



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Estudio de la radiación cósmica primaria mediante
simulaciones de EAS inclinados

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Licenciado en Física

por

Diana Beatriz Serrano Hernández

Asesorada por

Dr. Oscar Mario Martínez Bravo

Dra. Elsa Alejandra Parra Flores

Puebla Pue.
Octubre, 2020



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Estudio de la radiación cósmica primaria mediante
simulaciones de EAS inclinados

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

Licenciado en Física

por

Diana Beatriz Serrano Hernández

Asesorada por

Dr. Oscar Mario Martínez Bravo

Dra. Elsa Alejandra Parra Flores

Puebla Pue.
Octubre, 2020

Título: Estudio de la radiación cósmica primaria mediante simulaciones de EAS inclinados

Estudiante: DIANA BEATRIZ SERRANO HERNÁNDEZ

COMITÉ

Dr. Mario Iván Martínez Hernández
Presidente

Dra. Ana Aurelia Avilez López
Secretario

Dra. María del Rosario Pastrana Sánchez
Vocal

Vocal

Dr. Oscar Mario Martínez Bravo
Dra. Elsa Alejandra Parra Flores
Asesor

Dr. Enrique Barradas Guevara
Suplente

Agradecimientos

A mi familia por el apoyo incondicional que me han brindado y siempre impulsarme a seguir adelante.

A mis asesores, Dr. Oscar Mario Marínez Bravo y Dra. Elsa Alejandra Parra Flores, por haberme brindado en todo momento su apoyo, tiempo, paciencia y atención, y por todos los conocimientos aportados.

A mis sinodales, Dr. Mario Iván Martínez Hernández, Dra. Ana Aurelia Avilez López, Dra. María del Rosario Pastrana Sánchez y Dr. Enrique Barradas Guevara, por enriquecer este trabajo con sus observaciones y valiosas aportaciones.

Al Laboratorio Nacional de Supercómputo del Sureste de México.

Índice general

Introducción	XIII
1. Rayos Cósmicos	1
1.1. ¿Qué son los rayos cósmicos?	1
1.1.1. Breve historia de los rayos cósmicos	1
1.2. Espectro de energía de los rayos cósmicos	2
1.3. Abundancia de elementos en los rayos cósmicos	4
1.3.1. Abundancias de elementos del sistema solar	4
1.3.2. Abundancia química en los rayos cósmicos	4
1.4. Mecanismos de aceleración	5
1.4.1. Mecanismo de Fermi	6
1.4.2. Aceleración de Fermi de primer y segundo orden	7
2. Chubascos Atmosféricos	9
2.1. Descubrimiento	9
2.2. Características de los EAS	10
2.2.1. Cascadas electromagnéticas	11
2.2.2. Cascadas hadrónicas	13
2.2.3. Distribución lateral de partículas en un chubasco	15
2.2.4. Muones y X_{max} como indicadores de masa atómica	16
2.2.5. Chubascos Atmosféricos Inclinados	17
2.3. Técnicas de detección de los CAE	18
2.3.1. Arreglos de detectores de partículas.	18
2.3.2. Detectores Cherenkov	19
2.3.3. Detectores de fluorescencia	20
3. Simulaciones de los EAS en CORSIKA	21
3.1. CORSIKA (COsmic Ray Simulations for KAscade)	21
3.1.1. Modelos de Interacción Hadrónica de alta energía	22
3.1.2. Modelos de Interacción Hadrónica de baja energía	22
3.1.3. Archivo de entrada de CORSIKA	22

4. Resultados	25
4.1. Gráficas de distribución lateral de los EAS	25
4.2. Cociente entre la componente electromagnética y la componente muónica	31
Conclusión	31
Bibliografía	35

Índice de figuras

1.1. Victor Hess en un globo entre 1911 y 1912.	2
1.2. Espectro de energía de los rayos cósmicos en el rango de 10^{11} eV a 10^{20} eV, donde se muestran las regiones en las que se produce el cambio en el valor del índice espectral. (Fuente: [7]).	3
1.3. Abundancia química de elementos	4
1.4. Aceleración en un frente de choque.	8
2.1. Curva de transición de Rossi	10
2.2. Componentes de una cascada	11
2.3. Modelo simple de ramificación	12
2.4. Diagrama de Heitler-Matthews	14
2.5. Profundidades inclinadas	18
2.6. Técnicas de detección de los rayos cósmicos	19
2.7. Cono de luz Cherenkov	20
4.1. LDF de las componentes electromagnética y muónica para un protón como primario a 1 TeV	26
4.2. LDF de la componente electromagnética y muónica para un núcleo de carbono como primario a 1 TeV.	26
4.3. LDF de la componente electromagnética y muónica para un núcleo de hierro como primario a 1 TeV	26
4.4. LDF de la componente electromagnética y muónica para un protón como primario a 10^{14} eV.	27
4.5. LDF de la componente electromagnética y muónica para un núcleo de carbono como primario a 10^{14} eV.	28
4.6. LDF de la componente electromagnética y muónica para un núcleo de hierro como primario a 10^{14} eV	28
4.7. LDF de la componente electromagnética y muónica para protón como primario a 10^{15} eV	29
4.8. LDF de la componente electromagnética y muónica para un núcleo de carbono como primario a 10^{15} eV.	30

4.9. LDF de la componente electromagnética para un núcleo de hierro como primario a 10^{15} eV	30
4.10. Razón entre las componente electromagnética y muónica para 10^{15} eV	31

Índice de tablas

3.1. Ejemplo de los parámetros del archivo de entrada de CORSIKA	23
--	----

Introducción

A altas energías, el flujo de Rayos C3smicos es muy bajo, por lo que su detecci3n debe realizarse de forma indirecta a trav3s de la observaci3n de chubascos de part3culas secundarias que se producen tras la interacci3n del rayo c3smico primario con un n3cleo de la atm3sfera. Este es el fen3meno conocido como como Chubascos Atmosf3ricos Extensos (EAS, por sus siglas en ingl3s). Un rayo c3smico genera una cascada poco despu3s entrar en la parte superior de la atmosfera a un cierto 3ngulo cenital con respecto a la normal. Esta cascada est3 formada principalmente por una componente hadr3nica, una componente electromagn3tica y una componente mu3nica.

El an3lisis de chubascos inclinados (aquellos que inciden a la atm3sfera con 3ngulos cenitales mayores a 60°) representa un inter3s particular, ya que enfatizan las diferencias entre la componente electromagn3tica y la componente mu3nica de los rayos c3smicos, las cuales hacen posible la estimaci3n de la masa de la part3cula primaria. Para lograr esto, se necesita de la instalaci3n de arreglos de detectores capaces de realizar una determinaci3n adecuada de este par3metro. Las simulaciones de chubascos atmosf3ricos forman una parte vital en el dise1o de estos experimentos de cascadas y, por ende, en el an3lisis de sus datos, pues permiten vincular las propiedades del chubasco medidas en el detector con las de la part3cula primaria.

Este trabajo se enfoca en el estudio de la componente electromagn3tica y mu3nica de chubascos atmosf3ricos inclinados simulados en el software CORSIKA iniciados por diferentes primarios y energ3as. Asimismo, con base en los resultados obtenidos, se proponen caracter3sticas para el tama1o de un detector que permita una adecuada obtenci3n de datos viables en la determinaci3n de las caracter3sticas de los diferentes primarios.

Esta tesis est3 organizada de la siguiente manera: en el cap3tulo 1 se da una breve introducci3n a la f3sica los rayos c3smicos, en el cap3tulo 2 se habla de las caracter3sticas principales de los Chubascos Atmosf3ricos Extensos, en el cap3tulo 3 se da una introducci3n al programa de simulaci3n CORSIKA y se describen las caracter3sticas de los chubascos a simular para este trabajo. Finalmente, en el cap3tulo 4 se presentan y se analizan los resultados de las simulaciones, donde se muestran gr3ficas de la distribuci3n lateral de las componentes mu3nica y electromagn3tica y gr3ficas del cociente entre dichas componentes.

Capítulo 1

Rayos Cósmicos

1.1. ¿Qué son los rayos cósmicos?

Los Rayos Cósmicos son partículas de alta energía que atraviesan la atmósfera de la Tierra, de las cuales, cerca del 90 % son protones, el 9 % partículas alfa y el resto núcleos más pesados. Una pequeña fracción de ellos son fuentes que alcanzan energías mayores a 10^{18} eV (rayos cósmicos ultra energéticos) [8].

1.1.1. Breve historia de los rayos cósmicos

La historia de los rayos cósmicos comienza en 1782, cuando Michel Joseph y Etienne Jacques Montgolfier lograron construir el primer globo aerostático. Como consecuencia, el 20 de noviembre de 1783 se realizó el primer vuelo humano. Fue en 1912 cuando Victor Hess (Premio Nobel, 1936) realizó vuelos en globo para estudiar el por qué los electroscopios comenzaban a cargarse en forma espontánea, donde, posteriormente, se encontró que dicha ionización aumentaba conforme a la altura: al inicio lentamente y luego más rápidamente. Esto indicaba que la causa de este fenómeno era de origen extraterrestre. Más tarde, Millikan describió a esta radiación con el nombre de “rayos cósmicos” aun desconociendo de qué estaba formada, pues solo se consideraba que podrían ser fotones a muy altas energías o partículas con masa y carga.

El descubrimiento de los rayos cósmicos ha contribuido significativamente en el estudio y desarrollo de otras ramas de la física, como es el caso de la física de partículas, la astrofísica, la cosmología, etc. Por ello, a lo largo de los años, se han tenido importantes avances tecnológicos que nos permiten observar las interacciones entre las partículas, pues se producen a muy altas energías. De esta forma, es de gran interés el estudio de estas partículas cósmicas, ya que permite aportar algunas pistas acerca de su origen y cómo es que se producen.



Figura 1.1: Victor Hess en un globo entre 1911 y 1912.

1.2. Espectro de energía de los rayos cósmicos

El espectro de energía indica el flujo de partículas de los rayos cósmicos en función de la energía. Para la región del espectro que no se ve afectada por las partículas que se propagan a través del viento solar ($E \geq 10^9$ eV), puede expresarse mediante una ley de potencias:

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

donde el índice espectral γ cambia con la energía debido a los efectos de producción de partículas.

El espectro de los rayos cósmicos se compone de dos regiones: *rodilla* (energías menores a 10^{15} eV con $\gamma \sim -2,7$ a $\gamma \sim -3,1$) y *tobillo* (energías mayores a 10^{18} eV, con $\gamma \sim -2,7$). Se ha observado otra discontinuidad llamada *segunda rodilla*, que se presenta a energías entre $10^{17,6}$ y $10^{17,8}$ eV con $\gamma \sim -3,3$ (figura 1.2).

Podemos observar claramente que, a medida que aumenta la energía, el flujo de rayos cósmicos disminuye abruptamente. Para energías mayores a 10^{17} eV, es probable que los rayos cósmicos provengan de remanentes de Supernovas dentro de la galaxia. En cambio, se cree que los rayos cósmicos con energías por encima de la rodilla provienen de fuentes como remanentes de Supernovas tipo II o Gamma-Ray Bursts. También, se asegura que en la segunda rodilla ocurre la transición de fuentes de rayos cósmicos galácticos a extra galácticos.

Debido a esta variación en la energía, y, por ende, en el flujo de partículas de los rayos cósmicos, es necesario utilizar distintos métodos experimentales dependiendo del intervalo de energía que se quiera estudiar. De esta forma, para energías extremadamente altas ($E > 10^{14}$ eV, resulta imposible realizar mediciones directas (mediante globos o satélites), por lo que se necesita medir indirectamente. Esto es posible con la ayuda de los Chubascos Atmosféricos Extensos, lo cual se discutirá en el siguiente capítulo.

En 1966, K. Greisen, G. Zatsepin y V. Kuzmin predijeron que podría haber un límite en el espectro de energía de los rayos cósmicos causado por la producción de piones en colisiones entre

CAPÍTULO 1. RAYOS CÓSMICOS
1.2. ESPECTRO DE ENERGÍA DE LOS RAYOS CÓSMICOS

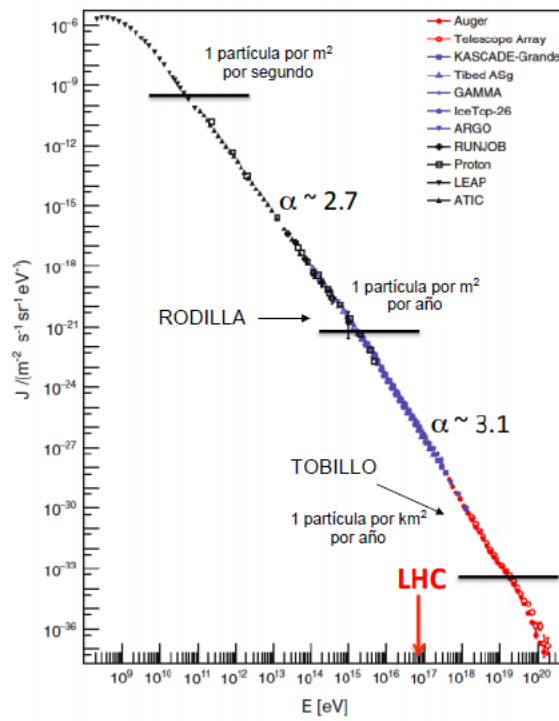


Figura 1.2: Espectro de energía de los rayos cósmicos en el rango de 10^{11} eV a 10^{20} eV, donde se muestran las regiones en las que se produce el cambio en el valor del índice espectral. (Fuente: [7]).

protones de los rayos cósmicos y fotones del fondo cósmico de microondas (CMBR). Esta supresión es llamada corte GZK (o límite GZK), en honor a sus descubridores, y se presenta a 6×10^{19} eV [18, p. 1-2].

1.3. Abundancia de elementos en los rayos cósmicos

La abundancia química de elementos de los rayos cósmicos es de gran importancia ya que nos proporciona información crucial sobre su origen y propagación en la Tierra. Una característica interesante es que podemos comparar dicha abundancia con la del sistema solar (la cual se muestra en la figura 1-2) ya que, a simple vista, presentan diversas similitudes, no dejando a un lado también sus diferencias.

1.3.1. Abundancias de elementos del sistema solar

Las mejores estimaciones de estas abundancias se han obtenido mediante las abundancias fotosféricas del Sol a partir de muestras meteoríticas y estimaciones de abundancias químicas en el gas interestelar. Las abundancias meteoríticas tienen la ventaja de no haber sufrido fraccionamiento y otros fenómenos geofísicos, y se cree que tienen abundancias químicas similares a las de la nebulosa solar primitiva.

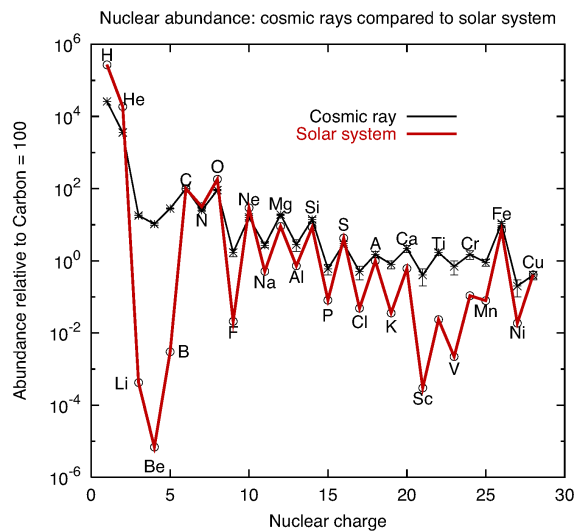


Figura 1.3: Abundancia química de los rayos cósmicos medida desde la Tierra comparada con la abundancia del sistema solar. (Fuente: [8, p. 6])

1.3.2. Abundancia química en los rayos cósmicos

Mucha de la información que se tiene actualmente acerca de la abundancia química en los rayos cósmicos se obtuvo a partir de una colaboración del experimento HEAO-C2 de la NASA, cuyo

objetivo, además del estudio de fuentes de rayos X y rayos gamma de alta energía y la búsqueda de núcleos pesados, era determinar la composición isotópica de los componentes más abundantes de los rayos cósmicos con masa atómica entre 7 y 56, y el flujo de cada elemento con número atómico entre $Z = 4$ y $Z = 50$; además de los experimentos en globos con detectores a grandes alturas.

Fue John Alexander Simpson quien resumió los diversos datos de las abundancias de los rayos cósmicos y los comparó con las abundancias del sistema solar, donde se aprecian tales similitudes y diferencias generales. Estas principales características son:

- el efecto par-impar se muestra tanto en la abundancia del sistema solar como, en menor grado, en la abundancia de los rayos cósmicos.
- elementos ligeros, litio, berilio y boro son muy abundantes en los rayos cósmicos en comparación con la abundancia del sistema solar.
- la abundancia de elementos con número y masa atómica apenas inferior a los del hierro es muy grande.
- hay poca abundancia de hidrógeno y helio en los rayos cósmicos en comparación con los elementos pesados.

Las abundancias relativas de los núcleos de rayos cósmicos permiten estudiar el modelo de propagación de los rayos cósmicos, que debe tener en cuenta los cambios en los procesos de energía, difusión, convección, interacciones nucleares, desintegración radiactiva y espalación. Los datos de rayos cósmicos de alta energía son particularmente útiles, ya que la convección, la desintegración nuclear y los cambios en la energía son insignificantes en su propagación. Sin embargo, debido al bajo flujo a altas energías, hay pocas mediciones disponibles por encima de varios cientos de GeV por nucleón.

Las abundancias relativas de los rayos cósmicos varían con la energía. Si bien, algunas variaciones pueden estar asociadas con diferencias en los espectros de inyección primaria, las variaciones de la relación secundaria a primaria en función de la energía apuntan a un segundo efecto. Las mediciones previas de las relaciones de boro a carbono (B/C) y sub hierro a hierro, que muestran claramente dicha dependencia energética, sugieren que las longitudes del camino de formación de elementos químicos dependen de la energía de las partículas o la rigidez magnética. La explicación más simple es que las trayectorias de las partículas de mayor rigidez se ven menos afectadas por los campos magnéticos interestelares, lo que resulta en caminos más cortos con mayor rigidez.

1.4. Mecanismos de aceleración

Como vimos anteriormente, el espectro de energía de los rayos cósmicos se extiende a energías extremadamente altas (más de diez órdenes de magnitud), lo que significa que ese comportamiento se debe a que los rayos cósmicos deben haberse acelerado de alguna forma. La hipótesis más probable acerca de esa aceleración es que campos electromagnéticos están presentes en las fuentes

astrofísicas o en el medio interestelar. En principio, en el medio interestelar el campo eléctrico medio $\langle E \rangle = 0$, debido a que el gas ionizado interestelar es eléctricamente conductor, por lo que los campos eléctricos transitorios pueden manifestarse en las erupciones solares, por ejemplo, o como resultado de campos magnéticos que varían localmente. Entonces, el campo eléctrico fuerte y duradero se encuentra principalmente en las proximidades de las estrellas de neutrones. Por otro lado, los campos magnéticos se manifiestan tanto en fuentes astrofísicas de alta energía como en el medio interestelar, por lo que representan escenarios teóricos viables para la aceleración de los rayos cósmicos.

1.4.1. Mecanismo de Fermi

El primer mecanismo de aceleración fue propuesto por Fermi en 1949, el cual hace referencia a que el medio interestelar contiene “nubes” de gas ionizado que llevan consigo un campo magnético haciendo transferir energía a partículas cargadas que entran en ellas. Después de que las partículas hayan interactuado con la nube, éstas habrán adquirido una energía mayor a la original, es decir, cuanto más tiempo permanezcan las partículas en tal región, más energía ganarán. Gracias a tal comportamiento Fermi pudo explicar el espectro de los rayos cósmicos.

Consideremos a una de esas partículas que aumenta su energía en una cantidad proporcional a la original en cada interacción dentro de la nube. Entonces, si $dE = \xi E$ representa ese aumento de energía, se tiene que la energía después de n interacciones está dada por

$$E_n = E_0(1 + \xi)^n \quad (1.2)$$

donde E_0 es la energía con la que la partícula entra a la nube. A partir de (1.6), el número de interacciones n necesarias para alcanzar una energía E será

$$n = \ln\left(\frac{E}{E_0}\right) / \ln(1 + \xi) \quad (1.3)$$

Si consideramos a P_{esc} como la probabilidad de que la partícula escape de la región, la probabilidad de que la partícula permanezca después de n interacciones será $(1 - P_{esc})^n$. Entonces, el número de partículas aceleradas con energías mayores a E es proporcional a la suma de todas esas interacciones $(1 - P_{esc})^n$, con $m \geq n$:

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{esc})^m = \frac{(1 - P_{esc})^n}{P_{esc}} \quad (1.4)$$

Sustituyendo a n de la ecuación (1-7), se obtiene

$$N(> E) \propto \frac{1}{P_{esc}} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\gamma} \quad (1.5)$$

con $\gamma = \ln\left(\frac{1}{1 - P_{esc}}\right) / \ln(1 + \xi)$

Ahora, si C es la constante de proporción,

$$\begin{aligned} \ln N(> E) &= C + \ln\left(\frac{E}{E_0}\right)^\gamma \\ \ln N(> E) &= C_1 + \gamma \ln E_p \end{aligned}$$

con $E_p = \frac{E}{E_0}$ Entonces

$$\begin{aligned} \ln \frac{N(> E)^\gamma}{E_p} &= C_1 \\ N(> E) &\propto E_p^{-\gamma} \end{aligned}$$

Derivando con respecto a E ,

$$\frac{dN}{dE} \propto E_p^{-\gamma-1} \quad (1.6)$$

que nos lleva a la ley de potencias del espectro de energía de los rayos cósmicos

1.4.2. Aceleración de Fermi de primer y segundo orden

Como ya se mencionó anteriormente, Fermi consideraba interacciones en nubes magnetizadas, en donde una partícula con energía E_1 entra a una de esas nubes a cierto ángulo θ_1 , por lo que comienza a dispersarse en las irregularidades del campo magnético. Como consecuencia, después de varias dispersiones, el movimiento promedio de la partícula coincide con el de la nube de gas, por lo que en el marco de referencia del gas en movimiento, el rayo cósmico tiene energía total

$$E'_1 = \Gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1) \quad (1.7)$$

donde Γ es el factor de Lorentz y $\beta \equiv V/c$ la velocidad de la nube (la prima denota cantidades medidas en el marco de referencia de la nube). Toda la dispersión dentro de la nube se debe al movimiento en el campo magnético y, por lo tanto, es elástica. Así, la energía de la partícula en el marco en movimiento justo antes de que se escape es $E'_2 = E'_1$.

Ahora, la partícula escapará de la nube con una energía total E'_2 a un ángulo θ'_2 , por lo que, en el marco de referencia del laboratorio, obtenemos

$$E_2 = \Gamma E'_2 (1 + \beta \cos \theta'_2) \quad (1.8)$$

Por ende, sustituyendo la ecuación 1.7 en 1.8, teniendo en cuenta que la energía de la partícula en el marco en movimiento justo antes de que se escape es $E'_2 = E'_1$, se obtiene la razón entre el cambio de energía con la que entra y sale la partícula y la energía con la que entra

$$\frac{\Delta E}{E_1} = \frac{1 - \beta \cos \theta_1 + \beta \cos \theta'_2 - \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta'_2}{1 - \beta^2} - 1 \quad (1.9)$$

Por otro lado, en el mecanismo de Fermi de primer orden (también llamado mecanismo de choque) se considera que los rayos cósmicos son acelerados por un frente de choque moviéndose

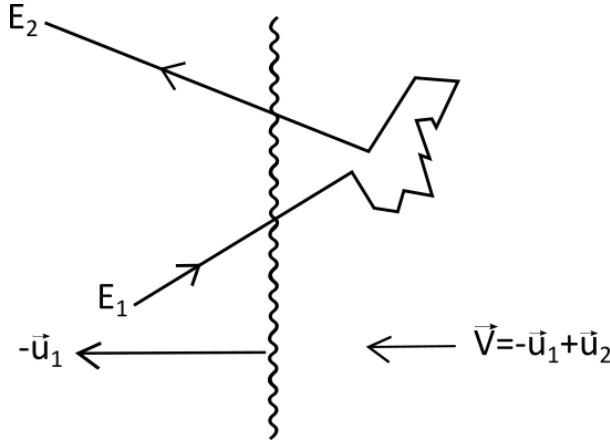


Figura 1.4: Aceleración en un frente de choque.

con una velocidad $-\mathbf{u}_1$, que, posteriormente, al chocar con gas interestelar se mueve a una velocidad \mathbf{u}_2 relativa al frente de choque; se asume también que $|u_2| < |u_1|$. De esta manera, en el marco de referencia del laboratorio, el gas que se encuentra detrás del frente se moverá a una velocidad $\mathbf{V} = -\mathbf{u}_1 + \mathbf{u}_2$ (ver figura 1.4).

La diferencia entre estos dos mecanismos radica cuando se toma el promedio angular para obtener la fracción energía ξ ganada por cada interacción. Entonces, para cada caso se obtiene

$$(a) \quad \xi = \frac{1 + \frac{1}{3}\beta^2}{1 - \beta^2} - 1 \sim \frac{4}{3}\beta^2$$

y

$$(b) \quad \xi = \frac{1 + \frac{4}{3}\beta + \frac{4}{9}\beta^2}{1 - \beta^2} - 1 \sim \frac{4}{3}\beta = \frac{4}{3} \frac{u_1 - u_2}{c} \quad (1.10)$$

que corresponden a los mecanismos de segundo y primer orden, respectivamente

Capítulo 2

Chubascos Atmosféricos

Como se discutió anteriormente, el espectro de energía de los rayos cósmicos que llegan a la Tierra se extiende a energías muy altas, por lo que para energías arriba de 10^{13} eV es necesario utilizar métodos indirectos de detección. Tal es el caso del fenómeno conocido como Chubascos Atmosféricos Extensos (EAS, por sus siglas en inglés) o simplemente Chubascos Atmosféricos. Cuando los rayos cósmicos entran a la atmósfera de la Tierra, éstos interactúan con núcleos atómicos que se encuentran en la atmósfera dando lugar a un “chubasco” de partículas secundarias producidas en dichas interacciones, el cual llega al nivel del suelo a altas velocidades. Estos chubascos son registrados con la ayuda de arreglos de detectores que abarcan grandes áreas superficiales y están contruidos en distintas partes de la Tierra.

2.1. Descubrimiento

El primer acercamiento que se tuvo a este importante descubrimiento se dio a partir de la invención del método de las coincidencias en 1920 por Walter Bothe, el cual, junto con la ayuda de los contadores de Geiger-Müller, se basa en la detección simultánea de partículas en dos o más detectores conectados en un circuito (llamado circuito de coincidencias, desarrollado por Bruno Rossi), donde posteriormente se registran las señales que coinciden en ambos detectores a partir de relaciones de tiempo. Mediante este método, se buscaba verificar si en el proceso Compton se generaba, además de un rayo gamma, un electrón adicional (hecho que logró comprobarse) [13, p. 2].

Años más tarde, en 1933, al estudiar los rayos cósmicos, Rossi realizó un descubrimiento sorprendente al obtener extrañas mediciones, poniendo en duda la legitimidad del método de las coincidencias. Mediante el análisis de las mediciones obtenidas anteriormente por Bothe y Kollhöster acerca de la absorción de rayos cósmicos en plomo, Rossi concluyó que el 50 % de los rayos cósmicos podrían penetrar en un metro de plomo y que la máxima energía detectada era de $1,4 \times 10^{10}$ eV. No obstante, uno de los resultados más significativos que se obtuvo, y que fue el primer indicio del descubrimiento de los EAS, fue cuando Rossi observó que, al aumentar el espesor del material

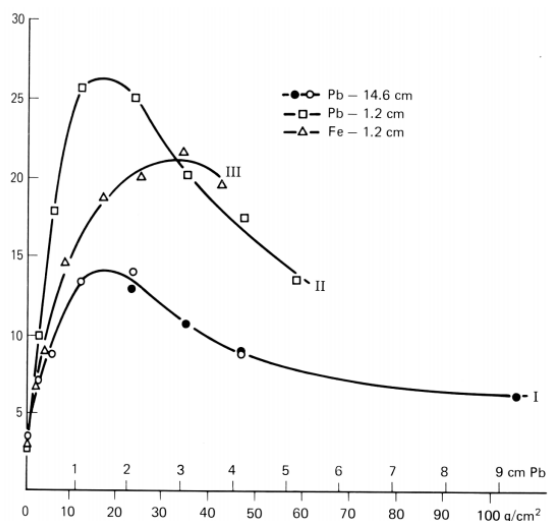


Figura 2.1: Curva de transición de Rossi, que indica la tasa de coincidencias en función del grosor del material. Se muestran tres curvas (I-III) que hacen referencia a pantallas de plomo y hierro a diferentes grosores. (Fuente: [13, p. 5])

absorbente, la tasa de coincidencias disminuía, por lo que pudo concluir que las partículas cósmicas secundarias se habían producido a partir de la interacción de rayos cósmicos con partículas del material. Entonces, la absorción de las partículas secundarias crecía conforme aumentaba el espesor del material. A este efecto se le llamó “curva de transición de Rossi” (figura 2.1).

Curiosamente, poco tiempo después Regener y Pftotzer realizaron la misma observación cuando estudiaban a los rayos cósmicos en la estratósfera a 25 km de altura mediante el método de las coincidencias. Sin embargo, fue en 1938 cuando Pierre Auger observó una tasa inesperadamente alta de coincidencias entre contadores separados por unos pocos metros, atribuyéndolo al descubrimiento de los chubascos atmosféricos extensos, pues, además de ello, también estimó que la energía de las partículas primarias más energéticas conocidas era de 10^{15} eV [5, p. 1].

2.2. Características de los EAS

Los chubascos atmosféricos son cascadas iniciadas por rayos cósmicos a partir de interacciones hadrónicas con un núcleo atómico en la atmósfera. Esta cascada hadrónica (principalmente piones) crece hasta que la energía de los piones se vuelve crítica, por lo que éstos decaerán antes de colisionar. Podemos imaginar a la cascada desarrollándose por una secuencia de generaciones, por lo que en cada una de estas generaciones de la cascada hadrónica, un tercio de la energía se va a los piones neutros descomponiéndose en pares de rayos gamma, los cuales, a su vez, desarrollan una subcascada electromagnética. Después de n generaciones, solo el $(\frac{2}{3})^n$ de la energía total permanece en la cascada hadrónica, pues el resto ha alimentado a la subcascada electromagnética. Las partículas e^\pm disipan toda la energía del rayo cósmico original al ionizar átomos a lo largo de sus caminos.

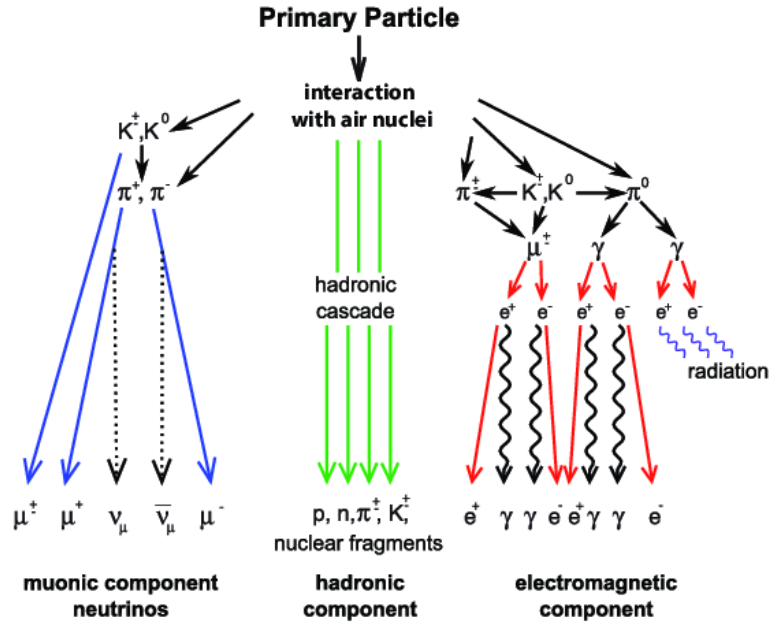


Figura 2.2: Diagrama esquemático que muestra los procesos y componentes principales de un chubasco. (Fuente: [10]).

Piones cargados producen subcascadas de muones cuando decaen. El número de estas subcascadas depende de la cantidad de energía que queda en la componente hadrónica cuando las energías de los piones caen al nivel donde la descomposición es más probable que la colisión. Si esto sucede, después de algunas generaciones se producen muones de manera abundante. Si la reducción de estas energías se lleva a cabo a lo largo de muchas generaciones, significa que se perdió más energía de la cascada hadrónica a la cascada electromagnética, generando una escasa producción de muones.

Debido a esto, se puede concluir que las cascadas o chubascos atmosféricos poseen tres componentes principales: hadrónica, electromagnética y muónica (ver figura 2.3).

2.2.1. Cascadas electromagnéticas

El decaimiento de mesones π^0 en rayos gamma eventualmente transfiere la mayor parte de la energía del rayo cósmico primario a la cascada electromagnética; cada rayo gamma se convierte en un par e^\pm . Los electrones y positrones crean nuevos rayos gamma mediante bremsstrahlung. La longitud de radiación X_0 es la longitud de la trayectoria del gramaje en la que sus energías se atenúan por el factor $\frac{1}{e}$, que es aproximadamente igual a la atenuación $\frac{1}{e}$ de un haz de rayos gamma debido a la producción de pares. El modelo de Heitler para cascadas electromagnéticas nos brinda un mejor entendimiento intuitivo de sus propiedades esenciales.

El modelo de Heitler

Es un modelo muy simple creado por Heitler en 1944 que ilustra algunas propiedades generales de las cascadas atmosféricas. Para explicar este modelo, consideremos un proceso de ramificación, como el mostrado en la figura 2.4.

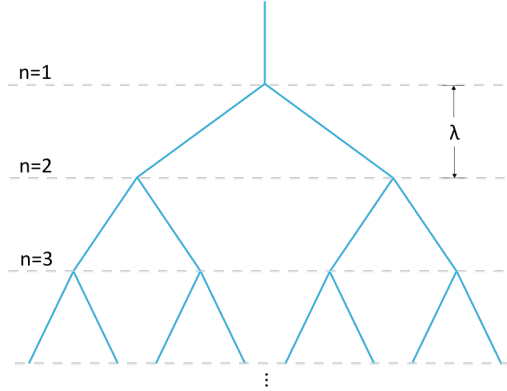


Figura 2.3: Modelo simple de ramificación de una cascada atmosférica.

Cada línea puede pensarse como una partícula o un paquete de energía. En cada vértice la energía en una línea se divide en dos y la ramificación se presenta después de una longitud λ . Entonces, después de $n = X/\lambda$ ramificaciones, el número de segmentos estará dado por

$$N(X) = 2^{X/\lambda} \quad (2.1)$$

donde X es la profundidad a lo largo del eje del chubasco. A una profundidad X la energía por partícula es

$$E(X) = E_0/N(X), \quad (2.2)$$

(donde E_0 es la energía inicial de la partícula) que continúa dividiéndose hasta llegar a una energía crítica $E(X) = E_c$.

El número de partículas N aumenta hasta llegar a una profundidad X_{max} , donde se alcanza el máximo del chubasco. Ahí, el número de partículas en este modelo está dado por

$$N(X_{max}) = E_0/E_c \quad (2.3)$$

donde

$$X_{max} = \lambda \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2} \quad (2.4)$$

Con esto, podemos concluir que el número de partículas N_{max} , es decir, cuando se alcanza el máximo del chubasco, es proporcional a la energía,

$$N_{max} \propto E_0 \quad \text{y} \quad X_{max} \propto \ln(E_0) \quad (2.5)$$

En el caso de las cascadas electromagnéticas, en cada generación de cascadas, cada rayo gamma se convierte en un par e^\pm , mientras que cada electrón o positrón produce un rayo gamma además de sí mismo. El intervalo de gramaje para cada generación está dado por $X_0 \times \ln(2)$, continuando el proceso hasta que la energía promedio se reduzca a la energía crítica por debajo de la cual las partículas cargadas pierden su energía al ionizar átomos en menos de una longitud de radiación. Entonces, aplicando el modelo, se obtiene que esta energía crítica es $E_c \approx 87 MeV$ en el aire [16].

Todos estos resultados muestran que este modelo proporciona la profundidad máxima para cada energía. En particular, la profundidad máxima X_{max} para las cascadas electromagnéticas aumenta en $X_0 \times \ln(10)$ por cada década de aumento de energía E . Esta tasa de incremento de $85g/cm^2/década$ es mayor de lo que se espera para los chubascos alimentados por cascadas hadrónicas.

2.2.2. Cascadas hadrónicas

La mayor parte de los chubascos atmosféricos son iniciados por hadrones de rayos cósmicos ($E > 10^{13}$ eV) extremadamente energéticos que producen partículas secundarias mediante colisiones con núcleos de la atmósfera. Dichas colisiones forman una cascada hadrónica que se propaga longitudinalmente en la dirección del vector de momento inicial de la partícula primaria. Esta cascada también se extiende lateralmente debido al momento transversal de las partículas secundarias que resultan de las colisiones y como consecuencia de los procesos de dispersión. Dados los decaimientos de piones cargados y kaones, y otros procesos, se producen chubascos de muones y neutrinos. Estos últimos no suelen ser detectados de manera convencional (más adelante se tratará este tema). El desarrollo del chubasco a altas energías tiende a ser más rápido que el desarrollo electromagnético. Esto es debido a la alta inelasticidad y multiplicidad de interacciones hadrónicas que distribuyen la energía primaria entre muchas partículas, más rápido de lo que ocurre en las cascadas electromagnéticas (EM) descritas anteriormente.

Así como en las cascadas EM, es posible escribir ecuaciones de cascadas para chubascos inducidos por hadrones. La complejidad de la producción de multipartículas hadrónicas y la necesidad de tratar las desintegraciones de partículas no permiten la derivación de expresiones analíticas para chubascos hadrónicos, sin embargo, se puede obtener una idea de las características de esos chubascos generalizando el modelo de Heitler, como lo hizo Matthews.

El modelo de Heitler-Matthews

Para este modelo, se considera la componente hadrónica de un chubasco. Se asume que la interacción de un hadrón con energía E produce n_{tot} partículas nuevas con energía E/n_{tot} , dos tercios de las cuales son partículas cargadas n_{ch} (piones cargados) y un tercio de las cuales son partículas neutras (piones neutros) (figura 2-4). Inmediatamente, las partículas neutras se descomponen en partículas EM ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$). Por lo que, después de haber recorrido una distancia correspondiente a la longitud media de interacción λ_{int} , las partículas cargadas interactúan nuevamente con los núcleos de aire si su energía es mayor que alguna energía de desintegración típica E_{dec} . Una vez

CAPÍTULO 2. CHUBASCOS ATMOSFÉRICOS
2.2. CARACTERÍSTICAS DE LOS EAS

que la energía de los hadrones cargados cae por debajo de E_{dec} , estas partículas se descomponen, produciendo un muón por hadrón. En cada interacción hadrónica, un tercio de la energía se transfiere a través de la desintegración π^0 a la componente EM del chubasco. Después de n generaciones, las energías en las componentes hadrónica, E_{had} , y electromagnética, E_{em} , están dadas por

$$E_{had} = \left(\frac{2}{3}\right)^n E_0 \quad E_{em} = \left[1 - \left(\frac{2}{3}\right)^n\right]. \quad (2.6)$$

La profundidad del máximo de un chubasco hadrónico está determinada por las partículas EM que superan en número a todas las otras contribuciones. Considerando solo los subchubascos EM producidos en la primera interacción hadrónica, se puede escribir como

$$X_{max}^{(had)}(E_0) \approx \lambda_{int} + X_{max}^{(em)}(E_0/(2n_{tot})) \approx \lambda_{int} + X_0 \ln \left(\frac{E_0}{2n_{tot} E_c} \right), \quad (2.7)$$

donde λ_{int} es la longitud de interacción hadrónica y $E_c \approx 87 MeV$.

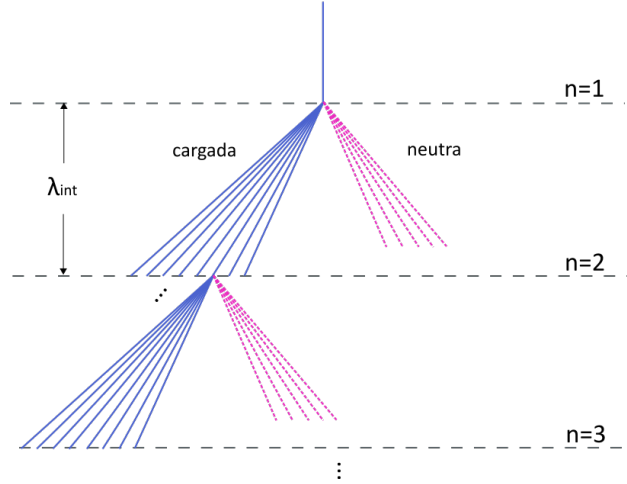


Figura 2.4: Diagrama de Heitler-Matthews que muestra la componente hadrónica de un chubasco atmosférico iniciado por un protón.

El número de electrones en el máximo de un chubasco hadrónico corresponde a la de un chubasco EM con energía reducida (ecuación 2.6), mientras que el número de muones en el modelo de Heitler-Matthews se obtiene a partir del de los hadrones cargados

$$N_\mu = n_{ch}^n, \quad \text{donde} \quad E = \frac{E_0}{(n_{tot})^n} = E_{dec} \sim \epsilon_\pi. \quad (2.8)$$

Eliminando el número de generaciones, se obtiene

$$N_\mu = \left(\frac{E_0}{E_{dec}} \right)^\alpha, \quad \text{con} \quad \alpha = \frac{\ln n_{ch}}{\ln n_{tot}} \approx 0,82\dots, 0,9. \quad (2.9)$$

El número de muones producidos en un chubasco depende de la energía primaria, la densidad del aire y las multiplicidades de partículas cargadas y totales de las interacciones hadrónicas, sin

embargo, los parámetros n_{tot} , n_{ch} y E_{dec} son parámetros efectivos solo en este enfoque de modelo simple y deben determinarse mediante simulaciones detalladas.

2.2.3. Distribución lateral de partículas en un chubasco

Los hadrones secundarios de alta energía tienen momentos transversales que son muy pequeños en comparación con sus momentos longitudinales y viajan cerca del eje del chubasco y esencialmente paralelos a él. Los rayos gamma que resultan de las desintegraciones de piones neutros se dirigen de manera similar a lo largo del eje del chubasco. Las partículas electromagnéticas se extienden desde el eje principalmente por dispersión múltiple de Coulomb de electrones y positrones.

Para ese análisis, la distancia desde el eje se mide como un múltiplo de la unidad de Moliere, $R_M \equiv X_0 \times (E_s/E_c)$ (X_0 denota nuevamente la longitud de radiación en el aire) donde la escala de energía E_s se obtiene de la constante de estructura fina y la energía de la masa en reposo de los electrones, denotada por $E_s = \sqrt{4\pi/\alpha} \cdot m_e c^2 \approx 21 MeV$. Usando $E_c = (2,2 MeV/g/cm^2) \cdot X_0$, la unidad de Moliere es $R_M = 21/2,2 = 9,5 g/cm^2$. En las siguientes fórmulas, r se mide en unidades de Moliere. La distancia en metros debe obtenerse dividiendo por la densidad del aire a una altitud de aproximadamente dos longitudes de radiación a lo largo del eje del chubasco desde la superficie [16].

Las distribuciones de densidad de las partículas es de suma importancia para el análisis de los chubascos producidos por rayos cósmicos ultra energéticos. La función de distribución lateral (LDF) de los electrones y muones es una observación esencial ya que la energía y masa del primario puede ser derivada de ésta.

Función de distribución lateral de electrones

La función de estructura lateral para electrones fue derivada por Nishimura, Kamata y Greisen (mejor conocida como función NKG) y es una aproximación teórica que proporciona la densidad de la partícula cargada como función de la distancia r dependiendo de la edad s del chubasco. La expresión está dada por

$$\rho(r) = \frac{N(s)}{R_M^2} f(r) \left(\frac{r}{R_M} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{R_M} \right)^{s-4,5}, \quad f(r) = \frac{\Gamma(4,5 - s)}{2\pi\Gamma(s) - \Gamma(4,5 - 2s)} \quad (2.10)$$

donde $N(s)$ es número total de partículas cargadas [3].

Una forma funcional de distribución lateral es simétrica azimutalmente y pertenece a la distancia perpendicular desde el eje del chubasco. Especialmente para chubascos inclinados (lejos de la vertical), la densidad en el suelo no será simétrica azimutalmente respecto a la ubicación del núcleo porque (i) la distancia desde el núcleo a lo largo del suelo es diferente de la distancia perpendicular al eje del chubasco; (ii) la edad del chubasco a nivel del suelo difiere para diferentes azimuts; y (iii) la desviación de partículas cargadas por el campo geomagnético interrumpe la simetría azimutal.

2.2.4. Muones y X_{max} como indicadores de masa atómica

Para abordar esta sección es necesario conocer el modelo de superposición, el cual indica que un chubasco atmosférico iniciado por un núcleo de masa atómica A y energía E se comporta como la superposición de chubascos de A protones, cada uno con energía E/A . Este modelo proporciona predicciones precisas y una forma conceptual para comprender cómo los valores esperados para los parámetros del chubasco atmosférico, como la profundidad del máximo X_{max} y el número total de muones N_μ , deberían depender de la masa atómica del rayo cósmico primario.

Como la suma de muchos subchubascos equivalentes, se espera que cualquier variable del chubasco tenga menos fluctuación para los núcleos pesados que para los protones. En particular, el X_{max} para un chubasco de núcleos pesados se estabiliza estadísticamente cerca del X_{max} esperado para cada uno de sus subchubascos. Por lo tanto, la forma de la distribución X_{max} a una energía puede ser un control importante sobre la composición, incluso cuando la incertidumbre del modelo de interacción puede impedir cualquier inferencia clara del valor medio de esa distribución medida. Observaciones similares se aplican a la distribución esperada para N_μ o la densidad de partículas cargadas a una distancia de núcleo dada. Se espera más fluctuación en los chubascos de protones que en los de hierro. Cada variable del chubasco se estabiliza para núcleos pesados mediante un promedio estadístico implícito en el modelo de superposición.

Dependencia de la X_{max} en la masa primaria

La tasa de elongación para protones es el cambio en la media de X_{max} por década en energía. Para dos energías de protones primarias diferentes, E_0 y E_1 , la tasa de elongación κ da la diferencia esperada en los valores de X_{max} como

$$X_{max}^p(E_0) - X_{max}^p(E_1) = \kappa \log_{10} \frac{E_0}{E_1} \quad (2.11)$$

De acuerdo con el modelo de superposición, un núcleo primario de energía E_0 con A nucleones se comporta como una superposición de chubascos de A protones, cada uno con energía $E_1 = E_0/A$. Por lo tanto, la X_{max} media para los chubascos de protones de energía E_0 debería diferir de la X_{max} media para los primarios de energía E_0 y masa A en

$$X_{max}^p - X_{max}^p = X_{max}^p(E_0) - X_{max}^p(E_1) = \kappa \log_{10} A \quad (2.12)$$

Dependencia del número de muones en la masa primaria

Usando el modelo de superposición, es necesario comprender cómo la producción de muones depende de la energía primaria para los chubascos de protones a fin de calcular la diferencia esperada en el número de muones para un primario de masa A y un protón primario de la misma energía.

Sea $\beta \equiv d \ln N_\mu^p / d \ln E$ el índice de potencia del muón para protones definidos en cualquier energía primaria E , entonces $N_\mu^p = \alpha E^\beta$ cerca de esa energía E para alguna α constante. Aplicando

el principio de superposición, el número de muones esperado de un chubasco con energía E y masa A es

$$N_{\mu}^A = A \times \alpha(E/A)^{\beta} = A^{1-\beta} N_{\mu}^p \quad (2.13)$$

Para evaluar la relación hierro/protón muón $N_{\mu}^{Fe}/N_{\mu}^p = 56^{1-\beta}$ necesitamos determinar β a energías extremadamente altas (entre $E/56$ y E). La multiplicidad de partículas en las colisiones de alta energía gobierna ese índice de potencia muónico para los protones, como sigue.

Después de n generaciones de interacciones hadrónicas, la energía que queda en la cascada hadrónica es $(2/3)^n E$, ya que $1/3$ de la energía hadrónica se pierde en la cascada electromagnética por la desintegración neutral del pión en cada generación. Los muones se producen cuando las energías de los piones se reducen a una energía E_d donde la descomposición es más probable que la interacción.

El número de muones producidos es aproximadamente la energía hadrónica restante dividida por esta energía por pión en descomposición

$$N_{\mu} = \left(\frac{2}{3}\right)^{n_d} \frac{E}{E_d}, \quad (2.14)$$

donde n_d es el número de generaciones necesarias para degradar las energías de los piones hasta E_d . De esta forma, obtenemos

$$\beta \equiv \frac{d \ln N_{\mu}}{d \ln E} = 1 + \ln \left(\frac{2}{3}\right) \frac{dn_d}{d \ln E}. \quad (2.15)$$

Para energías de colisión moderadas, $N_{ch} \sim 10$ y $\beta \approx 0,85$, dando $N_{\mu}^{Fe}/N_{\mu}^p = 1,8$. (Aquí, N_{ch} es la multiplicidad de partículas cargadas). Sin embargo, a energías extremadamente altas, la multiplicidad es mucho mayor, en el rango de 200 a 600.

La multiplicidad muy alta produce el siguiente resultado: hay aproximadamente un 30% más de muones en los chubascos de hierro que en los chubascos de protones de igual energía, con una dependencia débil de las diferencias del modelo en el valor de multiplicidad real.

2.2.5. Chubascos Atmosféricos Inclinados

Los Chubascos Atmosféricos inclinados (u horizontales) son aquellos detectados con ángulos cenitales mayores a 60° . Estos chubascos se caracterizan por el dominio de los muones energéticos secundarios en el suelo, ya que la componente electromagnética queda casi completamente absorbida en la profundidad atmosférica atravesada por el chubasco antes de llegar al suelo. Por ello, este tipo de chubascos proporcionan una medición casi directa del número de muones a nivel del suelo. Recordemos que para un chubasco vertical al nivel del mar la profundidad atmosférica es de aproximadamente $1030g/cm^2$ y un chubasco horizontal atraviesa 36 veces esa profundidad (figura 2.6) [2].

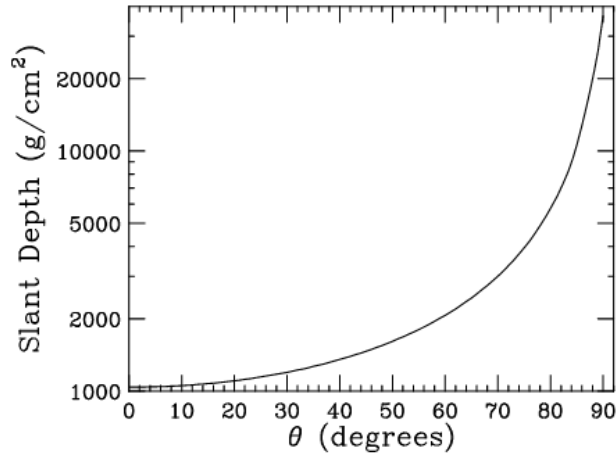


Figura 2.5: Profundidades inclinadas correspondientes a varios ángulos cenitales considerando la curvatura de la Tierra.(Fuente:[2]).

2.3. Técnicas de detección de los CAE

Ya se han discutido las características de los chubascos atmosféricos extensos, por lo que a continuación se verán algunos de los métodos utilizados para su detección y reconstrucción de datos, pues existen diferentes técnicas que se han desarrollado a lo largo de los años bajo distintas características que dependen principalmente de la energía primaria del rayo cósmico.

Un chubasco atmosférico se caracteriza por un disco delgado de partículas extendido que se propaga esencialmente con la velocidad de la luz a lo largo del eje del chubasco. El disco de partículas del chubasco que presenta una superficie frontal visible tiene una alta densidad en el centro que disminuye aproximadamente de manera exponencial al aumentar la distancia radial. La ubicación del máximo de densidad define experimentalmente la posición del eje del chubasco en el impacto sobre el suelo. Las partículas cargadas producen Cherenkov óptico altamente polarizado, así como emisión de radio a medida que se propagan a través de la atmósfera, y fluorescencia a lo largo de sus caminos, dejando una columna de aire ionizado de recombinación lenta.

Hoy en día, los chubascos son detectados principalmente por medio de arreglos de detectores partículas o de Cherenkov óptico, o con detectores de fluorescencia. Éstos métodos serán discutidos a continuación.

2.3.1. Arreglos de detectores de partículas.

El método más común para detectar chubascos se basa en la llegada del disco de partículas al nivel del suelo con la ayuda de arreglos de detectores de partículas. A partir de esto, se obtiene una imagen bidimensional incompleta del chubasco en un instante y etapa particular de su desarrollo en los diferentes detectores del arreglo.

El patrón del chubasco que se obtiene es circular para chubascos que inciden verticalmente.

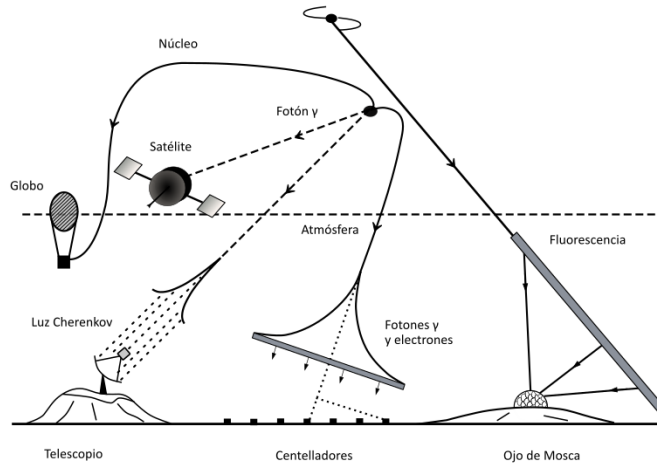


Figura 2.6: Métodos directos e indirectos en la detección de los rayos cósmicos.

Además de las fluctuaciones de densidad en el disco causadas por fluctuaciones en el chubasco que pudieron distorsionar la simetría, la distribución de las partículas es más o menos afectada por el campo geomagnético. A medida que aumenta el ángulo cenital, el patrón cada vez toma forma de elipse. También, un incremento en la asimetría azimutal de la distribución de densidad comienza a aparecer cuando aumenta la distancia radial y de inclinación desde el eje del chubasco.

Las observables más importantes que se obtienen en este método para reconstruir un chubasco son el tiempo de llegada t_i de las partículas en un detector i con respecto a un tiempo de referencia t_0 , la densidad de la partícula ρ_i , y la ubicación del detector con respecto al sistema de referencia, x_i y y_i , o r_i y ϕ_i .

En los primeros experimentos los detectores de partículas consistían en contadores de Geiger. Actualmente, se han utilizado detectores de centelleo y/o detectores de agua Cherenkov para una rápida sincronización y mejores mediciones en la densidad o energía.

2.3.2. Detectores Cherenkov

Son arreglos de detectores que reciben la radiación Cherenkov de las partículas de los chubascos atmosféricos. Este efecto se da cuando las partículas producen radiación en un medio cuando se mueven más rápido que la velocidad de la luz en ese medio. Esta luz se extiende a través del medio en forma de cono alrededor de la trayectoria de la partícula cargada. El ángulo de apertura α (ver figura 2.8) es una función de la densidad del aire y, por lo tanto, de la altura de emisión. Éste aumenta hacia abajo, pero siempre es inferior a aproximadamente 1.4 grados. Desde cada parte del camino de partículas, la luz de Cherenkov llega en un anillo en el suelo. En un chubasco atmosférico, la partícula inicial interactúa con los átomos de aire, produciendo muchas partículas nuevas. La mayoría de esas partículas se detendrán o se descompondrán antes de llegar al suelo. La luz de Cherenkov de todas esas partículas del chubasco se superpone en el suelo más rápido que la velocidad local de la luz.

CAPÍTULO 2. CHUBASCOS ATMOSFÉRICOS

2.3. TÉCNICAS DE DETECCIÓN DE LOS CAE

Una partícula cargada típica en una cascada atmosférica producirá de 10 a 20 fotones Cherenkov por metro mientras se mueve a través del aire. Como hay aproximadamente de 108 a 109 partículas cargadas en una cascada atmosférica cerca de su máximo, estas cascadas producen grandes cantidades de radiación Cherenkov ultra violeta en la dirección en que se propaga la cascada [17].

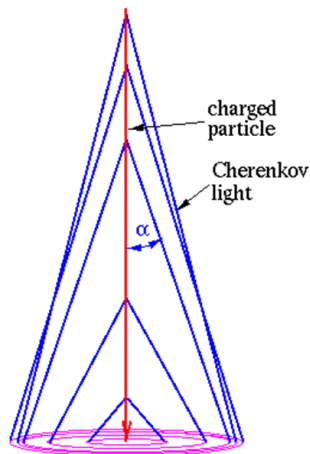


Figura 2.7: Cono de luz Cherenkov. (Fuente: [6])

Estos detectores funcionan de igual manera que los arreglos de detectores de partículas. Sin embargo, el patrón de fotones, es decir, la función de distribución lateral es diferente al de las partículas cargadas, y los fotones están altamente polarizados. Estos tipos de arreglos pueden ser operados autónomamente o en conjunto con un arreglo de detectores de partículas.

Los datos más importantes que se obtienen en estos detectores son la densidad numérica Q_i en un tiempo de llegada t_i de los fotones, y las coordenadas correspondientes de los i detectores, x_i y y_i , o r_i y ϕ_i , con respecto al marco de referencia del arreglo.

Además, la componente Cherenkov lleva la historia de un chubasco a un observador a nivel del suelo ya que, además de obtenerse la distribución lateral, es posible obtener la distribución longitudinal, por lo que revela una imagen tridimensional del evento.

Estos detectores regularmente son construidos a grandes alturas, pues las condiciones climáticas, como el polvo, alta nubosidad o precipitaciones, pueden afectar su funcionamiento.

2.3.3. Detectores de fluorescencia

A diferencia de los detectores Cherenkov, este tipo de detectores funcionan gracias a la fluorescencia producida por los chubascos que se emite isotrópicamente por las moléculas de nitrógeno excitado e iones de nitrógeno. Esta emisión isotrópica permite que, en principio, los chubascos puedan ser observados en todas las direcciones, por lo que no es necesario apuntar a una cierta dirección como en el caso de los detectores Cherenkov o en los arreglos de detectores de partículas.

Las observables más importantes que se obtienen en este tipo de detección son la densidad de fotones Q , el ángulo cenital θ , el ángulo azimutal ϕ , y el tiempo de llegada t .

Capítulo 3

Simulaciones de los EAS en CORSIKA

3.1. CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KAscade)

CORSIKA es un software que utiliza el método Monte Carlo para la simulación de chubascos atmosféricos y estudiar sus propiedades y evolución. Fue inicialmente desarrollado para realizar simulaciones del experimento KASCADE [19] en Karlsruhe en Alemania. Este programa permite simular interacciones y desintegraciones de núcleos, hadrones, muones, electrones y fotones en la atmósfera hasta energías de unos 10^{20} eV. Proporciona tipo, energía, ubicación, dirección y tiempos de llegada de todas las partículas secundarias que se crean en un chubasco atmosférico y se observan a una cierta altura seleccionada. CORSIKA consta básicamente de 4 partes. La primera parte es un marco de programa general que maneja la entrada y la salida, realiza el decaimiento de partículas inestables y rastrea las partículas teniendo en cuenta la pérdida de energía de ionización, la desviación por dispersión múltiple y el campo magnético de la Tierra. La segunda parte trata las interacciones hadrónicas de núcleos y hadrones con los núcleos de aire a energías más altas. La tercera parte simula las interacciones hadrónicas a energías más bajas y la cuarta parte describe el transporte y la interacción de electrones, positrones y fotones. CORSIKA contiene varios modelos de interacción hadrónica para las últimas tres partes del programa que se pueden activar opcionalmente [11]. Las interacciones hadrónicas de alta energía pueden ser tratadas por los modelos DPMJET, HDPM, QGSJET, SIBYLL, o VENUS. Estos modelos alcanzan sus límites cuando la energía disponible para la generación de partículas secundarias llega a un valor mínimo, por lo que uno de los modelos de interacciones hadrónicas de baja energía comienza a funcionar: FLUKA, GHEISHA o UrQMD. En el presente trabajo, se utilizaron los modelos QGSJET [15], para interacción hadrónica de alta energía, y FLUKA [1], para bajas energías.

A continuación se describen más detalladamente esos modelos.

3.1.1. Modelos de Interacción Hadrónica de alta energía

1. **DPMJET** (Dual Parton Model with JETs): Es un modelo que se utiliza para el muestreo de las interacciones entre hadron-núcleo o núcleo-núcleo con el modelo Dual Parton Model.
2. **HDPM**: Este modelo se inspira en el Dual Parton Model e intenta reproducir distribuciones cinemáticas relevantes que se miden en colisionadores, por ejemplo interacciones entre protón-protón.
3. **QGSJET** (Quark Gluon String model with JETs): Es un modelo que se utiliza para interacciones hadrónicas de alta energía entre hadrón-nucleón, que utiliza el modelo de cuerdas quark gluón.
4. **SYBIL**: Este modelo es utilizado para interacciones de muy alta energía utilizando la teoría QCD (Cromodinámica Cuántica)
5. **VENUS** (Very Energetic Nuclear Scattering): Modelo utilizado para interacciones entre iones pesados ultrarelativistas.

3.1.2. Modelos de Interacción Hadrónica de baja energía

1. **FLUKA** (FLUctuating KAscade): Es un modelo que se utiliza para interacciones de baja energía entre hadrón-hadrón o hadrón núcleo.
2. **GEISHA** (Gamma Hadron Electron Interaction SHower code): Este modelo se utiliza para energías de aproximadamente 100 GeV.
3. **UrQMD** (Ultra Relativistic Quantum Molecular Dynamics): Modelo utilizado para describir interacciones de baja energía entre hadrón-núcleo.

3.1.3. Archivo de entrada de CORSIKA

Después de instalar CORSIKA y configurar los modelos de interacción de alta y baja energía, se genera un archivo de entrada. Este archivo consiste de varios parámetros que pueden modificarse para obtener diferentes perfiles para el chubasco (ver tabla 3.1). Los valores indicados con letras “X” son los parámetros que pueden modificarse para las características del chubasco deseadas. El modelo de interacción hadrónica de alta energía QGSJET se ha indicado con la letra “T” (True), así que si se requeriría utilizar otro modelo, éste debe colocarse en el lugar del actual.

A continuación se describe el significado de cada parámetro.

1. **RUNNR** (Run Number): Indica el número de corrida, cuyo rango de valores es $0 \leq \text{RUNNR} \leq 999999$
2. **EVTNR** (First Event Number): Indica el número de evento de la primera cascada, y el rango de valores es $1 \leq \text{NSHOW} \leq 999999$

CAPÍTULO 3. SIMULACIONES DE LOS EAS EN CORSIKA
3.1. CORSIKA (COSMIC RAY SIMULATIONS FOR KASCADE)

Parámetros de entrada		
RUNNR	XXXX	run number
EVTNR	X	number of first shower event
NSHOW	XXXX	number of showers to generate
PRMPAR	14	particle type of prim. particle
ESLOPE	-2.7	slope of primary energy spectrum
ERANGE	1.E5 1.E5	energy range of primary particle
THETAP	0. 60.	range of zenith angle (degree)
PHIP	-180. 180.	range of azimuth angle (degree)
SEED	SEED_X 0 0	seed for 1. random number sequence
SEED	SEED_X 0 0	seed for 2. random number sequence
OBSLEV	4300.E2	observation level (in cm)
FIXCHI	0.	starting altitude (g/cm**2)
MAGNET	27.4 29.3	magnetic field Puebla
HADFLG	0 0 0 0 2	flags hadr.interact. and fragmentation
QGSJET	T 0	use QGSJET for high energy hadrons
QGSIG	T	use QGSJET hadronic cross sections
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. and step and size and fit and out
ECTMAP	1.E4	cut on gamma factor for printout
MAXPRT	XXX	max. number of printed events
DIRECT	./	output directory
USER	you	user
DEBUG	T/F x T/F xxxxxxxx	debug flag and log.unit for out
EXIT		terminates input

Tabla 3.1: Ejemplo de los parámetros del archivo de entrada de CORSIKA

3. **NSHOW** (Number of Showers): Indica el número de cascadas a generar. El límite es $NSHOW \leq 1$
4. **PRMPAR** (Primary Particle Definition): Indica el tipo de partícula primaria. El rango de valores es $1 \leq PRMPAR(0) \leq 5656$.
5. **ESLOPE** (Slope of Energy Spectrum): Indica la pendiente del espectro de energía del primario.
6. **ERANGE** (Energy Range): Indica el rango de energía de la partícula primaria
7. **THETAP** (Zenith Angle Definition): Indica el rango del ángulo cenital de la cascada en el que se realizará la simulación.
8. **PHIP** (Azimuth Angle Definition): Indica el rango del ángulo azimutal .
9. **SEED** (Random Number Generator Initialization): Indica un número aleatorio para llevar a cabo las interacciones.

CAPÍTULO 3. SIMULACIONES DE LOS EAS EN CORSIKA

3.1. CORSIKA (COSMIC RAY SIMULATIONS FOR KASCADE)

10. **OBSLEV** (Observation Level): Indica la altitud a la que se encuentra el detector sobre el nivel del mar.
11. **FIXCHI** (Starting Grammage): Indica la altitud a la que se inicia el primer evento.
12. **MAGNET** (Earth's Magnetic Field): Indica el valor de las componentes del campo magnético de la Tierra.
13. **ECUTS** (Energy Cut-Offs): Indica la energía de corte de las partículas en el orden siguiente: hadrones, muones, electrones y fotones.
14. **LONGI** (Longitudinal Shower Development): Permite activar o desactivar la componente longitudinal de la cascada.
15. **DIRECT** (Output Directory): Indica el directorio en el que se obtendrá el archivo de salida con la información de la simulación.
16. **USER** (User Name): Nombre de usuario.
17. **EXIT** (End of Steering): Indica la finalización de las entradas de los parámetros.

Capítulo 4

Resultados

Para este trabajo se realizaron simulaciones de chubascos iniciados por tres tipos de primarios, como protones, núcleos de hierro y núcleos de carbono. Los valores de energía elegidos se extienden desde 10^{12} hasta 10^{15} eV, para los cuales se utilizaron ángulos cenitales de 0° , 30° , 60° , 75° y 80° . Para poder obtener una estadística significativa, se simularon un total de 225000 chubascos. Además, se consideró un nivel de observación de 4100 metros sobre el nivel del mar, altura a la que se encuentra el observatorio de rayos gamma HAWC por sus siglas en inglés (High Altitude Water Cherenkov), ubicado en el norte del volcán Sierra Negra en el estado de Puebla, México. Para la obtención y análisis de las densidades de partículas con respecto a la distancia se utilizó el entorno ROOT, desarrollado por el CERN para el análisis detallado de datos científicos principalmente en la física de altas energías.

CORSIKA requiere de un gran tiempo de CPU para el procesamiento de las simulaciones debido a la gran cantidad de procesos que debe realizar. Por esta razón, se utilizó el Laboratorio Nacional de Supercómputo del Sureste de México, pues nos brinda servicios de cómputo de alto rendimiento que facilitan y permiten realizar estos procesos de manera más óptima y eficiente.

Se comenzará por analizar la función de distribución lateral de las componentes electromagnética (electrones, positrones, fotones) y muónica para los chubascos iniciados por los diferentes primarios en función del ángulo cenital. Se incluyen las gráficas tanto de chubascos verticales e inclinados para poder visualizar las principales diferencias entre el comportamiento de cada componente, por lo que también se muestran en la misma escala.

4.1. Gráficas de distribución lateral de los EAS

En esta sección se muestra la distribución lateral de las componentes electromagnética y muónica para los diferentes primarios, energías y ángulos anteriormente mencionadas, pues esta distribución nos brinda información importante sobre qué esperar detectar.

En las figuras 4.1 - 4.3 se muestra la distribución lateral de las componentes electromagnética

CAPÍTULO 4. RESULTADOS

4.1. GRÁFICAS DE DISTRIBUCIÓN LATERAL DE LOS EAS

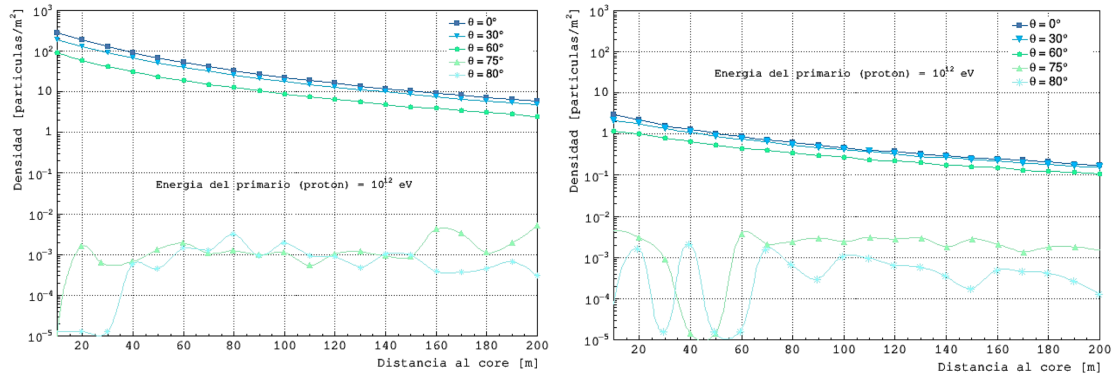


Figura 4.1: Gráfica de la densidad de partículas de la componente electromagnética (a la izquierda) y de la componente muónica (a la derecha) en función de la distancia al núcleo de un chubasco iniciado por un protón a 10^{12} eV para distintos ángulos cenitales.

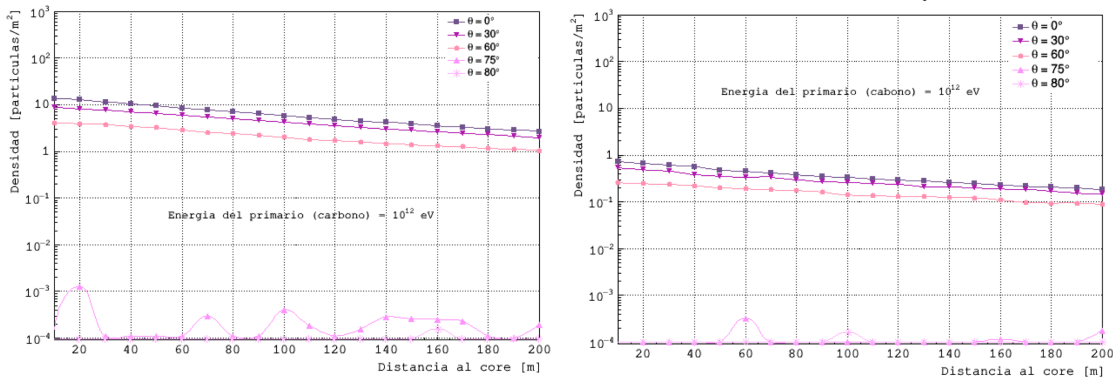


Figura 4.2: Gráfica de la densidad de partículas de la componente electromagnética (a la izquierda) y de la componente muónica (a la derecha) en función de la distancia al núcleo de un chubasco iniciado por un núcleo de carbono a 10^{12} eV para distintos ángulos cenitales.

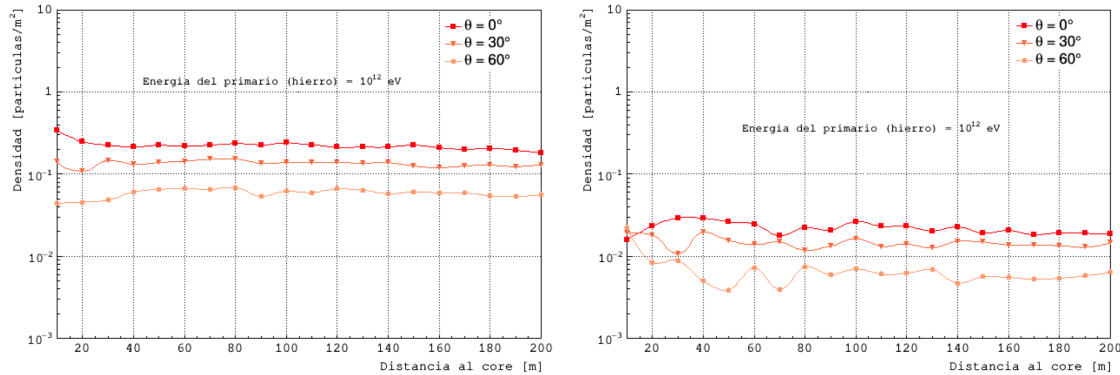


Figura 4.3: Gráfica de la densidad de partículas de la componente electromagnética (a la izquierda) y de la componente muónica (a la derecha) en función de la distancia al núcleo de un chubasco iniciado por un núcleo de hierro a 10^{12} eV para distintos ángulos cenitales.

CAPÍTULO 4. RESULTADOS

4.1. GRÁFICAS DE DISTRIBUCIÓN LATERAL DE LOS EAS

y muónica de chubascos iniciados por un protón, un núcleo de carbono y un núcleo de hierro, respectivamente, con una energía de 10^{12} eV a distintos ángulos cenitales. Se toma el logaritmo de la densidad para apreciar más detalladamente el comportamiento entre las componentes. Para chubascos verticales, es decir, aquellos con ángulos cenitales menores a 60° , iniciados por un protón y un núcleo de carbono, se puede observar que el número de partículas disminuye conforme aumenta la distancia al núcleo, pues en el centro del chubasco tiende a concentrarse el mayor número de partículas. También, es posible notar que la densidad de muones es menor que la densidad de partículas electromagnéticas. Por otro lado, se observa que para ángulos a partir de 75° , el comportamiento de las gráficas muestra muchas fluctuaciones en la densidad de partículas tanto de la componente muónica como de la electromagnética para protones y núcleos de carbono, pues la energía es considerablemente baja para que puedan producirse más partículas que lleguen al suelo. En el caso de los chubascos iniciados por núcleos de hierro, las componentes presentan fluctuaciones incluso para chubascos verticales, pues el número de partículas producidas es todavía menor en comparación con las producidas por un protón o un núcleo de carbono. Debido a esto, la contribución de partículas generadas por chubascos inclinados es prácticamente imperceptible. Las fluctuaciones a esta energía, por lo tanto, no nos permiten discernir estas dos componentes a ángulos cenitales grandes.

Ahora, en las figuras 4.4 - 4.6 se muestran los resultados para una energía primaria de 10^{14} eV, en donde se puede observar que el número de partículas secundarias producidas aumenta. Por ende, las fluctuaciones en la densidad de partículas para chubascos inclinados disminuyen.

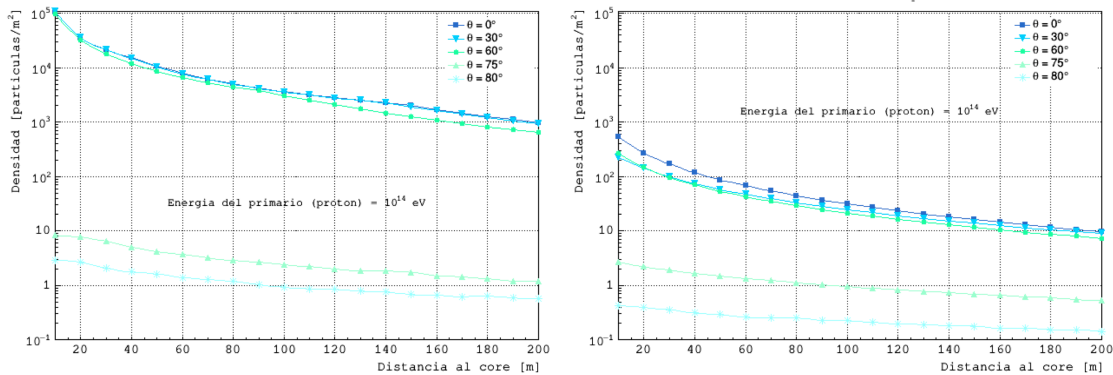


Figura 4.4: Gráfica de la densidad de partículas de la componente electromagnética (a la izquierda) y de la componente muónica (a la derecha) en función de la distancia al núcleo de un chubasco iniciado por un protón a 10^{14} eV para distintos ángulos cenitales.

No obstante, se observa que a partir de una energía de 10^{15} eV (figuras 4.7 - 4.9), las LDF para chubascos con ángulos mayores a 75° muestran curvas más suaves, describiendo un comportamiento como el esperado, es decir, que la densidad de partículas sea mayor cerca del eje del chubasco y ésta disminuya conforme aumenta la distancia. De esta manera, es posible comenzar a identificar características y diferencias entre las componentes electromagnética y muónica para los distintos primarios.

CAPÍTULO 4. RESULTADOS

4.1. GRÁFICAS DE DISTRIBUCIÓN LATERAL DE LOS EAS

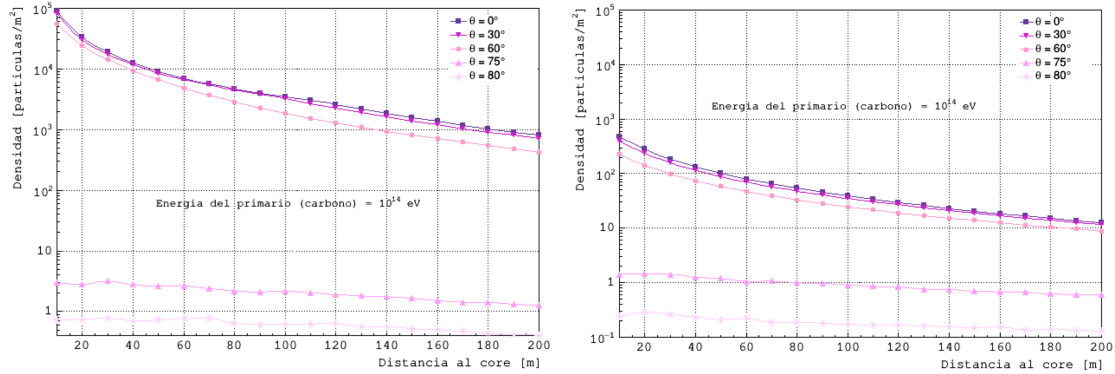


Figura 4.5: Gráfica de la densidad de partículas de la componente electromagnética (a la izquierda) y de la componente muónica (a la derecha) en función de la distancia al núcleo de un chubasco iniciado por un núcleo de carbono a 10^{14} eV para distintos ángulos cenitales.

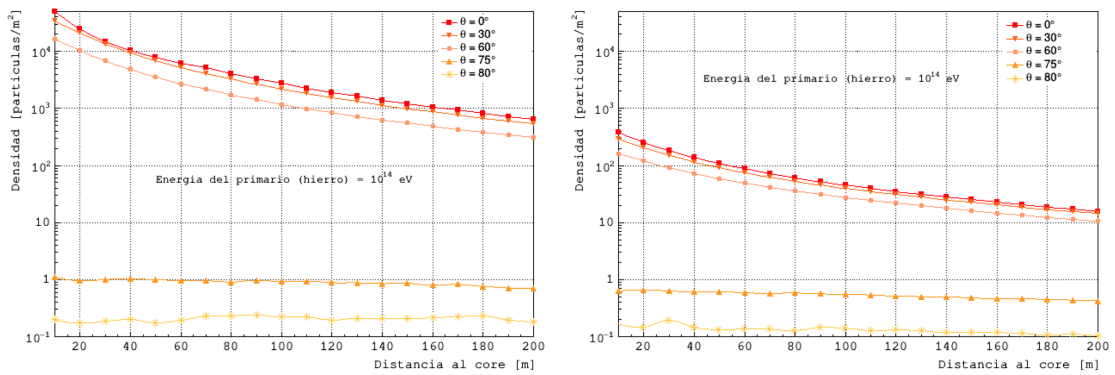


Figura 4.6: Gráfica de la densidad de partículas de la componente electromagnética (a la izquierda) y de la componente muónica (a la derecha) en función de la distancia al núcleo de un chubasco iniciado por un núcleo de hierro a 10^{14} eV para distintos ángulos cenitales.

CAPÍTULO 4. RESULTADOS

4.1. GRÁFICAS DE DISTRIBUCIÓN LATERAL DE LOS EAS

Por ejemplo, se puede observar que la densidad de partículas en la componente electromagnética para un protón como primario tiende a ser mayor cerca del núcleo en comparación con la densidad en chubascos iniciados por un núcleo de carbono o un núcleo de hierro. Además, para éste último, el número de partículas disminuye en menor cantidad a medida que aumenta la distancia, tanto en la componente electromagnética como en la muónica.

Este tipo de características permitirían comenzar a establecer relaciones entre las componentes correspondientes a cada primario. Por ello, este estudio sugiere que sería posible obtener información cada vez más clara a energías mayores a 10^{15} eV, pues el aumento en la producción de partículas secundarias permitiría realizar un estudio más preciso sobre el tipo de primario que origina esta radiación.

Es importante destacar que el estudio de la función de distribución lateral también nos permite estimar el tamaño de un detector con el cual podamos obtener información viable. Por ejemplo, el observatorio de rayos gamma HAWC cuenta con un tamaño de 150 metros. Entonces, si con base en los resultados obtenidos en este trabajo consideramos una distancia de 150 metros del core para chubascos inclinados, obtendríamos información útil sobre gran parte del desarrollo del chubasco, pues el flujo de partículas producidas permite observar un comportamiento claro en las LDF. Esto significa que si se construye un detector con este tamaño, además de obtener datos bastante significativos en este umbral de energía, se podrían considerar eventos iniciados a energías todavía más altas, pues el número de partículas detectado sería significativamente más grande. A diferencia de los chubascos inclinados, un detector de este tamaño destinado a chubascos verticales a partir de este nivel de energía no sería el adecuado, pues éste quedaría cubierto debido al alto flujo de partículas que no permitiría observar gran parte del desarrollo del chubasco. De modo que, si se deseara estudiar rayos cósmicos de alta energía con el observatorio HAWC, por ejemplo, sería posible mediante la observación de chubascos inclinados, pues ofrecen la ventaja de poder explorar energías más allá de 10^{15} eV, que para chubascos verticales no estaría disponible.

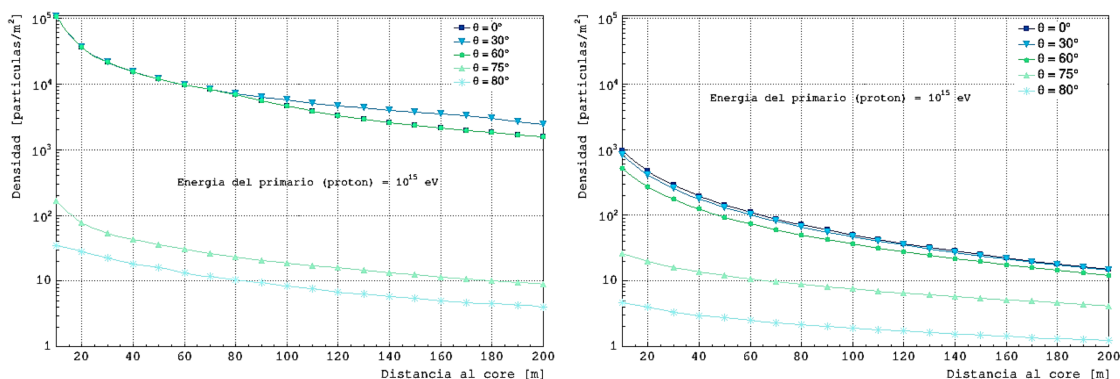


Figura 4.7: Gráfica de la densidad de partículas de la componente electromagnética (a la izquierda) y de la componente muónica (a la derecha) en función de la distancia al núcleo de un chubasco iniciado por un protón a 10^{15} eV para distintos ángulos cenitales.

CAPÍTULO 4. RESULTADOS

4.1. GRÁFICAS DE DISTRIBUCIÓN LATERAL DE LOS EAS

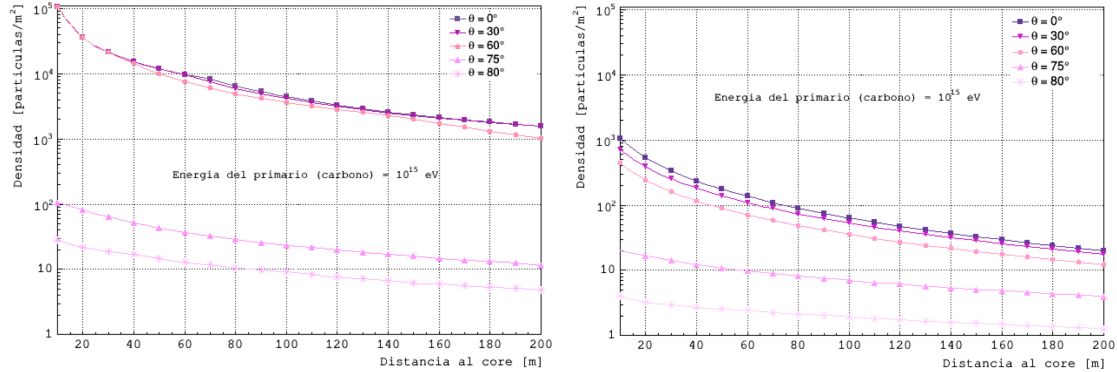


Figura 4.8: Gráfica de la densidad de partículas de la componente electromagnética (a la izquierda) y de la componente muónica (a la derecha) en función de la distancia al núcleo de un chubasco iniciado por un núcleo de carbono a 10^{15} eV para distintos ángulos cenitales.

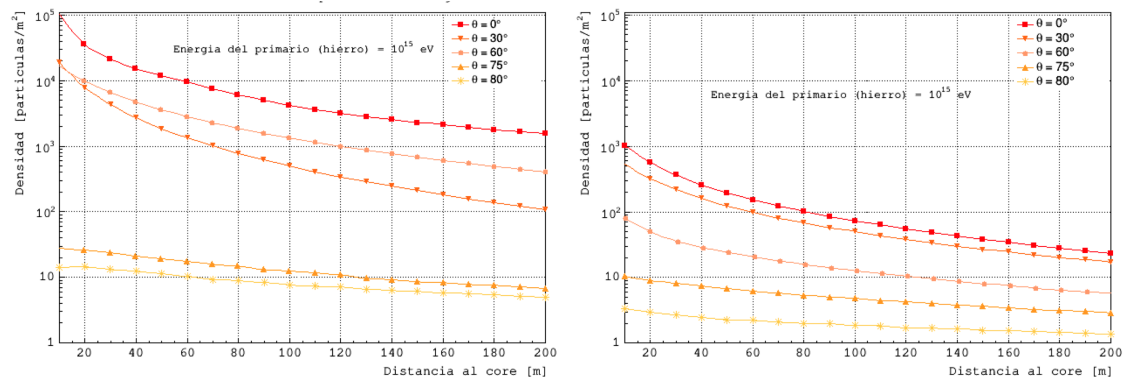


Figura 4.9: Gráfica de la densidad de partículas de la componente electromagnética (a la izquierda) y de la componente muónica (a la derecha) en función de la distancia al núcleo de un chubasco iniciado por un núcleo de hierro a 10^{15} eV para distintos ángulos cenitales.

4.2. Cociente entre la componente electromagnética y la componente muónica

Finalmente, en la figura 4.10 se muestra una gráfica del cociente entre la componente electromagnética y la componente muónica a una energía de 10^{15} eV en función del ángulo cenital y primarios.

En esta gráfica se puede observar un comportamiento interesante, pues para ángulos cenitales arriba de 60° , esa razón disminuye abruptamente, mostrando el menor valor a partir de los 75° . Este comportamiento es de esperarse, pues, como ya se abordó en el capítulo 2, la componente electromagnética en los chubascos atmosféricos inclinados tiende a atenuarse debido a que se absorbe casi completamente en la atmósfera.

De igual forma, se puede notar que la diferencia entre las componentes electromagnética y muónica en función de los diferentes primarios es mucho más notoria para ángulos pequeños, siendo significativamente más grande para chubascos iniciados por protones que para aquellos iniciados por núcleos de carbono o núcleos de hierro.

Además, a diferencia de los chubascos horizontales, la determinación de la masa de la partícula primaria a través de chubascos verticales resulta mucho más sencilla pues el análisis del cociente entre las componentes electromagnética y muónica debe ser lo suficientemente clara. Por ello, el considerar eventos de más alta energía es de suma importancia al tratar con chubascos inclinados.

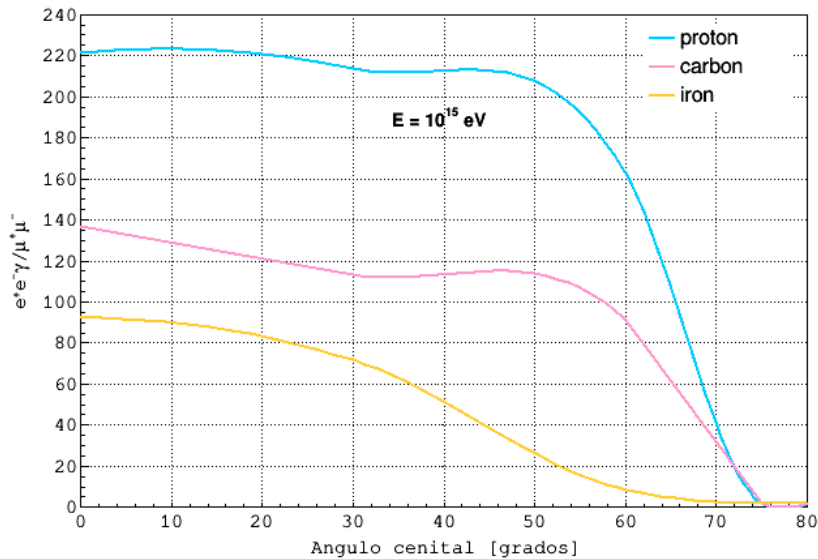


Figura 4.10: Gráfica del cociente entre la componente electromagnética y muónica de chubascos iniciados por tres primarios diferentes a una energía de 10^{15} eV en función del ángulo cenital considerando una distancia al core de hasta 200 m.

Conclusiones

El estudio de chubascos atmosféricos extensos permite la detección de la radiación cósmica primaria a altas energías a partir del análisis de las componentes electromagnética y muónica. Por ello, gracias a la realización de simulaciones de EAS, es posible identificar factores clave para una determinación adecuada de la masa de los primarios a partir de la información que se obtiene en los detectores. En la presente tesis, esto se realizó por medio del estudio de estas componentes a través de la obtención de la función de distribución lateral, pues nos da una idea de lo que se esperaría detectar.

Por ejemplo, algunas de las características más relevantes analizadas en este trabajo fueron las siguientes. Al simular chubascos inclinados para distintos primarios, protones, núcleos de hierro y núcleos de carbono, a energías de entre 10^{12} y 10^{14} eV, se presenta un flujo deficiente de partículas secundarias mediante el cual resulta difícil comparar las componentes electromagnética y muónica. A medida que aumenta la energía del primario, en este caso, a 10^{15} eV, estas componentes ya pueden compararse, pues el flujo de partículas aumenta lo suficiente para poder empezar a identificar diferencias y realizar estimaciones acerca del tipo de partícula primaria

Este tipo de estudios, además, resultan indispensables cuando se desea construir un arreglo de detectores que nos permita identificar las características del rayo cósmico primario. Por lo tanto, a partir de la estrategia utilizada en este trabajo, se estima que mediante un detector con un tamaño de 150 metros, el considerar eventos de chubascos atmosféricos inclinados posibilitaría la detección de la radiación cósmica primaria a energías a partir de 10^{15} eV.

Bibliografía

- [1] A. Fassò, A. Ferrari, S. Roesler, P.R. Sala, G. Battistoni, F. Cerutti, E. Gadioli, M.V. Garzelli, F. Ballarini, O. Ottolenghi, A. Empl and J. Ranft, *The physics models of FLUKA: status and recent developments*, Computing in High Energy and Nuclear Physics 2003 Conference (CHEP2003), La Jolla, CA (USA), March 24-28, 2003 (paper MOMT005); eConf C0303241 (2003); arXiv:hep-ph/0306267; <http://www.fluka.org/references.html>
- [2] Anchordoqui, L. et al. (2004). *High Energy Physics in the Atmosphere: Phenomenology of Cosmic Ray Air Showers*. arXiv:hep-ph/0407020.
- [3] Atreidis, Georgios.(2017). *Numerical study of the electron and muon lateral distribution in atmospheric showers of high energy cosmic rays*. Recuperado de https://www.epj-conferences.org/articles/epjconf/pdf/2017/06/epjconf_conf2017_13001.pdf
- [4] Álvarez-Muñoz, Jaime y Zas, Enrique. (2008). *El Observatorio de Rayos Cósmicos Pierre Auger*. Recuperado de: https://www.i-cpan.es/doc/Auger_Rev_Esp_Fis_Abril-Junio_2008.pdf.
- [5] Álvarez-Muñoz et al. (2002). *Hybrid Simulations of extensive Air Showers*. <https://arxiv.org/pdf/astro-ph/0205302.pdf>.
- [6] Bernlöhr, Konrad. *Atmospheric Cherenkov light*. Recuperado de: <https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/CosmicRay/ChLight/Cherenkov.html>
- [7] De Lotto, Barbara. (2017). *High Energy Cosmic Rays*. Recuperado de https://indico.cern.ch/event/577856/contributions/3396826/attachments/1881277/3099756/HECR_EPS2019.pdf.
- [8] Gaisser, Thomas K. *Cosmic Ray and Particle Physics*. Cambridge University Press, 1990.
- [9] GRIEDER, PETER K. F. *Extensive Air Showers, High Energy Phenomena and Astrophysical Aspects, A Tutorial, Reference Manual and Data Book*. Springer. Switzerland, 2010.
- [10] Haungs, Andreas et al. (2018). *The KASCADE Cosmic-ray Data Centre KCDC: Granting Open Access to Astroparticle Physics Research Data*. https://www.researchgate.net/publication/325778475_The_KASCADE_Cosmic-ray_Data_Centre_KCDC_Granting_Open_Access_to_Astroparticle_Physics_Research_Data
- [11] Heck, D. and Pierog, T. *Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Guide*. Karlsruhe Institut Für Technologie (KIT). August 17, 2016.
- [12] J. Ranft, *Phys. Rev.* **D51** (1995) 64; arXiv:hep-ph/9911213 and hep-ph/9911232. (1999).
- [13] Kampert, Karl-Heinz and Watson, Alan A. (2012). *Extensive Air Showers and Ultra High-Energy Cosmic Rays: An Historical Review*. <https://arxiv.org/abs/1207.4827.pdf>.
- [14] LONGHAIR. MALCOM S. *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press, 2011.

- [15] N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, and A.I. Pavlov, *Nucl. Phys. B* (Proc. Suppl.) **52B**. (1997).
- [16] P. Sommers, C. R. Physique 5. (2004). *Extensive air showers and measurement techniques*. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1631070504000623?via%3Dihub>.
- [17] The High-Altitude Water Cherenkov Gamma Ray Observatory. *Detecting Cosmic Rays*. Recuperado de <https://www.hawc-observatory.org/science/detection.php>.
- [18] THOMSON, G. B. (2016). *Observation of the GZK Cutoff by the HiRes Experiment*. arXiv: astro-ph/0609403v1.
- [19] T. Antoni et al., (KASCADE Collaboration), *Nucl. Instr. Meth. A* **513**. (2003).