

Universidad de El Salvador
Facultad de Ciencias Naturales y Matemática
Escuela de Física



Asignatura: Investigación en Física
Docente: PhD. Carlos Rudamas

*“Simulaciones de chubascos atmosféricos
producidos por UHECR con diferentes
composiciones.”*

Presentado por
Cindy Mariella Castellón Salguero

Ciudad Universitaria “Dr. Fabio Castillo”, febrero de 2021

Índice general

Resumen	5
Introducción	6
1. Marco teórico	8
1.1. Rayos Cósmicos	8
1.1.1. Descubrimiento y naturaleza de los RC	8
1.1.2. Producción de RC	9
1.1.3. Fuentes de RC	10
1.1.4. Propagación de RC	11
1.2. Interacciones de los RC	12
1.2.1. Interacciones electromagnéticas	12
1.2.2. Interacciones hadrónicas	12
1.3. Chubascos atmosféricos	13
1.3.1. Atmósfera terrestre	13
1.3.2. Desarrollo de un chubasco atmosférico	14
1.3.3. Métodos de observación	17
1.4. Estado del conocimiento	18
2. Metodología	22
2.1. Simulaciones de chubascos producidos por UHECR	22
2.1.1. Características de los chubascos	22
2.2. Software para simulaciones de altas energías	23
2.2.1. Sistema de coordenadas	24
2.2.2. Atmósfera	24
2.2.3. Campo geomagnético	25
2.2.4. Estructura de los programas de simulación	25
2.2.5. Muestreo de partículas	26
3. Resultados	27
3.1. Efecto de la composición primaria en la profundidad del máximo	27
3.2. Distribuciones laterales de electrones y muones	29
3.2.1. Resultados de todo el intervalo de energía	30
3.2.2. Resultados de algunos subintervalos	31
3.3. Densidad de partículas en r_{opt}	33
4. Conclusiones y recomendaciones	38

Índice de figuras

1.1.	Intensidad del flujo de rayos cósmicos en función de su energía. Éste está bien representado por una ley de potencias $E^{-2,7}$. (Tomada de [4])	9
1.2.	La gráfica de Hillas representa las potenciales fuentes de rayos cósmicos según la intensidad de su campo magnético y su tamaño. (Tomada de [5])	11
1.3.	De abajo hacia arriba; fragmentación de una cuerda creando un nuevo par de quarks en el campo de color. (Tomado de [5])	13
1.4.	Esquema de la formación y desarrollo de un chubasco atmosférico. Se observa la componente hadrónica y la electromagnética. (Tomada de [4])	14
1.5.	Esquema de un chubasco puramente electromagnético; las líneas rectas representan electrones y las curvas representan fotones.	15
1.6.	Esquema de un chubasco producido por un protón; las líneas sólidas representan piones cargados mientras las líneas cortadas representan piones neutros.	16
1.7.	Sección eficaz inelástica para interacciones p-p (izquierda) e interacciones p-aire y π -aire (derecha) calculadas con tres modelos hadrónicos [11].	18
1.8.	X_{max} promedio (izquierda) y desviación estándar (derecha) asumiendo una composición mixta (línea sólida) [13].	19
1.9.	Las líneas sólidas verde y roja corresponden a la estimación del número de muones utilizando el sistema AIRES con diferentes modelos hadrónicos. Se observa que al desplazarlas una constante éstas tienen buena concordancia con los datos experimentales (círculos negros) [15].	19
1.10.	Comparación de distribuciones laterales de muones resultado de simulaciones con el programa CORSIKA y medidas del observatorio KASCADE [21] . . .	21
1.11.	Radio medio cuadrado de electrones predicho teóricamente utilizando el formalismo de escala junto con modelos de interacción hadrónica utilizando el programa CORSIKA, mostrando su dependencia de la masa primaria [23]. .	21
2.1.	Composición en función de la energía, resultado de ajustes con los datos de X_{max} del Observatorio Pierre Auger realizados con tres modelos de interacciones hadrónicas de altas energías.	23
2.2.	Esquema del sistema de coordenadas utilizado en AIRES.	24
3.1.	Resultados del ajuste lineal de los datos de profundidad del máximo obtenidos de simulaciones de chubascos de ultraalta energía.	28
3.2.	Resultados de la profundidad del máximo en chubascos con composición primaria mixta, comparándolos con datos experimentales del Observatorio Pierre Auger.	29

3.3. <i>Fila superior</i> : distribuciones laterales de electrones. <i>Fila inferior</i> : distribuciones laterales de muones. Distribuciones resultado de chubascos en todo el rango de energías considerado. Cada columna muestra resultados de un modelo hadrónico.	30
3.4. Razones entre densidades de partículas de pares de modelos de interacción hadrónica.	32
3.5. Distribuciones laterales de electrones y muones resultado de chubascos de energía promedio $E = 10^{17,15}$ eV.	33
3.6. Distribuciones laterales de electrones y muones resultado de chubascos de energía promedio $E = 10^{18,25}$ eV.	34
3.7. Distribuciones laterales de electrones y muones resultado de chubascos de energía promedio $E = 10^{19,75}$ eV.	34
3.8. Densidad de partículas (electrones y muones) a una distancia $R = r_{opt}$ en función de la energía inicial	35
3.9. Razones entre densidades de pares de modelos en función de la energía primaria del chubasco.	36

Índice de tablas

3.1. Parámetros del ajuste lineal a los datos de X_{\max} de diferentes modelos y composiciones	28
3.2. Error porcentual de los resultados de X_{\max} de las simulaciones relativo a los datos observacionales.	29
3.3. Parámetros del ajuste de la distribución lateral de electrones a la función (3.2).	31
3.4. Parámetros del ajuste de la distribución lateral de muones a la función (3.2).	31
3.5. Parámetros del ajuste de la distribución lateral de electrones a la función (3.2) para tres subintervalos de energía.	33
3.6. Parámetros del ajuste de la distribución lateral de muones a la función (3.2) para tres subintervalos de energía.	35
3.7. Parámetros del ajuste de la densidad de electrones a la función (3.3).	36
3.8. Parámetros del ajuste de la densidad de muones a la función (3.3).	36

Resumen

Uno de los principales problemas estudiados en la física de rayos cósmicos es el de la composición primaria de los rayos cósmicos que entran a la atmósfera terrestre con ultraaltas energías ($> 10^{17}$ eV). La colaboración Pierre Auger propone una composición mixta que contiene fracciones de elementos con masas que se encuentran entre la del hidrógeno y la del hierro. Se ha verificado el impacto de la composición mixta propuesta sobre observables de los chubascos atmosféricos, como la profundidad del máximo. También se ha estudiado el efecto de la composición primaria en las distribuciones laterales de electrones y muones, así como en su densidad a cierta distancia. Lo anterior se ha hecho realizando simulaciones de dichos eventos con el programa AIRES utilizando tres modelos distintos de interacciones hadrónicas de altas energías. Se han comparado los resultados de profundidad del máximo con datos del Observatorio Pierre Auger, apoyando la hipótesis de una composición mixta. Se observó en la mayoría de casos que el efecto de la masa de la partícula primaria en las distribuciones laterales es evidente a cortas distancias del eje del chubasco pero las diferencias disminuyen a medida la distancia crece. Similarmente se aprecia que al aumentar la energía primaria, las distribuciones laterales de muones se vuelven indistinguibles; ajustes a una función de tipo NKG ilustran estas dependencias así como las diferencias entre los modelos, de los cuales QGSJETII-04 es el que más discrepa de los otros. Por otro lado, los resultados de densidad de electrones a r_{opt} muestran ser independientes de la composición primaria, mientras que la de muones sí muestra una pequeña dependencia; ambas siendo independientes del modelo hadrónico.

Introducción

Los rayos cósmicos -descubiertos por el austriaco Victor Hess en 1914- son partículas cargadas provenientes del exterior de la Tierra que llegan a la misma con energías de hasta 10^{20} eV. Éstos son en su mayoría protones (90 %) y núcleos de helio (9 %), el resto son electrones, positrones y núcleos más pesados. Cuando los rayos cósmicos entran a la atmósfera terrestre interactúan con los átomos y moléculas de la misma, generando cascadas de partículas secundarias que se conocen como chubascos atmosféricos, éstos son producto de interacciones electromagnéticas y hadrónicas.

Desde el descubrimiento de los rayos cósmicos, se han estudiado ampliamente aspectos como su espectro, su composición, su propagación y su origen. Se conoce que el espectro de rayos cósmicos se extiende desde 10^9 hasta 10^{20} siguiendo una ley de potencias, y que a estas ultraaltas energías se observa una supresión del mismo. También se ha concluido que los rayos cósmicos están compuestos mayormente por protones, y que sus fuentes son principalmente de origen galáctico. Sin embargo las interrogantes fundamentales de la física de rayos cósmicos, relacionadas con su origen y el mecanismo de aceleración con el que alcanzan las energías observadas, siguen vigentes.

En particular el rango de las ultraaltas energías presenta grandes desafíos para la investigación en esta área. Esto debido principalmente a limitaciones experimentales relacionadas con el bajo flujo de partículas a estas energías, así como limitaciones teóricas en la descripción de las interacciones hadrónicas, ya que los modelos utilizados son fenomenológicos y dependen de los avances en aceleradores de partículas. Actualmente uno de los problemas esenciales es la determinación de la composición de los rayos cósmicos de ultraaltas energías. El problema de la composición consiste en dar una correcta interpretación a los datos observacionales basada en simulaciones de chubascos.

Se han medido con bastante precisión diversas propiedades de los chubascos producidos por rayos cósmicos de ultraalta energía que son especialmente sensibles a la composición primaria, no obstante no se ha logrado una interpretación coherente de dichas mediciones en términos de una única composición. Existen importantes discrepancias entre las simula-

ciones con distintos modelos de interacción hadrónica, de manera que dirigen a conclusiones no compatibles entre sí, y además no compatibles con las observaciones realizadas de las magnitudes dependientes de la composición.

Uno de los objetivos de este trabajo de investigación es verificar el efecto de una composición mixta de los rayos cósmicos de ultraalta energía en la profundidad del máximo X_{\max} que, junto con otras observables, ha sido ampliamente estudiada con el fin de dilucidar la composición primaria. Asimismo, se tiene por objetivo estudiar el efecto de la composición primaria en otras observables, como lo son las distribuciones laterales de electrones y muones, y su densidad a una cierta distancia. Estos objetivos pretendieron lograrse realizando simulaciones de chubascos atmosféricos tanto de composición puramente ligera o pesada como de composición mixta, comparando los resultados con datos experimentales publicados por la colaboración Pierre Auger, y comparando los resultados obtenidos de simulaciones realizadas con diferentes modelos de interacciones hadrónicas de altas energías.

Se realizaron tres grupos de simulaciones de 2400 eventos de chubascos atmosféricos cada uno; el primer grupo fueron chubascos producidos por protones, el segundo por núcleos de hierro, y el tercero por combinaciones de protones, núcleos de helio, de nitrógeno y de hierro, todos con energías iniciales dentro del intervalo $10^{17} \leq E \leq 10^{20}$ eV. El *software* utilizado para simular los chubascos fue AIRES, que cuenta con los modelos hadrónicos de altas energías utilizados (Sibyll 2.3c, EPOS-LHC y QGSJETII-04) como paquetes externos, además de una librería de módulos escritos en Fortran y C++ para realizar los cálculos de las características de los eventos simulados. Adicionalmente, los datos observacionales fueron tomados del repositorio que se encuentra en sitio web del Observatorio Pierre Auger.

En el capítulo 1 se resume el fundamento teórico necesario para la comprensión física de los chubascos atmosféricos producidos por rayos cósmicos y sus propiedades principales, así como el estado del conocimiento del tema. El capítulo 2 describe el programa AIRES utilizado para las simulaciones, así como las condiciones que se asumen para las mismas. En el capítulo 3 se presentan los resultados obtenidos de las simulaciones, comparando las predicciones para X_{\max} con datos experimentales y observando las dependencias de los resultados de densidades de partículas con el modelo hadrónico y con la composición primaria.

Capítulo 1

Marco teórico

1.1. Rayos Cósmicos

Los rayos cósmicos (RC) son partículas cargadas aceleradas a altas energías que se propagan por el espacio y llegan a la atmósfera terrestre. Un 90 % de estas partículas son protones, un 9% núcleos de helio y el resto son electrones, núcleos más pesados y antipartículas. La mayoría de RC son relativistas; su espectro de energías está entre $\sim 10^9$ y $\sim 10^{20}$ eV, y sigue una ley de potencias. Actualmente se tiene conocimiento de fuentes de RC de origen galáctico y extragaláctico [1]. A continuación se describen algunos aspectos del desarrollo histórico de la investigación sobre los RC.

1.1.1. Descubrimiento y naturaleza de los RC

En el año 1900 se realizaban experimentos para estudiar la ionización causada por elementos radiactivos, en estos se observó que el aire contenía algún tipo de radiación que también era capaz de ionizar. A partir de esto se inició la búsqueda del origen de dicha radiación. Se repitieron los experimentos a alturas de 300 a 1300 m, esperando que si la fuente de la radiación fuese la corteza terrestre, ésta disminuiría con la altura. En 1911-1912, el austriaco Victor Hess realizó experimentos en globo a alturas de hasta 5200 m, con los que concluyó que la radiación debía originarse fuera de la Tierra y que, comparando mediciones de día y de noche, no provenía del sol. Victor Hess es considerado el descubridor de los rayos cósmicos [2].

Posteriormente se inició la búsqueda de la naturaleza de estas partículas, siendo el candidato más popular los rayos gamma. En 1927 Jacob Clay observó una disminución de la radiación en bajas latitudes. Esto fue explicado en 1932 por Arthur Compton como la acción del campo magnético de la Tierra sobre los RC, llevando a la conclusión de que la mayor parte de las partículas en cuestión debían tener carga eléctrica, y estudiando los efectos geomagnéticos este-oeste se dedujo que casi todas las cargas eran positivas. Finalizando la

década de 1940, experimentos de detección directa realizados por Schein establecieron que aproximadamente el 99 % de los RC son protones, núcleos de Helio y núcleos más pesados y que sólo el 1 % son electrones, positrones y rayos gamma [3].

1.1.2. Producción de RC

En la figura 1.1 se muestra el espectro observado de RC, el cual está bien representado por una ley de potencias:

$$\frac{dN}{dE} = E^{-(\gamma+1)}. \quad (1.1)$$

El índice γ tiene un valor aproximadamente constante de 2,7 con dos ligeros cambios: uno a $\sim 10^{16}$ eV, conocido como la *rodilla*, y el otro a $\sim 10^{19}$ eV conocido como el *tobillo* [2]. El espectro se extiende desde $\sim 10^9$ hasta $\sim 10^{20}$ eV.

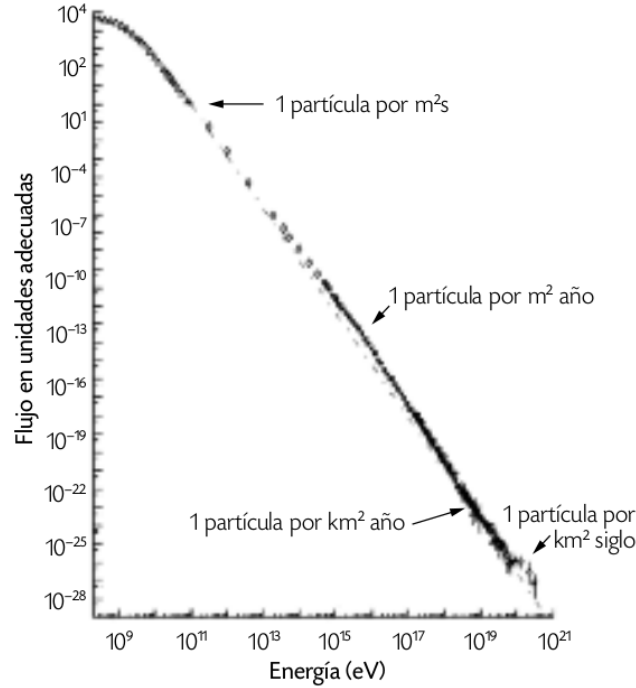


Figura 1.1: Intensidad del flujo de rayos cósmicos en función de su energía. Éste está bien representado por una ley de potencias $E^{-2.7}$. (Tomada de [4])

Por tanto, debe haber un mecanismo capaz de acelerar partículas a tales energías y que reproduzca la forma del espectro observado. En 1949, Fermi propuso un mecanismo en el que las partículas podían ganar energía en colisiones estocásticas en regiones del espacio donde existiesen campos magnéticos turbulentos, como las ondas de choque resultado de un colapso gravitacional, por ejemplo. Se considera que una partícula de prueba tiene un incremento de energía proporcional a la misma $\Delta E = \xi E$ en cada colisión, luego de n colisiones la energía

de la partícula será [1]

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

donde E_0 es la energía con la que entra al proceso de aceleración. Tomando en cuenta la probabilidad P_{esc} de que la partícula escape de la región de aceleración, la proporción de partículas que se aceleran a energías mayores a un valor E es

$$N(\geq E) \propto \frac{1}{P_{esc}} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\gamma}, \quad (1.3)$$

con $\gamma = -\ln(1 - P_{esc})/\ln(1 + \xi) \approx P_{esc}/\xi$, de manera que este mecanismo efectivamente reproduce la ley de potencias que caracteriza al espectro de RC.

El mecanismo de Fermi se describe en dos situaciones físicas: nubes de plasma magnetizadas (aceleración de Fermi de segundo orden) y frentes de onda de choque (aceleración de Fermi de primer orden). En la aceleración de segundo orden se considera una partícula que entra a la nube con cierta velocidad, donde cambia su dirección de modo aleatorio por interacciones con el campo magnético turbulento en el interior, mediante este proceso se tiene $\xi = (4/3)\beta^2$, donde $\beta = V/c$ es la velocidad de la nube; en la aceleración de primer orden se considera que la partícula atraviesa la onda de choque e interactúa con el campo magnético del gas que éste va dejando detrás (*downstream*), en este caso $\xi = (4/3)\beta$, donde $\beta = V/c$ se refiere la velocidad del gas detrás del choque respecto al gas delante del choque (*upstream*).

1.1.3. Fuentes de RC

Luego de establecer cómo pueden acelerarse las partículas, se buscaron objetos astronómicos que cumplan las condiciones necesarias para que el proceso se lleve a cabo. Para que el proceso sea eficaz, la partícula debe estar contenida en una región de radio R , tal que se cumpla la siguiente relación [5]:

$$E[\text{PeV}] \simeq B[\mu\text{G}] \times R[\text{pc}]. \quad (1.4)$$

Ésta es llamada relación de Hillas, ilustrada en la figura 1.2, en la que también pueden observarse los potenciales aceleradores. Como fuentes de RC de origen galáctico pueden mencionarse las estrellas de neutrones de rápida rotación (púlsares) y los remanentes de supernova, mientras que en el caso extragaláctico se consideran los núcleos galácticos activos y los destellos de rayos gamma.

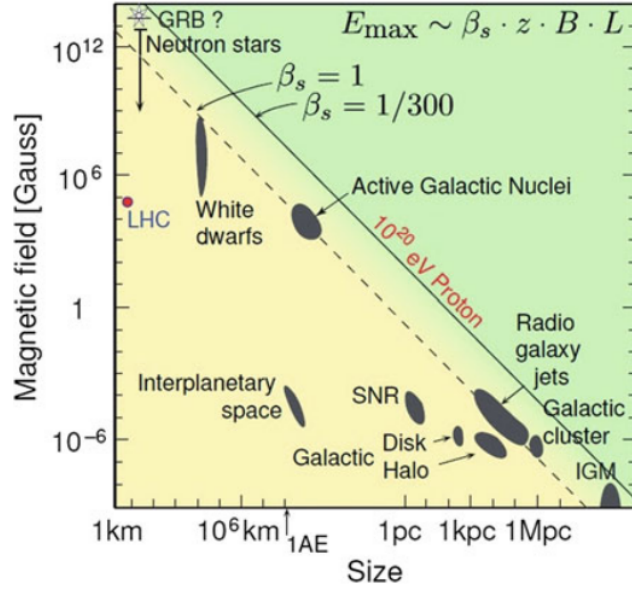


Figura 1.2: La gráfica de Hillas representa las potenciales fuentes de rayos cósmicos según la intensidad de su campo magnético y su tamaño. (Tomada de [5])

1.1.4. Propagación de RC

La presencia de campos magnéticos en el espacio limita la posibilidad de estudiar las fuentes de RC a través de ellos. Los RC llegan a la Tierra isotrópicamente; llegan de todas direcciones con la misma frecuencia, lo que sugiere una trayectoria casi aleatoria desde la fuente hacia la Tierra. Dentro de la galaxia las partículas pueden sufrir varios procesos: difusión en campos magnéticos, convección por vientos galácticos, pérdidas o ganancias de energía, colisiones nucleares con gas interestelar y decaimientos. Para describir la propagación de RC debe resolverse la ecuación de transporte [1]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{N}}{\partial t} = & \nabla \cdot (D_i \nabla \mathcal{N}_i) - \frac{\partial}{\partial E} [b_i(E) \mathcal{N}_i(E)] - \nabla \cdot u \mathcal{N}_i(E) \\ & + Q_i(E, t) - p_i \mathcal{N}_i + \frac{v\rho}{m} \sum_{k \geq i} \int \frac{d\sigma_{i,k}(E, E')}{dE} \mathcal{N}_k(E') dE', \end{aligned} \quad (1.5)$$

que contempla los procesos mencionados para calcular la densidad de partículas con energías entre E y $E + dE$. Los seis términos de la ecuación representan, respectivamente: la difusión, ganancias de energía, convección, la inyección de partículas, pérdida de partículas por colisiones o decaimientos, cascadas de decaimientos o fragmentación nuclear.

1.2. Interacciones de los RC

1.2.1. Interacciones electromagnéticas

Las partículas cargadas en general interactúan con átomos; estas pueden ionizarlos, excitarlos o producir fotones. Para electrones y positrones a altas energías es relevante la radiación de frenado o *bremsstrahlung*, en la cual partículas cargadas emiten radiación al ser deflectadas por el campo eléctrico de los átomos en un medio. En este proceso, la fracción de energía que la partícula pierde puede describirse por [5]:

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dx} \simeq -\frac{1}{X_0}, \quad (1.6)$$

donde X_0 es la longitud de radiación que es dependiente del medio.

Por otro lado, los fotones interactúan con un medio principalmente mediante efecto fotoeléctrico (emisión de un electrón de un material que ha absorbido un fotón), dispersión de Compton (transferencia de energía de un fotón hacia un electrón mediante una colisión) y producción de pares electrón-positrón. Este último proceso siendo el más relevante a altas energías; al interactuar con el campo eléctrico de un núcleo, el fotón tiene cierta probabilidad de formar un par $e^- - e^+$, con una longitud de interacción:

$$\lambda \simeq \frac{9}{7} X_0. \quad (1.7)$$

Los fotones también puede sufrir otros procesos como dispersión de Rayleigh, que puede tener importancia para el transporte de la luz a través de la atmósfera, o interacciones fotonucleares (excitación de núcleos) que se dan a energías alrededor de 10 MeV.

1.2.2. Interacciones hadrónicas

Los RC primarios están mayoritariamente conformados por hadrones, como lo son los protones y núcleos. Los hadrones se describen mediante el modelo de quarks [5], partículas que interactúan mediante la interacción nuclear fuerte y que, según observaciones, no existen de manera aislada sino en estados ligados de dos o tres quarks. Este tipo de modelos se estudian desde la *cromodinámica cuántica* (QCD por sus siglas en inglés), donde se propone el concepto de *color* como la carga que origina las interacciones fuertes, y el de *gluón* como la partículas mediadora.

Para describir las interacciones hadrónicas se necesitan modelos fenomenológicos apoyados en QCD. Un modelo usado comúnmente es el modelo de cuerdas de Lund (o *string model*) [6]; cuando los hadrones interactúan se forma un campo de color (cuerda) entre pares quark-antiquark, la energía potencial en dicha cuerda aumenta hasta fragmentarse y formar otros quarks que a su vez pueden formar hadrones, como se ilustra en la figura 1.3. También suele utilizarse el modelo de *minijet*, para tomar en cuenta la multiplicidad de partículas producidas.

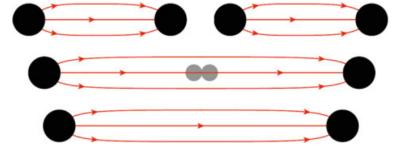


Figura 1.3: De abajo hacia arriba; fragmentación de una cuerda creando un nuevo par de quarks en el campo de color. (Tomado de [5])

Actualmente existen varios generadores Monte Carlo de eventos hadrónicos; describen este tipo de interacciones basándose en diferentes modelos para ciertos aspectos de la interacción y en datos de colisionadores de partículas. Ejemplos de estos son SIBYLL [7], QGSJET [8] y EPOS [9], que están especializados en interacciones de altas energías.

1.3. Chubascos atmosféricos

Un chubasco atmosférico (español para *Air Shower*) es una cascada de partículas generada por la interacción de un rayo cósmico en la alta atmósfera. Antes de profundizar en cómo se desarrollan estas cascadas, conviene describir brevemente las principales características de la atmósfera.

1.3.1. Atmósfera terrestre

La capa de aire que rodea la Tierra se extiende hasta una altura mayor a 100 km. Según el modelo *US Standard Atmosphere*, la atmósfera está compuesta principalmente por N₂ (78 %), O₂ (21 %) y Ar (0,9 %). Acorde al mismo modelo, la densidad del aire es función de la altura:

$$\rho(h) = \rho_0 e^{-\frac{h}{h_a}}, \quad (1.8)$$

donde $\rho_0 = 1,22 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ y $h_a = 8,2 \text{ km}$. Sin embargo, en el estudio de los chubascos atmosféricos es más frecuente utilizar el concepto de *profundidad* en lugar de la altura. La profundidad X indica la cantidad de materia que atraviesa una partícula al moverse de un punto a otro. Esta se relaciona con la densidad mediante:

$$X = \int_h^\infty \rho(h) dh. \quad (1.9)$$

1.3.2. Desarrollo de un chubasco atmosférico

Los chubascos atmosféricos se desarrollan de forma compleja como una combinación de cascadas electromagnéticas y producción de partículas por interacciones hadrónicas [10]. A grandes rasgos, una interacción hadrónica entre el rayo cósmico primario y un núcleo de la atmósfera produce múltiples partículas secundarias: una partícula principal (con la mayor parte de la energía inicial) que puede iniciar otro chubasco, y un gran número de mesones, principalmente piones cargados (π^\pm) y neutros (π^0).

La parte electromagnética del chubasco es generada por los piones neutros al decaer en fotones ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$), esta cascada consiste en producción de pares ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) y bremsstrahlung ($e^\pm \rightarrow e^\pm\gamma$). Por su parte, los piones cargados pueden volver a interactuar hadrónicamente mientras tengan suficiente energía, luego de eso decaerán en neutrinos y muones ($\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$). El desarrollo de un chubasco se ilustra en la figura 1.4.

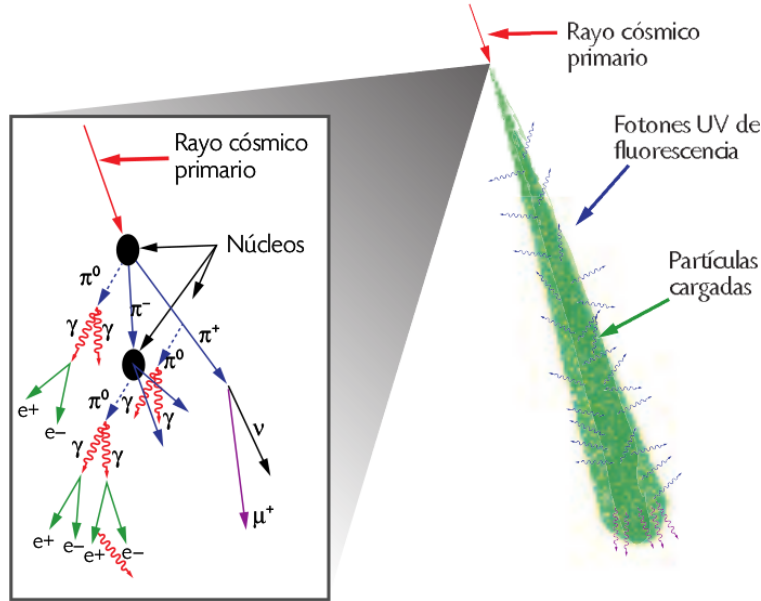


Figura 1.4: Esquema de la formación y desarrollo de un chubasco atmosférico. Se observa la componente hadrónica y la electromagnética. (Tomada de [4])

La propagación de partículas (nucleones en particular) a través de la atmósfera, puede describirse con la ecuación de cascada:

$$\frac{dN(E, X)}{dX} = -\frac{N(E, X)}{\lambda_N(E)} + \int_E^\infty \frac{N(E', X)}{\lambda_N(E')} F_{NN}(E, E') \frac{dE'}{E'}, \quad (1.10)$$

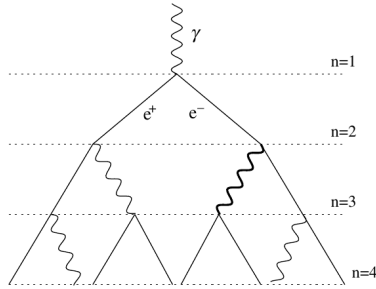
donde $N(E, X)dE$ es el flujo de nucleones a una profundidad X en la atmósfera con energías entre E y $E + dE$, λ_N es la longitud de interacción del nucleón en el aire y F_{NN} es la

sección eficaz para la colisión de un nucleón incidente de energía E' con un núcleo del aire, produciendo otro nucleón con energía E . Para generalizar al caso de la propagación de los múltiples hadrones producidos, se considera un grupo de ecuaciones acopladas [1]:

$$\frac{dN_i(E, X)}{dX} = -\left(\frac{1}{\lambda_i} + \frac{1}{d_i}\right)N_i(E, X) + \sum_j \int \frac{F_{ij}(E_i, E_j)}{E_i} \frac{N_j(E_j)}{\lambda_j} dE_j. \quad (1.11)$$

Modelo Heitler-Matthews

En 1954, W. Heitler presentó un modelo simplificado del desarrollo de la componente electromagnética, posteriormente modificado por J. Matthews. Aunque no reemplaza simulaciones detalladas de chubascos, el modelo Heitler-Matthews permite describir correctamente características importantes de los mismos. En el modelo de Heitler se describe la componente electromagnética como ilustra la figura 1.5;



luego de viajar una distancia $d = \lambda_r \ln 2$ (donde λ_r es la longitud de radiación en el aire) un electrón produce un fotón que al viajar la misma distancia produce un par e^-e^+ . Luego de n divisiones, en la cascada hay un total de $N = 2^n$ partículas; la división se detiene cuando las partículas alcanzan una energía crítica ξ_c^e .

Figura 1.5: Esquema de un chubasco puramente electromagnético; las líneas rectas representan electrones y las curvas representan fotones.

A partir de lo anterior pueden deducirse características de un chubasco iniciado por un fotón:

$$E_0 = \xi_c^e N_{\max}, \quad (1.12)$$

$$X_{\max}^\gamma = n_c \lambda \ln 2 = \lambda \ln[E_0/\xi_c^e], \quad (1.13)$$

donde n_c es el número de longitudes d necesarias para que la energía por partícula se reduzca a ξ_c^e , donde $N = N_{\max} = 2^{n_c}$. Se observa que el número de partículas en el máximo aumenta linealmente con la energía inicial y que la profundidad aumenta con la energía de manera logarítmica. Los chubascos iniciados por hadrones se describen similarmente, como se ilustra en la figura 1.6. Se consideran capas de atmósfera de altura $\lambda_I \ln 2$ donde λ_I es la longitud de interacción. Luego de atravesar una capa, un hadrón interactúa produciendo partes iguales de piones cargados y neutros; N_{π^\pm} cargados y $N_{\pi^0} = \frac{1}{2}N_{\pi^\pm}$ neutros. Los piones cargados pueden repetir el proceso hasta alcanzar una energía crítica ξ_c^π , entonces se asume su decaimiento.

Luego de n capas, la energía por pion cargado es

$$E_\pi = \frac{E_0}{\left(\frac{3}{2}N_{\pi^\pm}\right)^n}, \quad (1.14)$$

de manera que el número de interacciones n_c necesarias para que la energía por pion alcance el valor crítico es

$$n_c = \frac{\ln [E_0/\xi_c^\pi]}{\ln \left[\frac{3}{2}N_{\pi^\pm}\right]}. \quad (1.15)$$

Considerando un chubasco iniciado por un protón, con componentes electromagnética y hadrónica, y tomando en cuenta el decaimiento de todos los piones en muones ($N_{\pi^\pm}^{n_c} = N_\mu$) la energía total es

$$E_0 = \xi_c^e N_{\max} + \xi_c^\pi N_\mu. \quad (1.16)$$

El modelo de Heitler sobreestima la razón de electrones a fotones, de manera que se introduce un factor de corrección $g = 10$ tal que $N_e = N/g$. Con esta corrección la ecuación (1.16) se reescribe como

$$E_0 = g\xi_c^e \left(N_e + \frac{\xi_c^\pi}{g\xi_c^e} N_\mu \right), \quad (1.17)$$

lo que indica que la energía inicial puede calcularse si se miden el número de electrones y de muones. Cabe mencionar que esta expresión es independiente de el tipo de partícula primaria. Asimismo se puede estimar la profundidad del máximo X_{\max}^p tomando en cuenta que el protón primario interactúa a una profundidad $X_0 = \lambda_I \ln 2$ como

$$X_{\max}^p = X_0 + \lambda_r \ln \left[\frac{E_0}{3N_{\pi^\pm}\xi_c^e} \right]. \quad (1.18)$$

El segundo término corresponde a la profundidad del máximo de la componente electromagnética de la ecuación (1.13), cuya energía inicial es $E_0/3N_{\pi^\pm}$. En las ecuaciones (1.17) y (1.18) se observa que la dependencia del número de partículas y la profundidad del máximo con la energía inicial es lineal y logarítmica, respectivamente, tal como en (1.12) y (1.13). En general los valores calculados con la ecuación (1.18) son bastante bajos comparados con resultados de simulaciones; esto debido a que sólo se toma en cuenta la primera generación de partículas de la componente electromagnética. Por otro lado, el número de muones en el

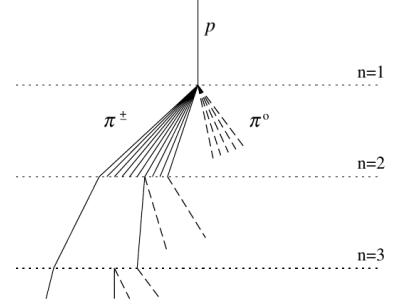


Figura 1.6: Esquema de un chubasco producido por un protón; las líneas sólidas representan piones cargados mientras las líneas cortadas representan piones neutros.

chubasco puede expresarse en función de la energía como

$$N_\mu = \left(\frac{E_0}{\xi_c^\pi} \right)^\beta, \text{ donde } \beta = \frac{\ln[N_{\pi^\pm}]}{\ln[\frac{3}{2}N_{\pi^\pm}]} \quad (1.19)$$

Para describir chubascos producidos por un núcleo A , en el modelo Heitler-Matthews se utiliza el modelo de superposición; se trata el núcleo como A protones iniciando chubascos individualmente. cada uno con una porción igual de la energía inicial del núcleo E_0 , es decir E_0/A . Las características de éstos chubascos pueden obtenerse sustituyendo la energía inicial en las ecuaciones para protones, a la vez que se expresan en términos de las cantidades correspondientes a un chubasco producido por un protón de energía E_0 , por ejemplo el número de muones y la profundidad del máximo puede expresarse como

$$N_\mu^A = N_\mu^p A^{\beta-1}, \quad (1.20)$$

$$X_{\max}^A = X_{\max}^p - \lambda_r \ln A. \quad (1.21)$$

Adicionalmente, Matthews presenta el modelo tomando en cuenta la inelasticidad de las interacciones; como resultado de una interacción se produce una partícula principal que se lleva la mayor parte de la energía, de manera que hay menos energía disponible para la producción de las múltiples partículas restantes. La inelasticidad se introduce con un parámetro κ representando la porción de la energía inicial que se invierte en la producción de piones. Todas las expresiones anteriores corresponden a un valor $\kappa = 1$.

1.3.3. Métodos de observación

Existen distintos tipos de experimentos para observar chubascos atmosféricos, la técnica utilizada depende principalmente de la energía del rayo cósmico incidente; a energías > 50 TeV pueden detectarse partículas secundarias directamente a nivel del suelo, mientras que a energías \sim TeV pueden observarse recolectando la radiación producida en las interacciones de las partículas.

Los experimentos pueden ser de *radiación de Cherenkov*, que detectan radiación producida por una partícula cargada que se mueve a través de un medio más rápido que la velocidad de la luz en ese medio; y de *fluorescencia*, que colectan la luz emitida por las moléculas de nitrógeno excitadas en el chubasco, este método permite reconstruir el desarrollo longitudinal del mismo. Existen también observatorios híbridos, como el *Telescope Array* (TA) y el *Pierre Auger Observatory* (PAO); estos utilizan la técnica de fluorescencia para observar el desarrollo del chubasco y además detectan partículas de alta energía que alcanzan el nivel del suelo.

1.4. Estado del conocimiento

En la actualidad, los RC de ultraalta energía (UHECR, $E > 10^{18}$ eV) siguen considerándose un enigma en términos de su composición y origen. Debido a su bajo flujo, éstos se estudian indirectamente a partir de mediciones de los chubascos atmosféricos que producen. Experimentos como TA y PAO miden observables de los chubascos como X_{max} , X_{max}^μ y N_μ , magnitudes que son sensibles a la energía y la masa de la partícula primaria, y por tanto pueden aportar al espectro de RC y dar información sobre la composición del flujo de los UHECR. Con ayuda de programas de simulación de chubascos atmosféricos, como CORSIKA, CONEX y AIRES, se ha progresado en esta dirección.

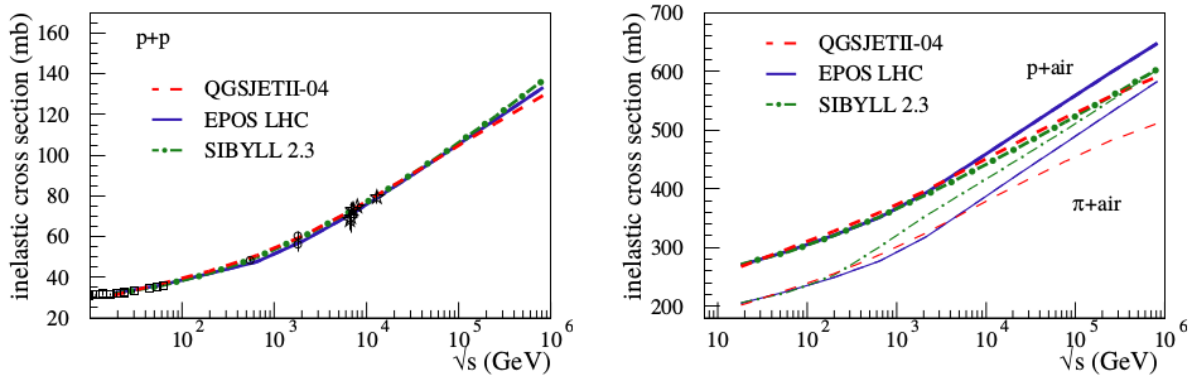


Figura 1.7: Sección eficaz inelástica para interacciones p-p (izquierda) e interacciones p-aire y π -aire (derecha) calculadas con tres modelos hadrónicos [11].

Dichos programas utilizan modelos de interacciones hadrónicas, que son mayoritariamente fenomenológicos, consecuentemente el estudio de los UHECR está estrechamente vinculado con la investigación experimental de colisiones hadrónicas de alta energía en aceleradores de partículas. Los parámetros de las interacciones que afectan el desarrollo de los chubascos atmosféricos son la sección eficaz, la multiplicidad y la elasticidad; se han comparado diferentes modelos (Sibyll 2.3, EPOS LHC y QGSJETII-04) observando que coinciden muy bien para interacciones $p - p$, pero difieren para interacciones $p - A$ y $\pi - A$ [11].

La interpretación de las mediciones observacionales para dilucidar la composición de los UHECR es todavía un problema, esto es debido particularmente a que los modelos de interacciones hadrónicas aún difieren entre sí y ninguno de ellos puede describir a cabalidad los datos. La interpretación de los datos del TA se inclina por una composición de núcleos ligeros [12], mientras que datos del PAO indican que la composición se vuelve más pesada a mayores energías. Sobre esto último, se realizó un ajuste simulando chubascos iniciados por una mezcla de partículas primarias (p, He, N y Fe) que resultó en buena concordancia con los datos de X_{max} [13]. Sin embargo, la interpretación está sujeta al modelo utilizado para

las simulaciones.

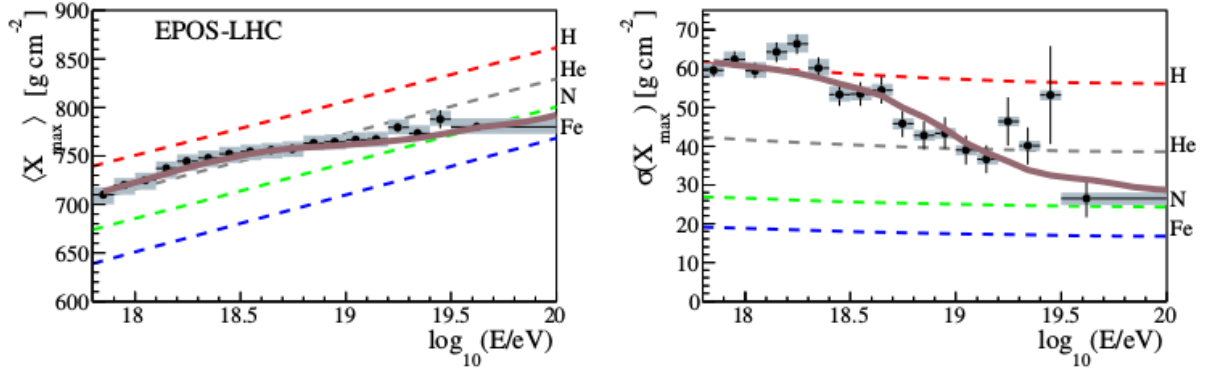


Figura 1.8: X_{max} promedio (izquierda) y desviación estándar (derecha) asumiendo una composición mixta (línea sólida) [13].

Se han considerado cambios en el tratamiento de ciertos aspectos físicos en los modelos [14] con los cuales se mejora la simulación de X_{max} y X_{max}^μ comparándolo con los datos del PAO. También se ha presentado una discusión sobre N_μ , ya que el número de muones predicho por simulaciones es significativamente menor que el observado; se puso a prueba la hipótesis de una composición mixta de los UHECR estudiando su impacto sobre N_μ , reduciendo la diferencia entre las simulaciones y las observaciones a una constante [15].

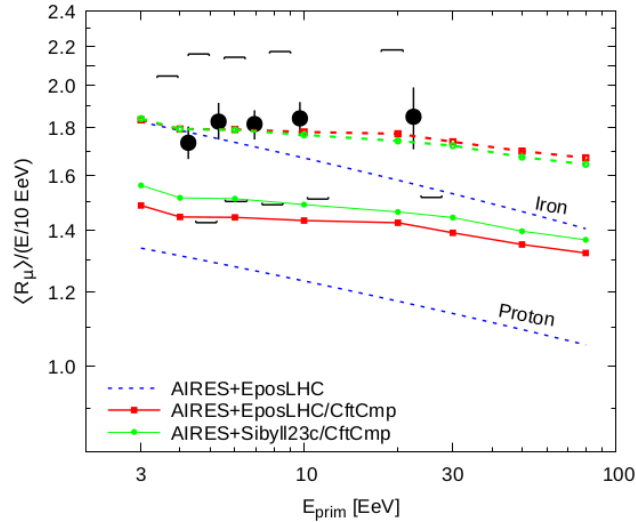


Figura 1.9: Las líneas sólidas verde y roja corresponden a la estimación del número de muones utilizando el sistema AIREs con diferentes modelos hadrónicos. Se observa que al desplazarlas una constante éstas tienen buena concordancia con los datos experimentales (círculos negros) [15].

Por otro lado, otras observables que pueden ser fuente de información sobre la composi-

ción primaria de los rayos cósmicos son las distribuciones laterales de partículas (densidad de partículas a nivel de suelo en función de la distancia radial a partir del eje del chubasco) o la densidad de partículas a cierta distancia. Usualmente la distancia a la que se estudia la señal o la densidad de partículas es propia de cada observatorio y se denomina *distancia óptima* (r_{opt}) [16], que se define como la distancia a la cual se minimizan las fluctuaciones estadísticas del ajuste de los datos a una función de distribución lateral. Estas mediciones se utilizan principalmente para determinar la energía inicial y la posición del eje del chubasco.

Distribuciones laterales de diversas partículas han sido medidas por varios experimentos; el experimento KASCADE (*KArlsruhe Shower Core and Array DEtector*) ha realizado medidas de distribuciones laterales de electrones, muones y hadrones [17], encontrando que los datos pueden describirse por funciones de tipo NKG. Asimismo, el PAO ha contemplado una función de distribución lateral de la señal en eventos detectados por su arreglo superficial [18], concluyendo -luego de ajustar los datos a diferentes funciones- que una función de tipo NKG provee el mejor ajuste, y determinando $r_{\text{opt}} = 1000$ m para el observatorio. Más recientemente se reportados resultados preliminares de AMIGA (*Auger Muons and Infill for the Ground Array*), una extensión del PAO, donde se ha medido directamente la densidad de muones en chubascos [19], confirmando que los modelos de interacción hadrónica no reproducen correctamente los datos en el rango de las UHE.

Comparando datos experimentales con simulaciones se han interpretado datos de AGASA (*Akeno Giant Air Shower Array*) de distribuciones laterales de electrones, fotones y muones; los resultados de simulaciones describen bien los datos, independientemente del modelo hadrónico y la composición primaria [20]. Igualmente se han comparado datos de KASCADE con simulaciones hechas con distintos modelos de interacción hadrónica y se mostró que las distribuciones de muones se reproducen bien, contrario las de electrones que difieren de los datos experimentales [21], además se observó que ésta última sugiere un cambio a una composición pesada en el espectro de rayos cósmicos.

Igualmente se ha estudiado el impacto del modelo de interacciones hadrónicas en las funciones de distribución lateral a partir de datos experimentales. Por ejemplo, en [22] han comparado distintas combinaciones de modelos y concluyen que las funciones son dependientes de los modelos hadrónicos de bajas y altas energías. Asimismo, se ha explorado la relación entre la forma de las distribuciones laterales y la composición primaria de los UHECR; haciendo predicciones teóricas [23] y comparando con datos de AGASA se ha visto una alta dependencia de la función de distribución lateral con la energía y composición primarias, describiéndola con la variación del parámetro radio medio cuadrado $R_{m.s.}$.

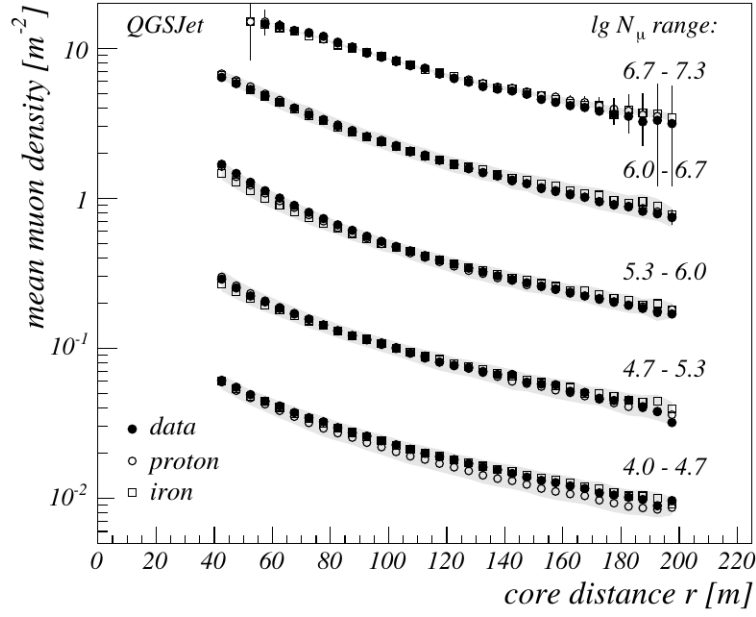


Figura 1.10: Comparación de distribuciones laterales de muones resultado de simulaciones con el programa CORSIKA y medidas del observatorio KASCADE [21]

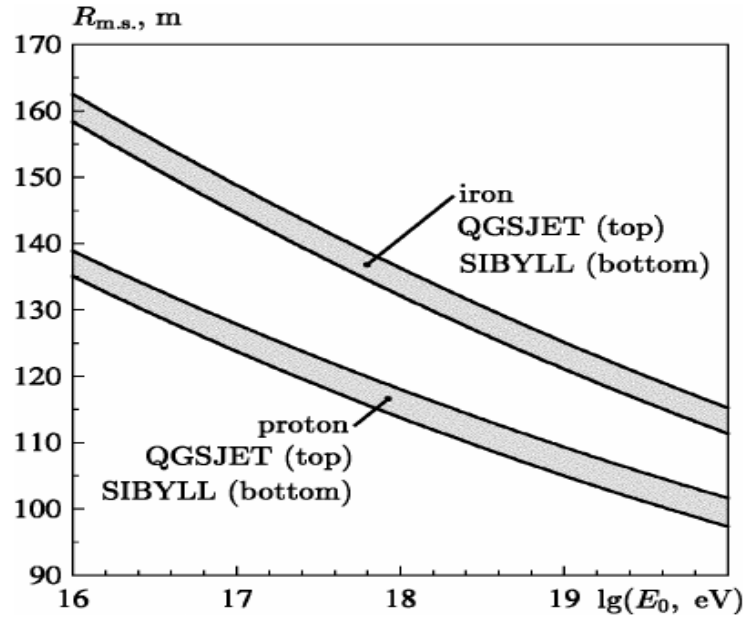


Figura 1.11: Radio medio cuadrado de electrones predicho teóricamente utilizando el formalismo de escala junto con modelos de interacción hadrónica utilizando el programa CORSIKA, mostrando su dependencia de la masa primaria [23].

Capítulo 2

Metodología

2.1. Simulaciones de chubascos producidos por UHECR

Se estudió el efecto de la composición primaria de los rayos cósmicos en la distribución lateral de electrones y muones y en la densidad de los mismos a una distancia de 1000 m del eje del chubasco. Para ello, con el programa AIRES se realizaron tres grupos de simulaciones por cada modelo de interacciones hadrónicas: el primer grupo de chubascos producidos por protones, el segundo chubascos producidos por hierro y el tercero chubascos producidos por una mezcla de protones, helio, nitrógeno y hierro. Cada grupo consistió en aproximadamente 2400 chubascos con ultraaltas energías, debido a que actualmente el problema de la composición se encuentra en esta región del espectro.

2.1.1. Características de los chubascos

Se simularon chubascos producidos por rayos cósmicos de energías entre 10^{17} y 10^{20} eV, en la ubicación de Malargue en Mendoza, Argentina -donde se encuentra una de las estaciones del PAO-. Se consideraron direcciones de incidencia con ángulo zenital entre 0° y 70° y ángulo azimutal distribuido isotrópicamente entre 0° y 360° . Se utilizaron tres modelos de interacciones hadrónicas de altas energías; Sibyll 2.3c, EPOS-LHC y QGSJETII-04. Los tres se han destinado a este tipo de simulaciones anteriormente, y son precisamente dichos modelos los que muestran discrepancias en la composición de los UHECR basada en la profundidad X_{\max} .

En el rango de energías mencionado, se hicieron simulaciones de chubascos producidos únicamente por protones, producidos únicamente por núcleos de hierro y finalmente producidos por la composición primaria mixta, como propone la colaboración Pierre Auger [13], mostrada en la Fig. 2.1.

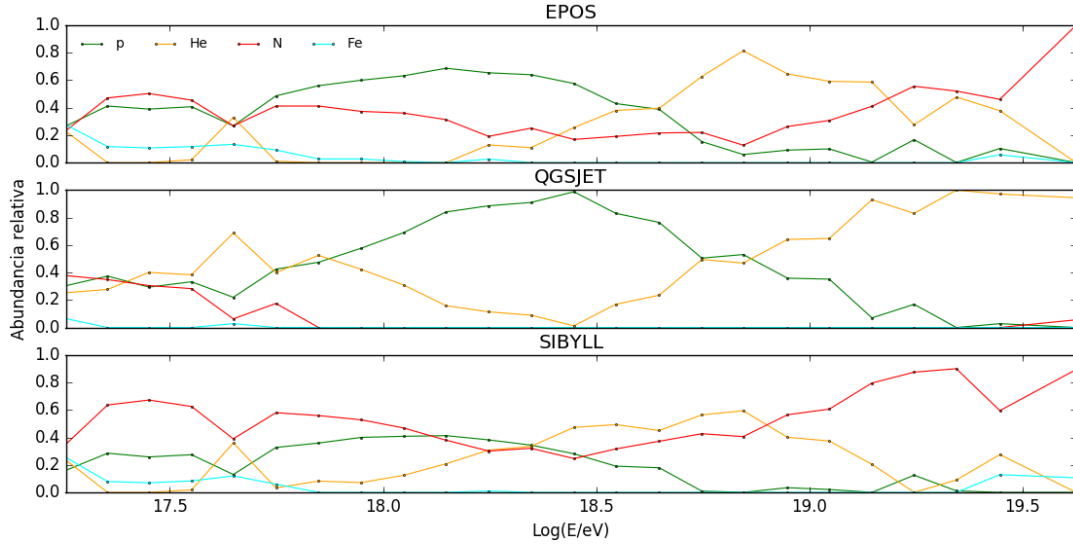


Figura 2.1: Composición en función de la energía, resultado de ajustes con los datos de X_{\max} del Observatorio Pierre Auger realizados con tres modelos de interacciones hadrónicas de altas energías.

2.2. Software para simulaciones de altas energías

El sistema AIRES (AIR shower Extended Simulations) es un conjunto de programas para simular chubascos atmosféricos extendidos desarrollado por el Departamento de Física de la Universidad Nacional de La Plata y el Instituto de Física La Plata. AIRES está diseñado de manera modular para facilitar el intercambio entre los modelos de distintos aspectos de las simulaciones. El código completo de AIRES incluye los paquetes de interacciones hadrónicas EPOS 1.99, EPOS LHC, QGSJET-II-03, QGSJET-II-04, SIBYLL 2.1, SIBYLL 2.3, y SIBYLL 2.3c, así como las rutinas para evaluar el campo geomagnético. En síntesis, el sistema AIRES consiste en:

- Los programas de simulación principales (AiresEPLHC, AiresEP199, AiresQIIr03, AiresQIIr04, AiresS21, AiresS23, AiresS23c), cada uno conteniendo la interfaz para un paquete de interacciones hadrónicas.
- El programa resumen (AiresSry), diseñado para procesar parte de los datos generados por los programas de simulación.
- El programa de conversión de formato IDF (*internal dump file*) a ADF (*portable dump file*) (AiresIDF2ADF).
- Una librería de auxiliares para procesar los archivos de salida de los programas de simulación (libAires.a)
- El *AIRES runner system*, para facilitar el trabajo con AIRES en ambientes UNIX.

2.2.1. Sistema de coordenadas

El sistema de coordenadas de AIRES es un sistema cartesiano con el origen al nivel del mar en la ubicación proporcionada por el usuario, el plano xy se posiciona horizontalmente; el eje x apunta hacia el norte magnético, el eje y hacia el Este y el eje z hacia arriba. En la figura 2.2 se muestra una representación esquemática del sistema coordenado, incluyendo el nivel del suelo y el nivel de inyección, éstos se refieren a superficies esféricas concéntricas con la superficie del nivel del mar. El eje del chubasco se define como una línea recta que pasa por la intersección del nivel del suelo con el eje z , con un ángulo cenital Θ y un ángulo azimutal Φ .

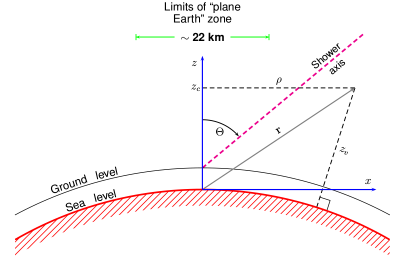


Figura 2.2: Esquema del sistema de coordenadas utilizado en AIRES.

2.2.2. Atmósfera

AIRES utiliza el modelo basado en datos experimentales *US standard atmosphere* como modelo predeterminado. En este modelo, la composición de la atmósfera es 78,47 % N, 21,05 % O, 0,47 % Ar y 0,03 % otros elementos. El perfil de densidad isotérmico de la forma

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

se adapta a los valores de la *US standard atmosphere*. En AIRES el modelo se extiende hasta una altura $h_{max} \sim 420$ km, después de la cual se considera que la densidad es cero. Se utiliza una parametrización de la profundidad atmosférica vertical X_v ; dividiendo la atmósfera en L capas, $X_v(h)$ se define por

$$X_v(h) = \begin{cases} a_l + b_l e^{-h/c_l} & h_l \leq h < h_{l+1} \\ a_L - b_L(h/c_L) & h_L \leq h < h_{L+1} \\ 0 & h \geq h_{L+1}. \end{cases} \quad (2.1)$$

Los coeficientes usados en AIRES, que corresponden a un modelo con $L = 5$, se muestran en la tabla. La profundidad atmosférica inclinada (*slant*) X_s depende del ángulo cenital y cuando no se toma en cuenta la curvatura de la Tierra, se relaciona con X_v de la siguiente manera:

$$X_s(h) = \frac{X_v(h)}{\cos(\Theta)}. \quad (2.2)$$

2.2.3. Campo geomagnético

El campo magnético de la Tierra \mathbf{B} se define por su intensidad F ; su inclinación I , que se define como el ángulo entre el plano horizontal y el vector \mathbf{B} ; y su declinación D , que se define como el ángulo entre la componente horizontal (H) de \mathbf{B} y el norte geográfico. Las componentes cartesianas de \mathbf{B} con respecto al sistema coordenado de AIRES son

$$B_x = F \cos I, \quad (2.3)$$

$$B_y = 0, \quad (2.4)$$

$$B_z = -F \sin I. \quad (2.5)$$

Hay dos maneras de especificar el campo geomagnético en AIRES; la primera es ingresando manualmente los valores de F , I y D , y la segunda es ingresando las coordenadas geográficas del lugar y la fecha para evaluar el campo magnético utilizando el modelo *International Geomagnetic Reference Field* (IGRF).

2.2.4. Estructura de los programas de simulación

Un chubasco se origina cuando un rayo cósmico interactúa con la atmósfera terrestre, donde se producen partículas secundarias que se propagan y pueden interactuar de manera similar produciendo más partículas. Eventualmente la multiplicidad de partículas llega a un máximo, después del cuál el chubasco empieza a atenuarse. En AIRES todo este proceso se simula de la siguiente manera [24]:

- Se definen arreglos vacíos destinados a almacenar los datos de las características de las partículas.
- Las partículas pueden moverse por la atmósfera en un volumen delimitado por la superficie de inyección, el suelo y planos verticales que delimitan la región de interés.
- La primera acción es añadir a un arreglo la entrada correspondiente a la partícula inicial, ésta se localiza inicialmente en la superficie de inyección y su dirección de movimiento define el eje del chubasco.
- Las entradas respectivas a cada partícula se actualizan primero evaluando las probabilidades de todas las interacciones posibles.
- Se selecciona entre las posibles interacciones utilizando un método estocástico.
- Se procesa la interacción; la partícula se mueve una cierta distancia dependiente de la interacción seleccionada y luego se generan los productos de dicha interacción. Se agregan a los arreglos las entradas de las nuevas partículas creadas.

- En el caso de las partículas cargadas, se modifica la energía para tomar en cuenta pérdidas por ionización.
- Las entradas de partículas pueden removerse (1) si su energía es menor que cierto límite, (2) si alcanza el nivel del suelo, (3) si alcanza la superficie de inyección hacia arriba y (4) si horizontalmente sale de la región de interés.
- Se verifica que todas las entradas de partículas de los arreglos se hayan procesado; cuando se hayan procesado se completa la simulación del chubasco.

2.2.5. Muestreo de partículas

Para chubascos iniciados por partículas de ultraalta energía, el número de partículas secundarias producidas es tan grande que la tarea computacional de propagarlas todas es imposible; para poder realizar las simulaciones se emplea un mecanismo de muestreo que permite propagar únicamente una fracción representativa del total de partículas secundarias. AIRES utiliza una extensión del *Hillas thinning algorithm* [25].

Considerando un proceso donde una partícula primaria A genera un conjunto de n secundarios, éstos son propagados con cierta probabilidad P_i . El algoritmo de Hillas consiste en establecer una constante E_{th} llamada *thinning energy*; para incorporar a los secundarios B_i en la propagación se compara la energía de la partícula primaria E_A con E_{th} : si $E_A \geq E_{th}$, entonces los secundarios se aceptan con una probabilidad

$$P_i = \begin{cases} 1 & \text{si } E_{B_i} \geq E_{th} \\ \frac{E_{B_i}}{E_{th}} & \text{si } E_{B_i} < E_{th}. \end{cases} \quad (2.6)$$

Por el contrario, si $E_A < E_{th}$ sólo una partícula secundaria se conserva, lo que asegura que una vez se alcance E_{th} el número de partículas no se incrementa. El algoritmo utilizado por AIRES es una extensión de lo descrito anteriormente, pero éste incluye características adicionales para disminuir las fluctuaciones estadísticas.

Capítulo 3

Resultados

En este capítulo se presentan los resultados de las simulaciones de chubascos iniciados por rayos cósmicos de energías entre 10^{17} y 10^{20} eV, considerando tres composiciones primarias, (a) composición ligera, únicamente de protones; (b) composición pesada, únicamente de núcleos de hierro; y (c) composición mixta, de protones y núcleos de helio, nitrógeno y hierro, basada en datos del Observatorio Pierre Auger. Se muestran y discuten resultados de la profundidad del máximo, la distribución lateral de electrones y muones y la densidad de electrones y muones a 1000 m del eje del chubasco. Además se comparan los resultados obtenidos con los tres modelos de interacción hadrónica utilizados para las simulaciones.

3.1. Efecto de la composición primaria en la profundidad del máximo

A partir de las simulaciones realizadas con la metodología antes expuesta, a manera de validación se calculó la profundidad del máximo promedio $\langle X_{\text{max}} \rangle$ para cada subintervalo de energía. En la figura 3.1 se muestran los ajustes lineales de la forma

$$\langle X_{\text{max}} \rangle = \Lambda \log E + c, \quad (3.1)$$

realizados a los datos obtenidos de las simulaciones de chubascos con composición constante.

En general los resultados de esta observable para chubascos producidos por protones (p) y núcleos de hierro (Fe) coinciden con el modelo analítico Heitler-Matthews, que para chubascos producidos por protones predice una tasa de elongación $\Lambda = 58 \text{ g/cm}^2$. Asimismo, las diferencias entre los resultados de los modelos hadrónicos mostrados en la figura concuerdan con los resultados reportados por diferentes autores [11, 26, 27] que han utilizado otros pro-

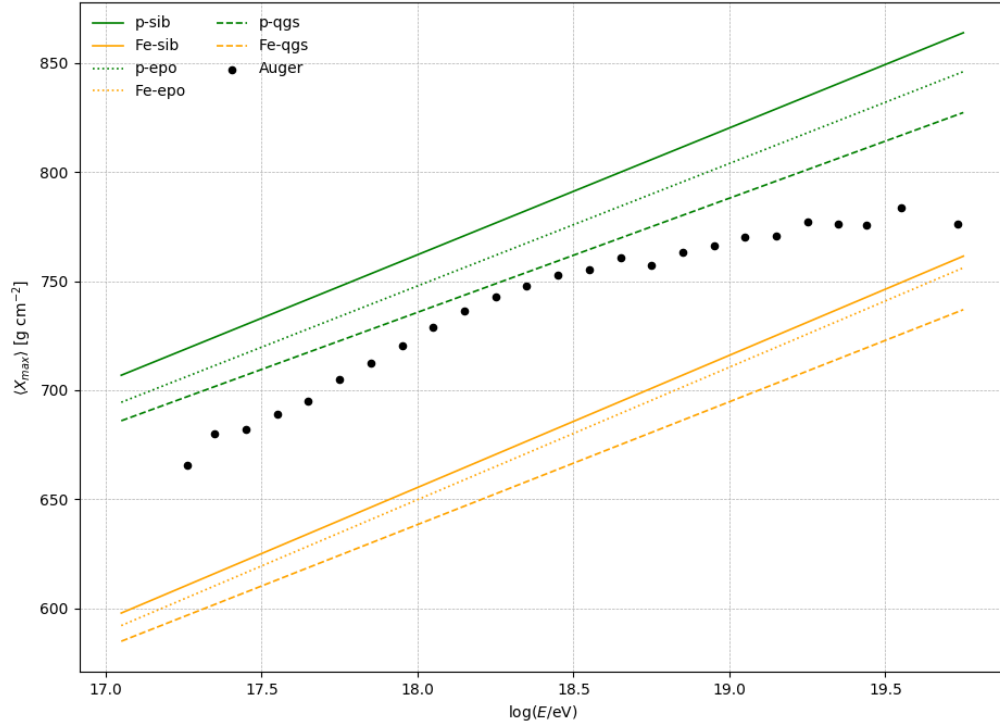


Figura 3.1: Resultados del ajuste lineal de los datos de profundidad del máximo obtenidos de simulaciones de chubascos de ultraalta energía.

Tabla 3.1: Parámetros del ajuste lineal a los datos de X_{\max} de diferentes modelos y composiciones

Modelo	Prim	Λ	b
Sibyll 2.3c	p	58.133	-284.299
	Fe	60.589	-435.177
EPOS-LHC	p	56.129	-262.527
	Fe	60.731	-443.335
QGSJETII-04	p	52.319	-206.041
	Fe	56.287	-374.749

gramas de simulación y más variantes de los modelos. Los parámetros obtenidos del ajuste lineal para cada uno de los modelos se muestran en la tabla 3.1

Como se explica en [11], el modelo Sibyll 2.3c predice mayores valores de $\langle X_{\max} \rangle$ debido a la baja multiplicidad y alta elasticidad considerada para las interacciones, y por el otro lado QGSJETII-04 predice los valores más bajos ya que considera la multiplicidad más alta y una sección eficaz baja en interacciones con núcleos del aire.

En la figura 3.2 se muestran los resultados de las simulaciones con composición primaria mixta, así como los datos obtenidos por el PAO. Los modelos Sibyll 2.3c y EPOS-LHC muestran buena concordancia con las observaciones en las energías más bajas del rango

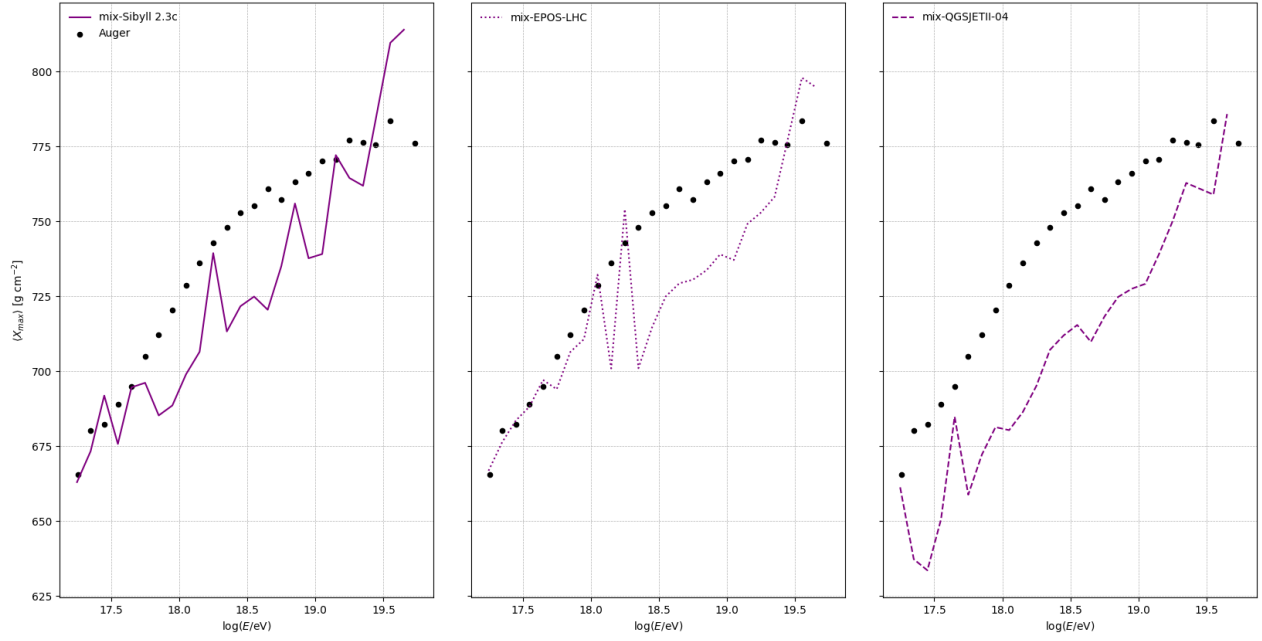


Figura 3.2: Resultados de la profundidad del máximo en chubascos con composición primaria mixta, comparándolos con datos experimentales del Observatorio Pierre Auger.

considerado, luego de $E \approx 10^{18.3}$ eV los datos simulados son en general menores que los experimentales. Por otro lado, QGSJETII-04 tiende a subestimar la profundidad del máximo de los chubascos en todo el rango de energías.

Considerando el intervalo de energías completo, el modelo EPOS-LHC es el que mejor reproduce los datos del Pierre Auger con un error relativo de 2.8 % en promedio, le sigue Sibyll 2.3c con 3.1 % y por último está QGSJETII-04 con 5.1 % de error relativo.

Tabla 3.2: Error porcentual de los resultados de X_{max} de las simulaciones relativo a los datos observacionales.

Modelo	Err. relativo (%)	Mín. (%)	Máx. (%)
Sibyll 2.3c	3.080	0.023	12.364
EPOS-LHC	2.778	0.050	11.820
QGSJETII-04	5.092	0.589	12.840

3.2. Distribuciones laterales de electrones y muones

Se presentan las distribuciones laterales resultantes de los chubascos en el intervalo de energía completo, así como de ciertos subintervalos. Se calculó la densidad de electrones y muones separadamente. Cada distribución se ha ajustado a una función NKG modificada

[28] de la forma

$$\rho(r) = c \left(\frac{r}{r_{opt}} \right)^{-\beta} \left(1 - \frac{r}{r_{opt}} \right)^{-\beta}, \quad (3.2)$$

donde c representa una medida de la densidad de partículas a una distancia $r_{opt} = 1000$ m y β representa la pendiente de la distribución, ambos son parámetros libres. Se ha elegido el valor de r_{opt} de acuerdo al valor de la distancia óptima [16] según las características del sitio de las simulaciones (el Observatorio Pierre Auger).

3.2.1. Resultados de todo el intervalo de energía

En la figura 3.3 se muestran las distribuciones laterales de electrones y muones producidos en chubascos de p y Fe. Se muestran los resultados de las simulaciones con los diferentes modelos. Los parámetros del ajuste de la función (3.2) para los tres modelos se presentan en las tablas 3.3 y 3.4. Se observa que para todos los modelos y partículas primarias los electrones muestran una mayor pendiente en su distribución, dada por el parámetro β .

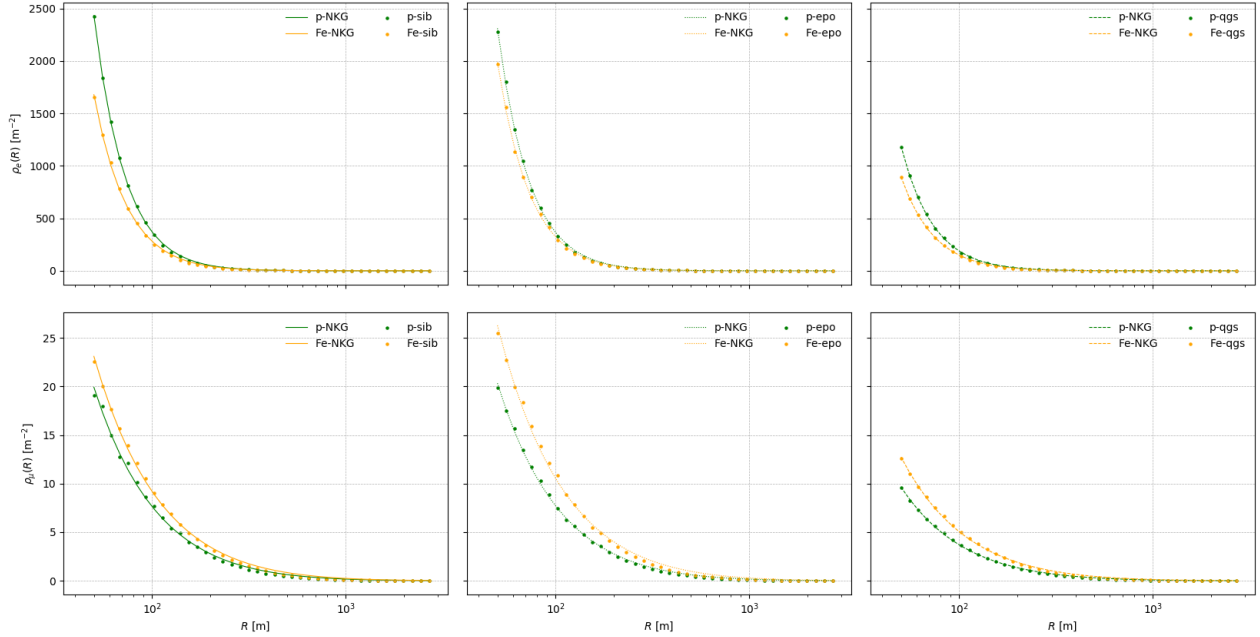


Figura 3.3: *Fila superior*: distribuciones laterales de electrones. *Fila inferior*: distribuciones laterales de muones. Distribuciones resultado de chubascos en todo el rango de energías considerado. Cada columna muestra resultados de un modelo hadrónico.

Los tres modelos de interacciones hadrónicas de altas energías muestran el mismo comportamiento en la forma de las distribuciones, sin embargo es evidente que QGSJETII-04 predice una menor densidad de partículas en todo el rango de R , el parámetro c indica que

Tabla 3.3: Parámetros del ajuste de la distribución lateral de electrones a la función (3.2).

Modelo	Prim.	c	β
Sibyll 2.3c	p	1.313	2.553
	Fe	1.339	2.421
EPOS-LHC	p	1.437	2.505
	Fe	1.390	2.465
QGSJETII-04	p	0.757	2.497
	Fe	0.691	2.432

Tabla 3.4: Parámetros del ajuste de la distribución lateral de muones a la función (3.2).

Modelo	Prim.	c	β
Sibyll 2.3c	p	0.436	1.297
	Fe	0.586	1.247
EPOS-LHC	p	0.425	1.313
	Fe	0.684	1.238
QGSJETII-04	p	0.212	1.295
	Fe	0.318	1.253

en general a nivel del suelo estarían llegando la mitad de partículas que con respecto a los otros dos modelos, como también se evidencia en la figura 3.4, donde se han graficado las razones de las densidades predichas por los diferentes modelos. Una vez más, esto se atribuye a la baja multiplicidad de partículas del modelo a comparación de los otros; si durante el chubasco se producen menos piones neutros y cargados, o menos mesones en general, consecuentemente se producirán menos electrones y muones de sus respectivos decaimientos.

Respecto a la composición primaria se observa que las diferencias entre las distribuciones son significativas únicamente a cortas distancias, en las cuales se producen más electrones en los chubascos de protones y más muones en los de núcleos de hierro. En el rango completo de R , los parámetros del ajuste presentan pequeñas diferencias del orden de 10^{-1} y 10^{-2} .

3.2.2. Resultados de algunos subintervalos

Se graficaron las distribuciones laterales para tres subintervalos de energía designados como $bin02$, $bin13$ y $bin24$, con energías

$$\begin{aligned}
10^{17,1} &\leq E_{bin03} < 10^{17,2} \text{ eV}, \\
10^{18,2} &\leq E_{bin14} < 10^{18,3} \text{ eV}, \text{ y} \\
10^{19,7} &\leq E_{bin23} < 10^{19,8} \text{ eV}
\end{aligned}$$

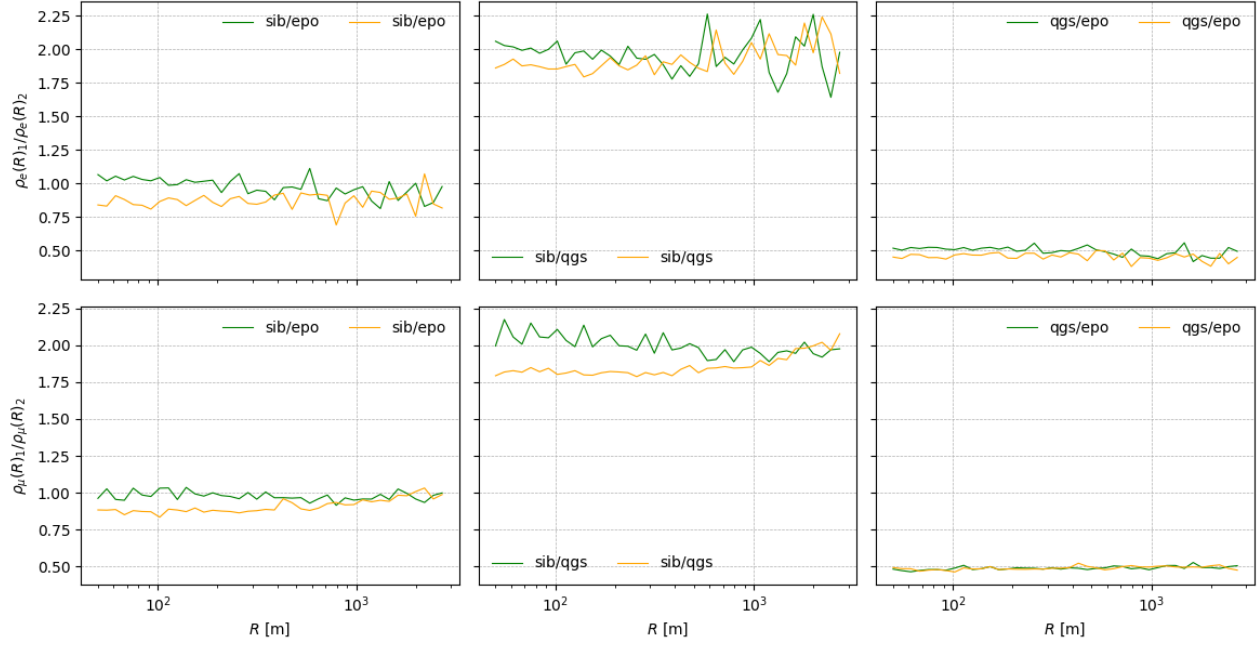


Figura 3.4: Razones entre densidades de partículas de pares de modelos de interacción hadrónica.

respectivamente. En las figuras 3.5, 3.6 y 3.7 se muestran las distribuciones de electrones y las de muones para cada subintervalo. Cada una se ajustó a la función (3.2) cuyos parámetros se encuentran en las tablas 3.5 y 3.6.

Considerando la evolución de las distribuciones con la energía primaria, en general el número de partículas llegando al suelo por metro cuadrado aumenta considerablemente, como se esperaba debido al aumento de la producción de partículas con la energía. Además cabe mencionar que las diferencias entre la forma de las distribuciones de electrones y muones en los subintervalos se mantiene similar a la observada en el rango completo. No obstante, para energías individuales no se manifiesta una discrepancia notoria entre los tres modelos hadrónicos.

Particularmente en la distribución de muones puede verse que a medida aumenta la energía inicial, los chubascos producidos por p y Fe se vuelven prácticamente indistinguibles, por lo que éstas no serían útiles para dilucidar la masa de la partícula primaria. En el caso de los electrones se observa lo contrario, las diferencias en el parámetro c para el último subintervalo entre p y Fe es mayor que a energías menores.

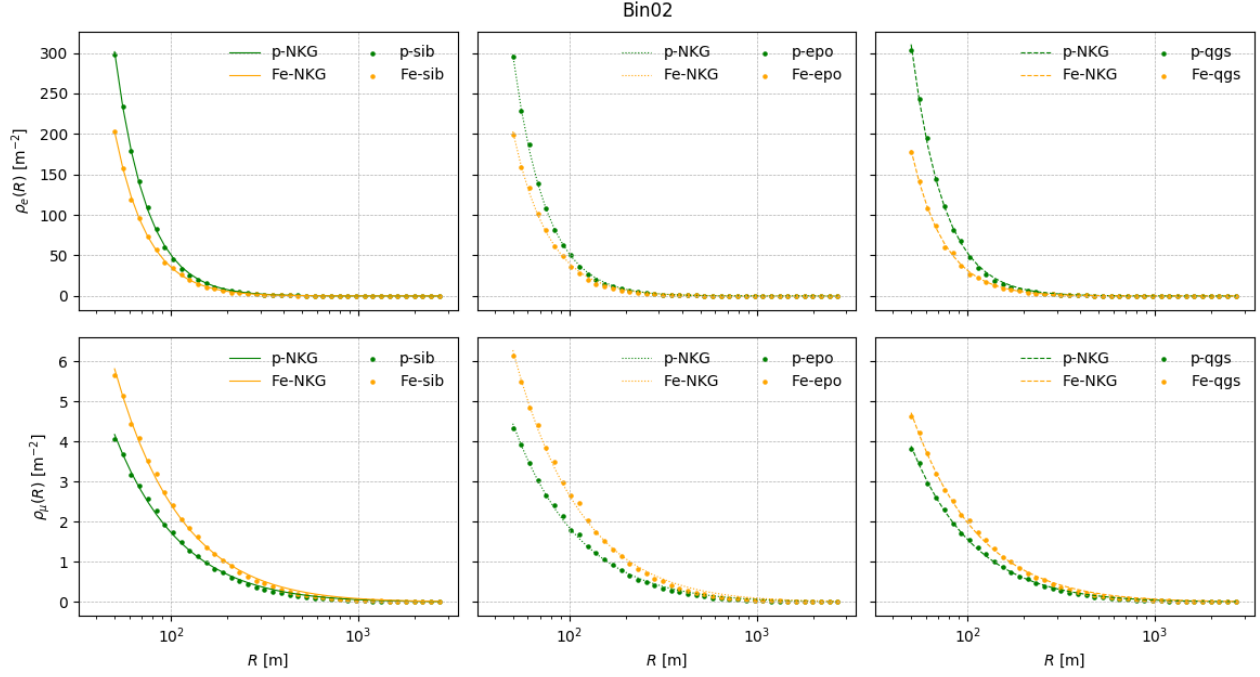


Figura 3.5: Distribuciones laterales de electrones y muones resultado de chubascos de energía promedio $E = 10^{17,15}$ eV.

Tabla 3.5: Parámetros del ajuste de la distribución lateral de electrones a la función (3.2) para tres subintervalos de energía.

Subintervalo		<i>bin02</i>		<i>bin13</i>		<i>bin24</i>	
Modelo	Prim.	<i>c</i>	β	<i>c</i>	β	<i>c</i>	β
Sibyll 2.3c	p	0.242	2.419	3.154	2.450	48.247	2.491
	Fe	0.193	2.362	3.811	2.284	30.944	2.507
EPOS-LHC	p	0.282	2.362	3.433	2.446	48.576	2.570
	Fe	0.319	2.191	3.423	2.315	38.819	2.385
QGSJETII-04	p	0.270	2.392	3.577	2.511	61.917	2.487
	Fe	0.171	2.361	3.140	2.336	42.061	2.402

3.3. Densidad de partículas en r_{opt}

A continuación se presentan los resultados de la densidad de partículas a la distancia $r_{\text{opt}} = 1000$ m del eje del chubasco en función de la energía primaria del mismo. En la figura 3.8 se muestran los resultados de las simulaciones junto con un ajuste a una función tipo ley de potencias:

$$\rho_{r_{\text{opt}}(E)} = a \left(\frac{E}{10^{18}} \right)^b, \quad (3.3)$$

donde a y b son parámetros libres. Los resultados de los ajustes se encuentran en las tablas 3.7 y 3.8.

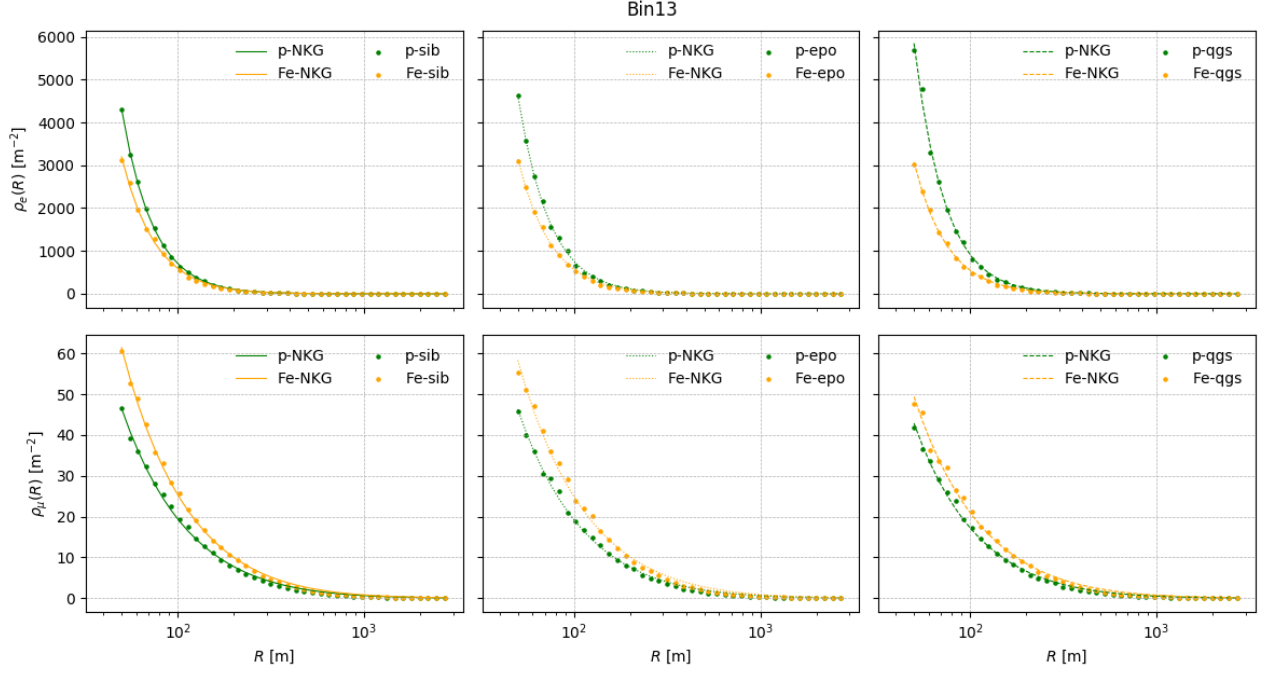


Figura 3.6: Distribuciones laterales de electrones y muones resultado de chubascos de energía promedio $E = 10^{18,25}$ eV.

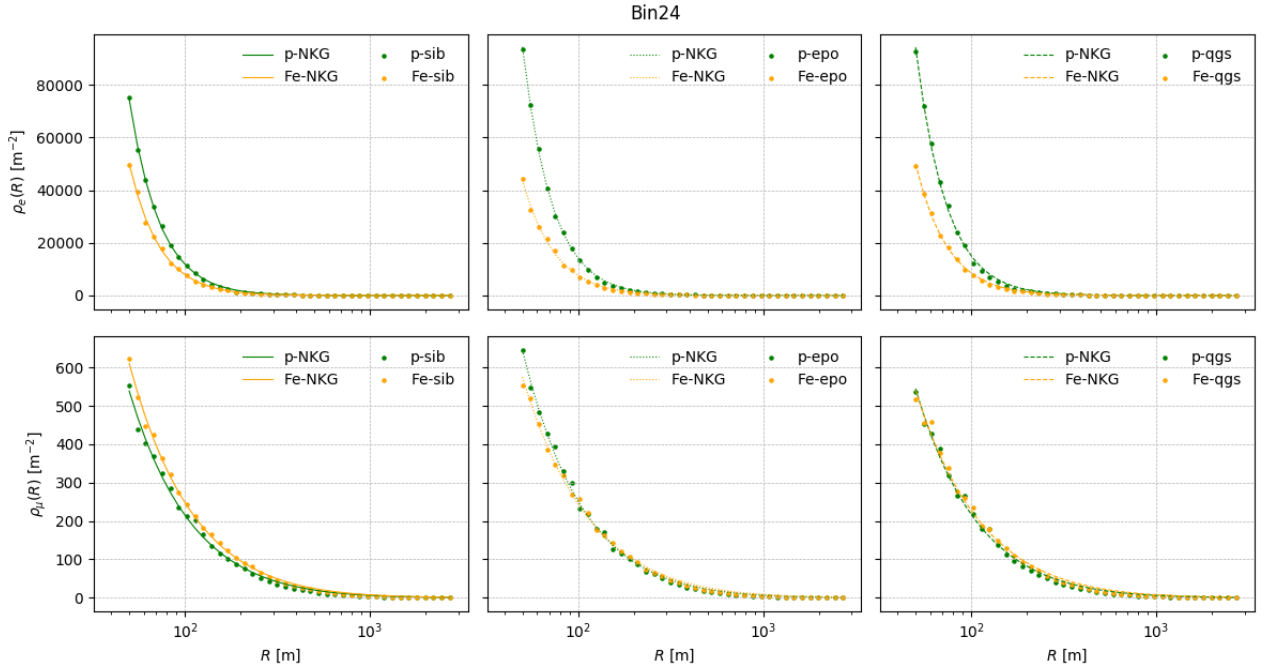


Figura 3.7: Distribuciones laterales de electrones y muones resultado de chubascos de energía promedio $E = 10^{19,75}$ eV.

Tabla 3.6: Parámetros del ajuste de la distribución lateral de muones a la función (3.2) para tres subintervalos de energía.

Subintervalo		<i>bin02</i>		<i>bin13</i>		<i>bin24</i>	
Modelo	Prim.	<i>c</i>	β	<i>c</i>	β	<i>c</i>	β
Sibyll 2.3c	p	0.124	1.193	1.431	1.182	13.841	1.243
	Fe	0.179	1.181	1.811	1.196	16.816	1.219
EPOS-LHC	p	0.135	1.185	1.397	1.188	15.138	1.273
	Fe	0.205	1.161	1.968	1.150	18.815	1.161
QGSJETII-04	p	0.101	1.238	1.135	1.233	13.823	1.247
	Fe	0.147	1.178	1.622	1.159	17.012	1.174

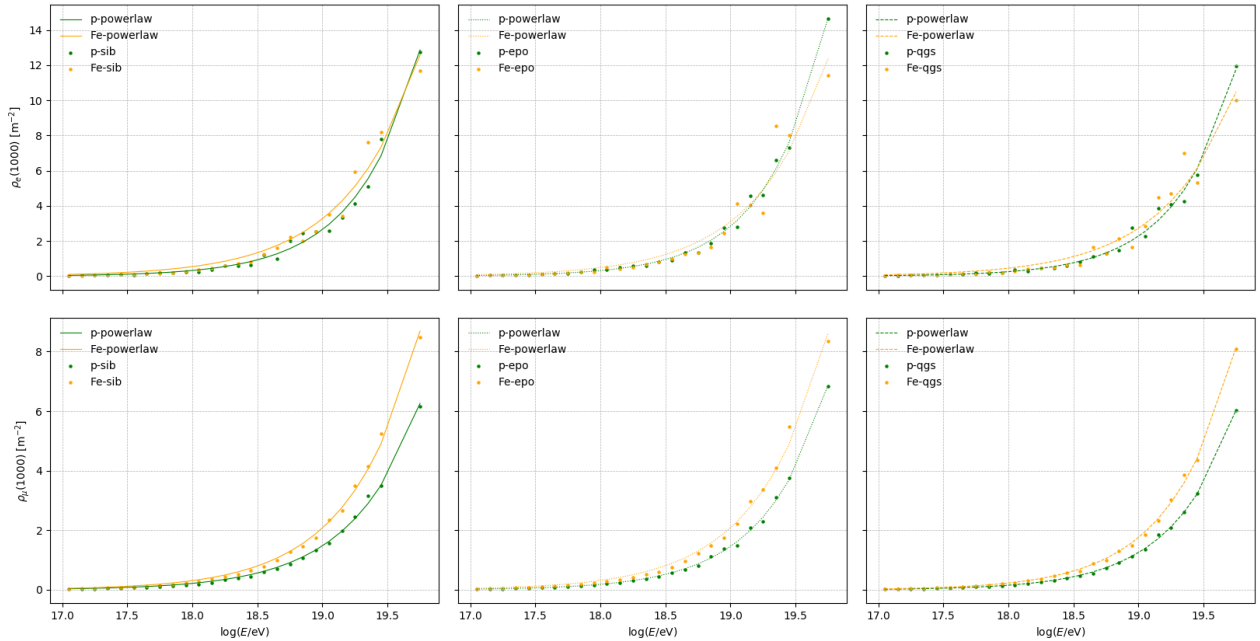


Figura 3.8: Densidad de partículas (electrones y muones) a una distancia $R = r_{opt}$ en función de la energía inicial

Se observa que la forma de las funciones, tanto para electrones y muones es bastante similar pero siempre manteniendo un mayor número de electrones en general, tal como en las distribuciones laterales. Por otro lado, no se advierte una dependencia significativa del modelo hadrónico para la densidad a 1000 m, sin embargo la razón entre pares de modelos es bastante fluctuante, como se aprecia en la figura 3.9, aunque en ninguno de los casos el promedio de los valores se aleja demasiado de 1.0; el caso de la cantidad de muones producidos por QGSJETII-04 sigue siendo el más extremo sin llegar a los valores de la figura 3.4.

Adicionalmente, las densidades de electrones en función de la energía primaria no muestra una clara dependencia de la masa de la partícula primaria, siendo que ambas funciones casi

Tabla 3.7: Parámetros del ajuste de la densidad de electrones a la función (3.3).

Modelo	Prim.	a	b
Sibyll 2.3c	p	0.323	0.915
	Fe	0.542	0.780
EPOS-LHC	p	0.317	0.952
	Fe	0.489	0.802
QGSJETII-04	p	0.255	0.952
	Fe	0.454	0.779

Tabla 3.8: Parámetros del ajuste de la densidad de muones a la función (3.3).

Modelo	Prim.	a	b
Sibyll 2.3c	p	0.215	0.836
	Fe	0.308	0.829
EPOS-LHC	p	0.184	0.898
	Fe	0.314	0.822
QGSJETII-04	p	0.154	0.911
	Fe	0.227	0.888

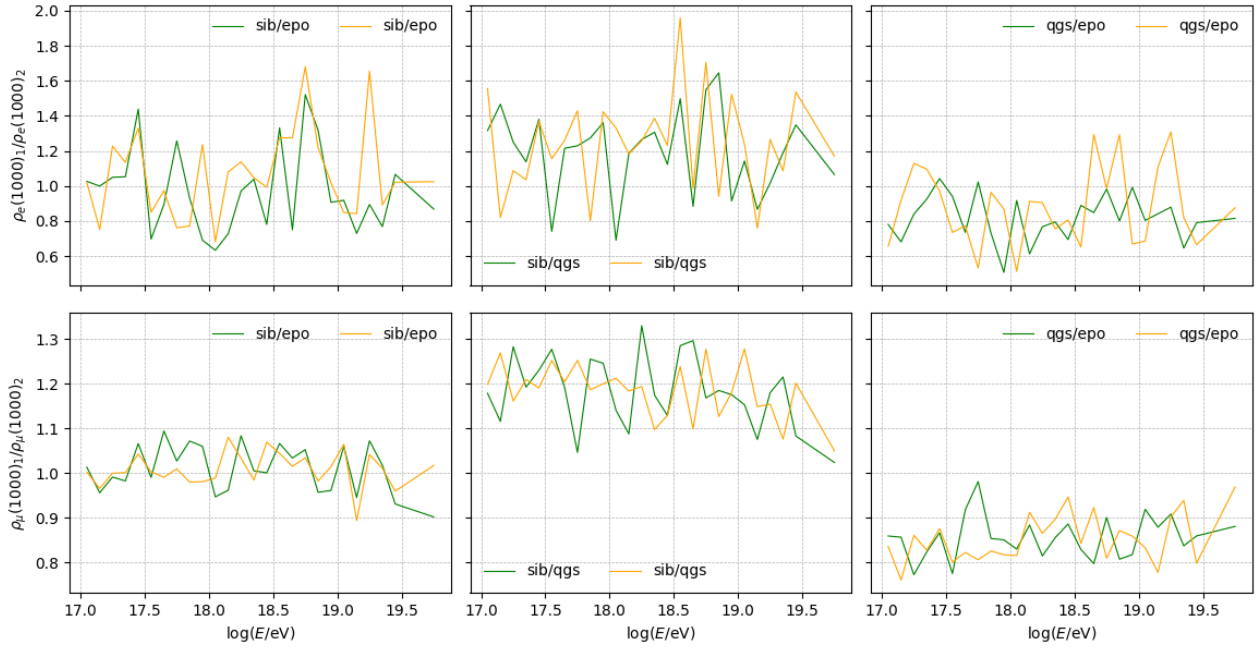


Figura 3.9: Razones entre densidades de pares de modelos en función de la energía primaria del chubasco.

se sobreponen. En el caso de los muones, es claro que la diferencia en densidades a 1000 m de chubascos de p y Fe aumenta gradualmente a medida que la energía primaria es mayor. Sin embargo en ambos casos el parámetro a , que es una medida de ρ_{1000} a una energía inicial de 10^{18} eV, es mayor para chubascos iniciados por Fe y b es consistentemente mayor para chubascos iniciados por protones.

Capítulo 4

Conclusiones y recomendaciones

A partir de la hipótesis de la colaboración Pierre Auger, que sugiere que los rayos cósmicos primarios que entran a la atmósfera terrestre con ultraaltas energías tienen una composición mixta conformada por núcleos de hidrógeno, helio, nitrógeno y hierro, se han realizado simulaciones de chubascos iniciados por rayos cósmicos de dicha naturaleza, calculando magnitudes de los mismos que son sensibles a la masa de la partícula inicial: X_{\max} , distribuciones laterales de electrones y muones, y sus densidades a una distancia de 1000 m del eje del chubasco. Reproduciendo resultados ya bien conocidos, la hipótesis de la composición mixta es apoyada por los resultados de X_{\max} .

El modelo EPOS-LHC el que más acertadamente reproduce los datos observacionales de X_{\max} para todo el rango de las ultraaltas energías, no obstante incluso este modelo tiende a subestimar la profundidad de máximo para las energías más altas. Los otros dos modelos subestiman esta cantidad en un intervalo aun más amplio, siendo el modelo QGSJETII-04 el que predice menores profundidades debido a su baja multiplicidad en las interacciones hadrónicas con respecto a los otros dos modelos.

En el caso de las distribuciones laterales resultantes de chubascos de todo el intervalo de energías, los tres modelos producen formas similares pero QGSJETII-04 muestra menor densidad de partículas a nivel de suelo, sin embargo este efecto no es tan drástico cuando se consideran las distribuciones laterales de chubascos en un pequeño subintervalo de energía primaria. También se observa que al aumentar la energía la forma de las distribuciones se mantiene similar, aumentando en general el número de partículas.

El efecto de la composición primaria es contrario para electrones y muones, encontrando que los chubascos producidos por protones muestran más electrones, mientras los producidos por hierro muestran mayor cantidad de muones a nivel de suelo; no obstante, a energías primarias mayores las distribuciones de distintas composiciones casi se sobrelapan, por lo que

se concluye que a las más altas energías del rango considerado, las distribuciones laterales de electrones y muones no son sensibles a la masa de la partícula que inició el chubasco.

Por último, las densidades de partículas a la distancia óptima del PAO en función de la energía inicial no muestran una clara dependencia del modelo de interacciones hadrónicas, a pesar de que las razones entre modelos son más fluctuantes. La densidad de electrones no presenta dependencia tampoco de la composición primaria, mientras que la densidad de muones aumenta sus diferencias entre composiciones al aumentar la energía; las diferencias causadas por la composición se ilustran con los valores obtenidos del ajuste de los datos a una ley de potencias.

Cabe resaltar, finalmente, que la reproducción de datos experimentales de profundidad del máximo por medio de simulaciones computacionales en función de una única composición primaria mixta es altamente dependiente del modelo de interacción hadrónica utilizado. Lo anterior se evidencia en las diferentes proporciones de partículas en la composición propuestas para cada uno de los modelos, así como en las claras discrepancias entre los resultados de las simulaciones. Caso contrario, las distribuciones laterales y densidad de partículas a energías iniciales determinadas no tienen una dependencia significativa con los modelos, obteniendo resultados similares con los tres. Por lo que, a pesar de que el efecto de la composición primaria es menos notorio, estas magnitudes parecen prometedoras para investigar la composición primaria de los rayos cósmicos de ultraaltas energías mediante comparaciones entre simulaciones y observaciones.

Se propone como trabajo a futuro verificar el efecto de la composición primaria mixta en otras propiedades de los chubascos, como la producción de partículas secundarias (fotones, electrones o muones) y su distribución lateral e igualmente su desarrollo longitudinal, particularmente su profundidad de máxima producción, así como realizar comparaciones detalladas entre datos de detección de partículas producidas en chubascos y simulaciones. Se recomienda que se simule un mayor número de eventos que sea proporcional al espectro de UHECR medido, invirtiendo más recursos computacionales de los que se disponen actualmente.

Referencias

- ¹T. K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics* (1990).
- ²M. Massip Mellado, *Los rayos cósmicos: Las energías más extremas del universo* (2016).
- ³L. I. Dorman, *Cosmic rays in the earth's atmosphere and underground* (2004).
- ⁴A. Bahena y W. Bietenholz, “Partículas Más Poderosas”, (2013).
- ⁵A. De Angelis y M. J. Martins Pimenta, *Introduction to particle and astroparticle physics: Questions to the universe* (2015).
- ⁶T. Sjöstrand, “Status of fragmentation models”, *International Journal of Modern Physics* **3**, 751-823 (1988).
- ⁷E. J. Ahn, R. Engel, T. K. Gaisser, P. Lipari y T. Stanev, “Cosmic ray interaction event generator SIBYLL 2.1”, *Physical Review D - Particles, Fields, Gravitation and Cosmology* **80**, 34 (2009).
- ⁸S. Ostapchenko, “Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: QGSJET-II model”, *Physical Review D - Particles, Fields, Gravitation and Cosmology* **83**, 1-36 (2011).
- ⁹T. Pierog, I. Karpenko, J. M. Katzy, E. Yatsenko y K. Werner, “EPOS LHC: Test of collective hadronization with data measured at the CERN Large Hadron Collider”, *Physical Review C - Nuclear Physics* **92**, 1-15 (2015).
- ¹⁰J. Matthews, “A Heitler model of extensive air showers”, *Astroparticle Physics* **22**, 387-397 (2005).
- ¹¹T. Pierog, “Review of Model Predictions for Extensive Air Showers”, en *Proceedings of 2016 International Conference on Ultra-High Energy Cosmic Rays (UHECR2016)* (ene. de 2018).
- ¹²W. Hanlon, “Measurements of UHECR Mass Composition by Telescope Array”, (2018).
- ¹³P. A. Collaboration, “Combined fit of spectrum and composition data as measured by the Pierre Auger Observatory”, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 21 (2017).
- ¹⁴S. Ostapchenko, “High energy cosmic ray interactions and UHECR composition problem”, *EPJ Web of Conferences* **210**, 10.1051/epjconf/201921002001 (2019).
- ¹⁵S. J. Sciutto, *Air showers, hadronic models, and muon production*, inf. téc. (2019).
- ¹⁶D. Newton, J. Knapp y A. A. Watson, “The optimum distance at which to determine the size of a giant air shower”, *Astroparticle Physics* **26**, 414-419 (2007).

- ¹⁷T Antoni, W. D. Apel, F Badea, K Beka, K Bernlöh, H Blümer, E Bollmann, H Bozdog, I. M. Brancus, A Chilingarian, K Daumiller, P Doll, J Engler, F Feßler, H. J. Gils, R Glasstetter, R Haeusler, W Hafemann, A Haungs, D Heck, T Holst, J. R. Hörandel, K. H. Kampert, J Kempa, H. O. Klages, J Knapp, D Martello, H. J. Mathes, H. J. Mayer, J Milke, D Mühlenberg, J Oehlschläger, M Petcu, H Rebel, M Risse, M Roth, G Schatz, F. K. Schmidt, T Thouw, H Ulrich, A Vardanyan, B Vulpescu, J. H. Weber, J Wentz, T Wiegert, J Wochele y J Zabierowski, “Electron, muon, and hadron lateral distributions measured in air showers by the KASCADE experiment”, *Astroparticle Physics* **14**, 245-260 (2001).
- ¹⁸D Barnhill, P Bauleo, M. T. Dova, J Harton, R Knapik, J Knapp, J Lee, M Manceñido, A. G. Mariuzzi, I. C. Mariş, D Newton, M Roth, T Schmidt y A. A. Watson, “Measurement of the lateral distribution function of UHECR air showers with the Pierre Auger Observatory”, en 29th International Cosmic Ray Conference, ICRC 2005, vol. 7 (2005), págs. 291-294.
- ¹⁹S. Müller, “Direct Measurement of the Muon Density in Air Showers with the Pierre Auger Observatory”, *EPJ Web of Conferences* **210**, 02013 (2019).
- ²⁰M Nagano, D Heck, K Shinozaki, N Inoue y J Knapp, “Comparison of AGASA data with CORSIKA simulation”, *Astroparticle Physics* **13**, 277-294 (2000).
- ²¹W. D. Apel, A. F. Badea, K Beka, A Bercuci, J Blümer, H Bozdog, I. M. Brancus, A Chilingarian, K Daumiller, P Doll, R Engel, J Engler, H. J. Gils, R Glasstetter, A Haungs, D Heck, J. R. Hörandel, K. H. Kampert, H. O. Klages, G Maier, H. J. Mathes, H. J. Mayer, J Milke, M Müller, R Obenland, J Oehlschläger, S Ostapchenko, M Petcu, H Rebel, A. Risse, M Risse, M Roth, G Schatz, H Schieler, H Ulrich, J Van Buren, A Vardanyan, A Weindl, J Wochele y J Zabierowski, “Comparison of measured and simulated lateral distributions for electrons and muons with KASCADE”, *Astroparticle Physics* **24**, 467-483 (2006).
- ²²H. J. Drescher, M. Bleicher, S. Soff y H. Stöcker, “Model dependence of lateral distribution functions of high energy cosmic ray air showers”, *Astroparticle Physics* **21**, 87-94 (2004).
- ²³R. Raikin, A. Lagutin, N Inoue y A Misaki, “The shape of EAS lateral distribution and primary composition of the UHE cosmic rays”, *International Cosmic Ray Conference* **1**, 290 (2001).
- ²⁴S. J. Sciutto, “Aires A system for air shower simulations 2.6.0”, 1-250 (2019).
- ²⁵M Kobal, “A thinning method using weight limitation for air-shower simulations”, *Astroparticle Physics* **15**, 259-273 (2001).
- ²⁶D. Heck, M Risse y J Knapp, “Comparison of hadronic interaction models at Auger energies”, *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* **122**, 364-367 (2003).
- ²⁷J. Bellido, “Depth of maximum of air-shower profiles at the Pierre Auger Observatory: Measurements above 10^{17.2} eV and composition implications”, en *Proceedings of Science*, vol. 2017 (2017), pág. 506.
- ²⁸T. K. Gaisser, R. Engel y E. Resconi, *Cosmic rays and particle physics* (Cambridge University Press, 2016).