) :
Gamma (>0)? : Nucleus?: j0? (mantisa) : e0? (exponent>0) :
Gamma (>0)? : Nucleus?: j0? (mantisa) : e0? (exponent>0) :
Gamma (>0)? : Nucleus?: j0? (mantisa) : e0? (exponent>0) :
Gamma (>0)? : Nucleus?: j0? (mantisa) : e0? (exponent>0) :
Gamma (>0)? : Nucleus?: j0? (mantisa) : e0? (exponent>0) :
Gamma (>0)? : Nucleus?: j0? (mantisa) : e0? (exponent>0) :
Gamma (>0)? : Nucleus?: j0? (mantisa) : e0? (exponent>0) :
Gamma (>0)? : Nucleus?: j0? (mantisa) : e0? (exponent>0) :
Gamma (>0)? : Nucleus?: j0? (mantisa) : e0? (exponent>0) :

Gamma (>0)?: Nucleus?: j0? (mantisa) : e0? (exponent>0) :
 Gamma (>0)?: Nucleus?: j0? (mantisa) : e0? (exponent>0) :
 Gamma (>0)?: Nucleus?: j0? (mantisa) : e0? (exponent>0) :
 Gamma (>0)?: Nucleus?: j0? (mantisa) : e0? (exponent>0) :
 Gamma (>0)?: Nucleus?: j0? (mantisa) : e0? (exponent>0) :
 Gamma (>0)?: Nucleus?: j0? (mantisa) : e0? (exponent>0) :
 Gamma (>0)?: Nucleus?: j0? (mantisa) : e0? (exponent>0) :
 Gamma (>0)?: Nucleus?: j0? (mantisa) : e0? (exponent>0) :
 Gamma (>0)?:

Fluxes

Flux time: 3600 s (18738418 showers, $5 < E < 1000000$, $0 < q < 90$ at site GUA
 (h=219.03, atm=19), using volumetric detector for flux calculations,
 and using rigidity cutoff.

0 1 H 16869640 -> -----
 4 2 He 1697848 -> -----
 12 6 C 43732 -> -----
 16 8 O 42289 -> -----
 7 3 Li 17209 -> -----
 11 5 B 11871 -> -----
 24 12 Mg 10021 -> -----
 28 14 Si 9642 -> -----
 14 7 N 8824 -> -----
 20 10 Ne 7760 -> -----
 56 26 Fe 5845 -> -----
 9 4 Be 4998 -> -----
 32 16 S 1516 -> -----
 27 13 Al 1305 -> -----
 23 11 Na 1127 -> -----
 40 20 Ca 878 -> -----
 19 9 F 735 -> -----
 52 24 Cr 561 -> -----
 40 18 Ar 526 -> -----
 48 22 Ti 491 -> -----
 55 25 Mn 389 -> -----
 39 19 K 320 -> -----

```

51 23 V 262  ->  -----
31 15 P 257  ->  -----
35 17 Cl 222  ->  -----
45 21 Sc 150  ->  -----

```

En la carpeta del proyecto se crean 12 archivos ejecutables de la forma go-corrida1-...sh. Entonces se entra a la carpeta del proyecto.

```

$ cd ~/prueba
$ls
all-inputs          DAT00001.lst      Makefile
all-inputs-epos     EGSDAT6_.05      Makefile.am
all-inputs-nexus    EGSDAT6_1.       Makefile.in
all-inputs-stackin  EGSDAT6_.15      mirreff.dat
all-inputs-thin     EGSDAT6_.25      NUCLEAR.BIN
atmabs.dat          EGSDAT6_3.       NUCNUCCS
atmprof1.dat        EGSDAT6_.4       parallel-inputs
atmprof2.dat        GLAUBTAR.DAT     plottracks
atmprof3.dat        go-corrida1-all-01.sh  QGSDAT01
atmprof4.dat        go-corrida1-all-02.sh  qgsdat-II-04
atmprof5.dat        go-corrida1-all-03.sh  quanteff.dat
atmprof6.dat        go-corrida1-he.sh    rain.pl
atmprof7.dat        go-corrida1-pr-1.sh   SECTNU
atmprof8.dat        go-corrida1-pr-2.sh   sectnu-II-04
atmprof9.dat        go-corrida1-pr-3.sh   sims
conex-3D-inputs    go-corrida1-pr-4.sh   stackin.input
corrida1            go-corrida1-pr-5.sh   UrQMD-1.3.1-xs.dat
corsika74005Linux_QGSII_gheisha  go-corrida1-pr-6.sh   VENUSDAT
DAT000002          go-corrida1-pr-7.sh
DAT000002.long     go-corrida1-pr-8.sh

```

Entonces se ejecuta cada archivo ejecutable (son los archivos con extensión sh, cuando se ejecuta se cambia la extensión del archivo .sh a .run) y se espera a que terminen de ejecutarse, dependiendo del tiempo a simular y de la energía, los archivos pueden tardar desde unos cuantos minutos, hasta semanas enteras. En este caso particular, se utilizó una computadora personal, con 6 Gigas de memoria RAM y con procesador i5, para simular una hora de flujo con un rango de energía de 5 GeV a 10^6 GeV y

el tiempo necesario para terminar las simulaciones fue de aproximadamente 60 horas necesitando un espacio de 138 gigabytes, aunque no es recomendable ejecutar todos los archivos .sh al mismo tiempo, si no se posee una computadora con suficiente ventilación, puede sobrecalentarse al utilizar el 100 % de capacidad. Para ejecutar los archivos se utiliza el comando:

```
./go-corrída1-all-01.sh
```

Y así sucesivamente con los 12 archivos ejecutables. En algunas ocasiones es necesario instalar el archivo “screen” en la máquina.

Ahora nos trasladamos a la subcarpeta `corrída1` donde se encuentran todos los archivos que contienen la información de las cascadas simuladas.

```
$ cd corrída1
$ ls
150014-527176.run  DAT005123.bz2          DAT300014-0014-
0527176.lst.bz2
150014.pri.bz2    DAT005123.dbase       DAT300014.bz2
150014.sec.bz2    DAT005224-5224-0000561.input  DAT300014.dbase
160014-527176.run  DAT005224-5224-0000561.lst.bz2  DAT310014-0014-
0527176.input
160014.pri.bz2    DAT005224.bz2        DAT310014-0014-
0527176.lst.bz2
160014.sec.bz2    DAT005224.dbase       DAT310014.bz2
170014-527176.run  DAT005525-5525-0000389.input  DAT310014.dbase
170014.pri.bz2    DAT005525-5525-0000389.lst.bz2  DAT320014-0014-
0527176.input
170014.sec.bz2    DAT005525.bz2        DAT320014-0014-
0527176.lst.bz2
180014-527176.run  DAT005525.dbase       DAT320014.bz2
180014.pri.bz2    DAT005626-5626-0005845.input  DAT320014.dbase
```

Entonces aparecerán en total 60 archivos `DATnnnnnnn` donde `nnnnnnn` representa el número de la cascada, además de otros archivos de extensión `.dbase` y `.lst`.

Ahora se ejecuta el siguiente comando pues en los archivos `DATnnnnnnn` está toda la información de las cascadas pero debe decodificarse con el siguiente comando:

```
$ for i in DAT??????.bz2; do j=$(echo $i | sed -e 's/\.bz2//');
```



```
u=$(echo $j | sed -e 's/DAT//'); bzip2 -d -k $i; echo $j |  
/home/nombreusuario/CrkTools/lagocrkread |  
/home/nombreusuario/CrkTools/analysis -p -v $u; rm $j; done
```

Este comando básicamente lo que hace es descomprimir todos los archivos DAT y los decodifica para que puedan ser analizados. Este proceso puede ser tardado aproximadamente de 3 a 5 horas.

Con este comando entonces en la carpeta corrida1 se crean archivos .pri.bz2 y .sec.bz2 que contienen la información de los primarios y los secundarios respectivamente.

Como último paso el paquete CrkTools provee un script capaz de analizar los archivos .pri.bz2 y .sec.bz2 y mostrar la información necesaria analizar las cascadas simuladas. Entonces se ejecuta el siguiente comando.

```
bzcat *.sec.bz2 | /home/nombreusuario/CrkTools/showers -a 20 -d 20  
-c 1500. -v salida
```

Aquí primero se descomprime el archivo, luego se ejecuta el archivo showers y manda la información a los archivos llamados “salida.dst” y “salida.hst”, en los que se encuentra la información necesaria para el análisis de las cascadas. Los parámetros -a y -d representan la resolución de los histogramas, el parámetro -c es la altitud del detector en metros.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] Ardón, Rodrigo. *Reporte Final: Simulación de un detector Cherenkov de Agua*. USAC, Guatemala, 2012.
- [2] Asorey, Hernán. Teis Carrera de Doctorado en Física. *LOS DETECTORES CHERENKOV DEL OBSERVATORIO PIERRE AUGER Y SU APLICACIÓN AL ESTUDIO DE FONDOS DE RADIACIÓN*. Instituto Balseiro. Argentina, 2012.
- [3] Barghouty, A.F. A Review of the Ginzburg-Syrovatskii's Galactic Cosmic-Ray Propagation Model and its Leaky-Box Limit. Consultado en abril de 2017 en <https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/20120013305.pdf>
- [4] Ferrer Soria, Antinio. *Física nuclear y de partículas 2da edición*. Coordinación editorial Maite Simon, Universitat de València, 2006.
- [5] Gaisser, Thomas K. *Cosmic Ray and Particle Physics*. Cambridge University Press, 1990.
- [6] Greisen, K. Cosmic Ray Showers. Annual Review of Nuclear and Particle Science. Consultado en noviembre de 2016 en <http://www.annualreviews.org/doi/pdf/10.1146/annurev.ns.10.120160.000431>.
- [7] Grieder, Peter K.F. *Cosmic Ray at Earth, researcher's reference manual and data book*. Elsevier Science B.V., Amsterdam, The Netherlands, 2001.
- [8] Grieder, Peter K.F. *Extensive Air Showers, High Phenomena and Astrophysical Aspects, A tutorial, Referencia Manual and Data Book*. Springer. Switzerland, 2010.
- [9] Grupen, Claus and Shwartz, Boris. *Particle Detectors. Second Edition*. Cambridge, University Press. New York, 2008.

- [10] Heck, D. and Pierog, T. Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Guide. Karlsruher Institut Für Technologie (KIT). August 17, 2016.
- [11] Hess, V. F. über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten. *Physikalische Zeitschrift*, **13**:1084-1901, November 1912.
- [12] Jackson, John David. *Cassical Electrodynamics, Third Edition*. John Wiley and Sons, INC. USA, 1999.
- [13] Kampert, Karl-Heinz and Watson, Alan A. Extensive Air Showers and Ultra High-Energy Cosmic Rays: An Historical Review. Consultado en octubre de 2016 en <https://arxiv.org/abs/1207.4827>.
- [14] Letessier-Selvon, Antoine. Ultrahigh Energy Cosmic Ray. Consultado en octubre de 2016 en <https://arxiv.org/abs/1103.0031>.
- [15] Marmonier, Flyckt and Carole. *Photomultiplier Tubes principles and applications*. s.e. France, 2002.
- [16] Mathew, J. A Heitler Model o extensive air showers. Consultado en noviembre dd 2016 en <http://particle.astro.ru.nl/ps/astropart1415-wk7a.pdf>.
- [17] Rossi, B. Über die Eigenschaften der durchdringenden Korpuskularstrahlung im Meeresniveau. *Z. Phys.*, 82:151. 1933.
- [18] Rossi, B. High-energ particles. 4ta edición. Prentice-Hall. 1965
- [19] Segrè, E. *Nuclei and particles: an introduction to nuclear and subnuclear physics*. 2da edición , Michigan, USA, 1977.
- [20] Salazar, H. *The Large Aperture GRB Observatory (LAGO)*, Facultad de ciencias Físico Matemáticas, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, México, 2011.
- [21] Sekido Y. and Elliot H. (eds). *Early History of Cosmic Ray Studies*. D. Reidel Publishing Company. 1985.
- [22] Shapiro, Maurice M. *Composition and Origin of Cosmic Rays*. D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland, 1983.
- [23] Spurio, Maurizio. *Particles and Astrophysics: A Multi-Messenger Approach*. Springer, Italy, 2015.

- [24] Suárez Durán, Mauricio. *INSTALACIÓN DE UN DETECTOR CHERENKOV DE AGUA PARA LA DETECCIÓN DE TRAZAS DE RAYOS CÓSMICOS A 956 METROS SOBRE EL NIVEL DEL MAR*. Universidad Industrial de Santander, Bucaramanga, 2011.
- [25] Thomson, G.B. for the High Resolution Fly's Eye (HiRes) Collaboration. Observation of the GZK Cutoff by the HiRes Experiment. Consultado en octubre de 2016 en <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0609403>.
- [26] Todor Stanev. *High Energy Cosmic Rays*. Second Edition. Springer. Praxis Publishing Ltd, Chichester, UK, 2010.
- [27] van Putten, Maurice H.P.M. *Gravitational Radiation Luminous Black Holes and Gamma-Ray Burst Supernovae*. Cambridge, University Press, New York, 2005.