



**UNIVERSIDAD CATÓLICA DEL NORTE**

**FACULTAD DE CIENCIAS**

Departamento de Física

**CARACTERIZACIÓN DE LLUVIAS DE RAYOS GAMMA:  
ESTUDIO DE LOS ESPECTROS DE MUONES GENERADOS POR  
CORSIKA**

Tesina para optar al título de Licenciado en Física con mención en  
Astronomía

**Luis Junoy Ríos**

**Profesor Guía:** Dr. Roberto Lineros, Universidad Católica del Norte

**Comisión Evaluadora:**

Dr. Alessio Porcelli, Universidad de Antofagasta

Dr. Esteban González, Universidad Católica del Norte

**Antofagasta, Chile**

**2025**

---

*“Life isn’t just about passing on your genes. We can leave behind much more than just DNA. Through speech, music, literature and movies... what we’ve seen, heard, felt... anger, joy and sorrow... these are the things I will pass on. That’s what I live for.”*

— Solid Snake, Metal Gear Solid 2 (2001)

## AGRADECIMIENTOS

Agradezco profundamente a mi familia, quienes me han brindado su apoyo incondicional a lo largo de este extenso viaje, demostrando una paciencia que solo un monje podría tener. A mis amigos, tanto aquí como en mi tierra natal —mi segunda familia—, no hay forma de retribuir todo lo que me han dado. Gracias por mostrarme que mi existencia tiene un lugar y un sentido.

A mis compañeros y a todas las personas que he conocido durante estos años de arduo estudio —estén o no presentes al momento de escribir estas palabras—, les deseo lo mejor y valoro sinceramente la cercanía que compartimos.

Extiendo también este agradecimiento a mis profesores, todos con personalidades tan peculiares como memorables. En especial, al profesor guía Dr. Roberto Lineros, por su dedicación, invaluable ayuda y temple para sacar adelante este proyecto en conjunto. Siempre dispuesto a colaborar, dentro y fuera del estudio, con una sonrisa y actitud positiva. Su vasto conocimiento ha sido y será de gran importancia para mi futuro como investigador.

Finalmente, expreso mi gratitud a la colaboración SWGO, por proporcionar herramientas fundamentales —librerías, paquetes y recursos— que resultaron indispensables para atravesar este complejo y abstracto camino de investigación.

---

## RESUMEN

Este trabajo presenta un análisis inicial de la producción de muones en lluvias atmosféricas por rayos gamma, a partir de simulaciones generadas con CORSIKA 7.8010. Se estudiaron energías de rayos gamma primarios en el rango de  $1 \times 10^2 - 6 \times 10^6$  eV y ángulos cenitales desde  $0^\circ$  hasta  $65^\circ$ , tanto de forma discreta como continua, utilizando los modelos QGSJET-III y UrQMD para describir las interacciones hadrónicas.

Se construyeron espectros de energía cinética de muones para cada evento, normalizados por la lluvia, y se analizó su comportamiento en escala logarítmica. Los resultados muestran que la multiplicidad de muones por lluvia aumenta con la energía primaria, mientras que espectros más suaves y con menos muones aparecen a mayores ángulos cenitales.

Se propuso una función de ajuste de cinco parámetros, denominada función  $G$ , capaz de modelar la forma espectral de los muones detectados. Esta función fue ajustada individualmente para energías y ángulos en los casos discretos como continuos, obteniéndose valores de  $\chi^2$  normalizados cercanos a 1 en la mayoría de los casos, lo que indica un ajuste estadísticamente robusto. Las bandas de confianza calculadas para cada espectro mostraron buena cobertura en las regiones centrales del rango energético.

Se observó que los parámetros de la función  $G$  evolucionan de manera suave y sistemática con la energía y el ángulo cenital del rayo gamma, en donde se presentan dependencias casi lineales tanto para la energía como para el ángulo de incidencia. Esta regularidad permitió ajustar funciones lineales a cada parámetro, lo cual habilita la interpolación entre puntos simulados.

En conjunto, los resultados obtenidos validan la función  $G$  como una

---

herramienta adecuada para modelar la producción de muones por rayos gamma, con potencial aplicación en el diseño de observatorios terrestres, en la reducción del fondo hadrónico, y en la mejora de algoritmos de reconstrucción en estudios de rayos gamma de alta energía.



---

## TABLA DE CONTENIDOS

<b>1</b>	<b>Introducción</b>	<b>1</b>
1.1	Objetivos . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Modelo Estándar de la Física de Partículas</b>	<b>5</b>
2.1	Introducción al Modelo Estandar . . . . .	5
2.2	Fuerzas Fundamentales . . . . .	6
2.2.1	Fuerza electromagnetica . . . . .	6
2.2.2	Fuerza nuclear débil . . . . .	6
2.2.3	Fuerza nuclear fuerte . . . . .	7
2.2.4	Fuerza gravitatoria . . . . .	7
2.3	Elementos del Modelo Estandar . . . . .	9
2.3.1	Bosones . . . . .	9
2.3.2	Fermiones . . . . .	11
<b>3</b>	<b>Radiación Cosmica y Lluvias Atmosféricas</b>	<b>15</b>
3.1	Tipos de Radiación Cósmica . . . . .	15
3.1.1	Rayos Gamma . . . . .	16
3.1.2	Rayos Cosmicos . . . . .	17
3.2	Cascada Atmosférica Extensa . . . . .	18
3.2.1	Lluvias Electromagnéticas . . . . .	19
3.2.2	Lluvias Hadrónicas . . . . .	23
3.3	Fuentes de Rayos Gamma . . . . .	25

## ***TABLA DE CONTENIDOS***

---

3.3.1	Procesos de Producción de Rayos Gamma . . . . .	27
3.3.2	Efecto Cherenkov . . . . .	32
3.4	Experimentos en la superficie Terrestre de Detección de Rayos Gamma . .	34
<b>4</b>	<b>The Southern Wide-field Gamma-ray Observatory (SWGO)</b>	<b>37</b>
4.1	Proyecto Conceptual de SWGO . . . . .	38
4.2	Síntesis Técnica . . . . .	39
4.3	Reconstrucción de Eventos . . . . .	42
4.3.1	Reconstrucción de Energía . . . . .	42
4.3.2	Reconstrucción de Dirección . . . . .	43
<b>5</b>	<b>Simulación de Lluvias</b>	<b>46</b>
5.1	Cadena de Reconstrucción . . . . .	46
5.2	CORSIKA: un código Monte Carlo para simular Lluvias de Partículas Atmosféricas . . . . .	48
5.2.1	CORSIKA-PANAMA . . . . .	49
5.2.2	Cartas de Entrada . . . . .	50
<b>6</b>	<b>Metodología y Discusión de Resultados</b>	<b>53</b>
6.1	Configuración y Ejecución de las Simulaciones . . . . .	53
6.2	Conversión a JSON . . . . .	57
6.3	Análisis de Datos en Python . . . . .	58
6.3.1	Análisis Exploratorio . . . . .	59
6.3.2	Análisis Sistemático . . . . .	63
<b>7</b>	<b>CONCLUSIÓN</b>	<b>78</b>
	<b>REFERENCIAS</b>	<b>81</b>
	<b>ANEXOS</b>	<b>87</b>

## ***TABLA DE CONTENIDOS***

---

<b>A</b>	<b>Gráficos</b>	<b>87</b>
A.1	Multiplicidad de Muones . . . . .	87
A.2	Espectros de Energía Cinética de Muones . . . . .	90
A.3	Parámetros de la función $G$ en función de la Energía . . . . .	91
A.4	Comparación de Parámetros Ajustados por Método de Clasificación Angular	94
<b>B</b>	<b>Tablas de parámetros</b>	<b>97</b>

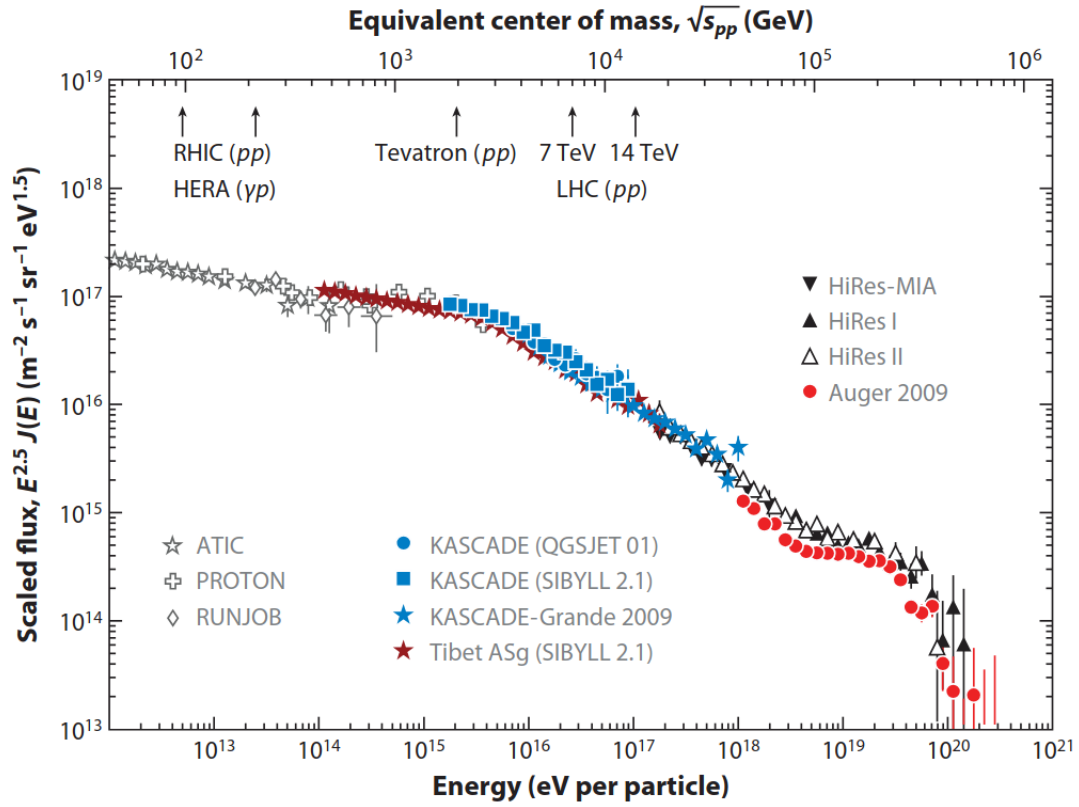
---

# Capítulo 1

## Introducción

Desde los albores de la civilización, la humanidad ha contemplado las estrellas con una mezcla de asombro y curiosidad, tratando de comprender el significado de la vida. Esta búsqueda incesante nos ha llevado desde las primeras observaciones de las estrellas, hasta la construcción de inmensos telescopios y observatorios espaciales. En esta gran narrativa, la exploración del cosmos se ha convertido en un profundo campo de pruebas para la física fundamental, donde los fenómenos celestes lejanos actúan como laboratorios naturales. La investigación de fuentes astrofísicas de alta energía, especialmente en el espectro de rayos X [1] y rayos gamma [2], ha revelado nuevos conocimientos sobre algunos de los procesos más violentos y energéticos del universo [3]. Esto ha arrojado luz sobre los orígenes de los rayos cósmicos, el comportamiento de la materia en condiciones extremas y la misteriosa naturaleza de la materia oscura y la energía oscura [4].

La Tierra es bombardeada continuamente por partículas subatómicas eléctricamente cargadas procedentes del cosmos, conocidas como rayos cósmicos. Las energías de estas partículas oscilan entre menos de 1 GeV y



**Figura 1.1.** Flujo de rayos cósmicos llegando a la Tierra. También se muestra la energía equivalente en el centro de masa de los protones como partículas de rayos cósmicos.

hasta  $10^{20}$  eV y más, las energías más altas jamás observadas. Comprender las fuentes y la propagación de estas partículas cósmicas es un reto fundamental en la física de astropartículas.

La figura 1.1 presenta una recopilación de mediciones del flujo total de partículas de rayos cósmicos. El flujo se escala por  $E^{2.5}$  para que las desviaciones del comportamiento general de la ley de potencias sean claramente visibles. La ruptura en la ley de potencias de  $dN/dE \sim E^{-2.7}$  a  $\sim E^{-3.1}$  en  $E \approx 3 \times 10^{15}$  eV se conoce como la "rodilla". En el rango de energía del llamado "tobillo",  $10^{18} - 10^{19}$  eV, el espectro vuelve a endurecerse y se observa una supresión del flujo por encima de  $7 \times 10^{19}$  eV.

Por esto, una de las claves para mejorar la sensibilidad de los detectores terrestres de rayos gamma radica en comprender y modelar adecuadamente el comportamiento de los muones producidos en las lluvias atmosféricas. Aunque los rayos gamma primarios generan lluvias predominantemente electromagnéticas, ciertos mecanismos (como la fotoproducción de hadrones o la conversión en pares muónicos [5] ) pueden dar origen a muones que alcanzan el nivel del suelo. La presencia de estos muones, aunque en menor proporción que en lluvias iniciadas por núcleos hadrónicos [6], puede ser utilizada como herramienta discriminante en análisis de fondo.

Modelar el espectro energético y la distribución espacial de los muones producidos por rayos gamma es entonces esencial para mejorar la eficiencia en la identificación de eventos y para reducir falsos positivos originados por otras fuentes. Con este fin, se utilizan herramientas de simulación como CORSIKA [7], un software ampliamente utilizado en física de astropartículas, que permite simular la evolución de lluvias atmosféricas extensas tomando en cuenta diferentes modelos de interacción hadrónica y electromagnética, así como las condiciones atmosféricas y geométricas del sitio de observación.

El objetivo principal de este trabajo es caracterizar el espectro de energía cinética de los muones producidos por rayos gamma, explorando cómo varía en función de la energía primaria y del ángulo cenital. Para ello, se construye una función de transferencia general, denominada función  $G$ , que busca modelar con precisión la distribución espectral de los muones detectados a partir de un conjunto amplio de simulaciones generadas con CORSIKA. Esta función se ajusta para diferentes condiciones de entrada y se analiza su comportamiento sistemático, evaluando su aplicabilidad para extrapolar a

energías y ángulos no simulados directamente.

### **1.1. Objetivos**

1. Realizar simulaciones Monte Carlo con CORSIKA para rayos gamma primarios en un rango amplio de energías y ángulos cenitales.
2. Analizar estadísticamente los espectros de energía cinética de muones.
3. Proponer una función de ajuste, estudiar la evolución de sus parámetros en función de la energía y el ángulo cenital y evaluar su viabilidad como herramienta predictiva.

---

## Capítulo 2

# Modelo Estándar de la Física de Partículas

### 2.1. Introducción al Modelo Estandar

El Modelo Estándar (ME) de la física de partículas es una teoría que describe las partículas fundamentales y las interacciones entre ellas. Las interacciones corresponden a las fuerzas fundamentales presentes en la naturaleza: electromagnética, débil y fuerte. Dichas interacciones se suelen representar a través de diagramas de Feynman.

Esta postula que todas las partículas elementales se clasifican en Fermiones y Bosones [8]. Los Fermiones, caracterizados por tener un espín de  $1/2$ , se subdividen en quarks y leptones. De cada uno de estos últimos, existen tres familias que constituyen lo que conocemos como "materia ordinaria". Por otro lado, los Bosones, que poseen un espín entero, son responsables de las interacciones en la materia a través de tres de las cuatro fuerzas fundamentales. Dentro del ME también existe el bosón de Higgs, responsable



de otorgar masa a otras partículas elementales.

## **2.2. Fuerzas Fundamentales**

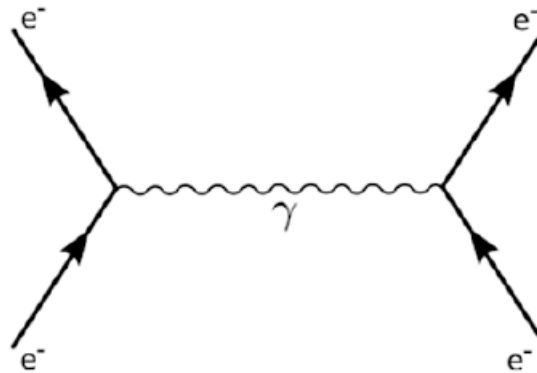
En el modelo estándar, las interacciones entre partículas ocurren a través del intercambio de bosones, los "portadores de fuerzas", en donde se reconocen tres de las cuatro fuerzas fundamentales: fuerza electromagnética, fuerza nuclear fuerte y fuerza nuclear débil.

### **2.2.1. Fuerza electromagnetica**

De acuerdo a la Electrodinámica Cuántica, la fuerza electromagnética es transmitida entre partículas cargadas eléctricamente a través del intercambio de fotones. La teoría está basada en tres procesos básicos: un electrón viaja desde un lugar a otro, el cual emite o absorbe un fotón, y luego vuelve a viajar hacia otro lugar. Cuando dos electrones interactúan, uno emite el fotón y el otro lo recibe, como se muestra en la figura 2.1. Los fotones transfieren energía y momento desde un electrón hacia otro.

### **2.2.2. Fuerza nuclear débil**

La fuerza débil es responsable del decaimiento radiactivo y, al igual que las otras fuerzas del Modelo Estándar, esta se puede describir en términos de un intercambio de partículas. La partícula intercambiada es uno de tres bosones:  $W^{\pm}$ , los cuales están cargados eléctricamente, y  $Z^0$ , con carga eléctrica nula. Esta fuerza resulta esencial para entender el comportamiento de la materia a nivel subatómico y para explicar fenómenos radiactivos en la naturaleza



**Figura 2.1.** Diagrama de Feynman para la repulsión de dos electrones, interactuando mediante el intercambio de un fotón. El tiempo transcurre de abajo hacia arriba. Fuente: [Luque, Bartolo](#).

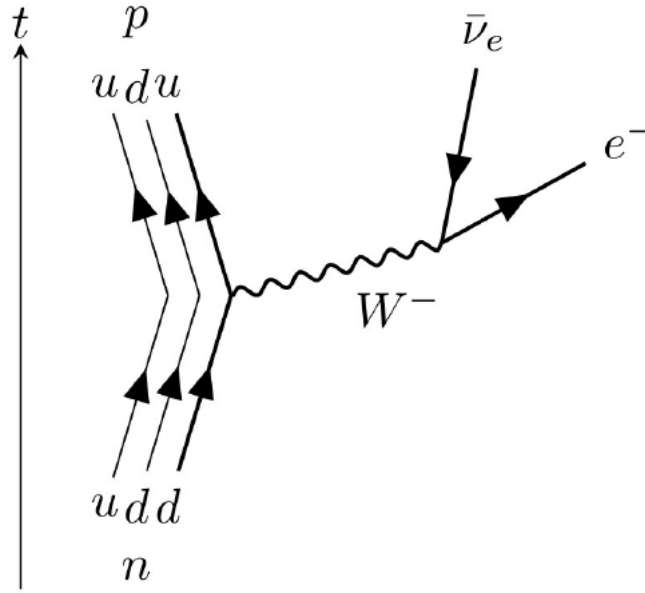
como la desintegración beta, responsable de la descomposición de elementos radiactivos y la producción de energía en las estrellas. La figura 2.2 ilustra el diagrama de esta interacción.

### 2.2.3. Fuerza nuclear fuerte

La fuerza nuclear fuerte es la interacción que une a los quarks para formar protones, neutrones y otras partículas hadrónicas, constituyendo núcleos atómicos estables. Cuando dos partículas que son sensibles a la fuerza nuclear fuerte pasan a una distancia del orden de  $10^{-15}$  m, la probabilidad de que interactúen es alta, ya que es la más intensa de las fuerzas fundamentales, aunque con un alcance extremadamente limitado [9]. En la figura 2.3 se aprecia la composición interna de neutrones y protones.

### 2.2.4. Fuerza gravitatoria

La Fuerza gravitacional es la fuerza que provoca que todos los objetos con masa o energía se atraigan entre sí. A escalas astronómicas, la gravedad es

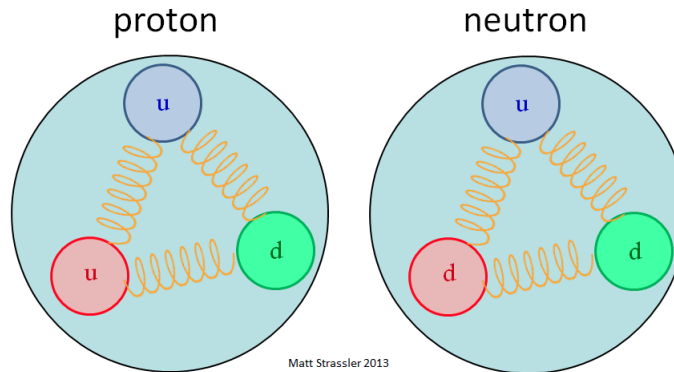


**Figura 2.2.** Diagrama de Feynman para la desintegración beta, en donde se muestra a un neutrón decayendo en un protón mediante la interacción débil, emitiendo un anti-neutrino electrónico y un electrón mediante el bosón  $W^-$ . Fuente: [tex.stackexchange](https://tex.stackexchange.com).

la fuerza dominante, responsable de la formación de planetas, estrellas y galaxias. Sin embargo, es una fuerza muy débil en comparación con las otras tres fuerzas fundamentales.

La formulación clásica para la fuerza de gravedad ( $F_g$ ) entre dos cuerpos con masas  $m_1$  y  $m_2$ , separados a una distancia  $r$ , es mediante la ecuación (2.1), en donde  $G$  es la constante de gravitación universal, con un valor de  $G = 6,67 \times 10^{-11} [Nm^2/kg]$  [10].

$$\vec{F}_g = G \frac{m_1 m_2}{r^2} \hat{r} \quad (2.1)$$

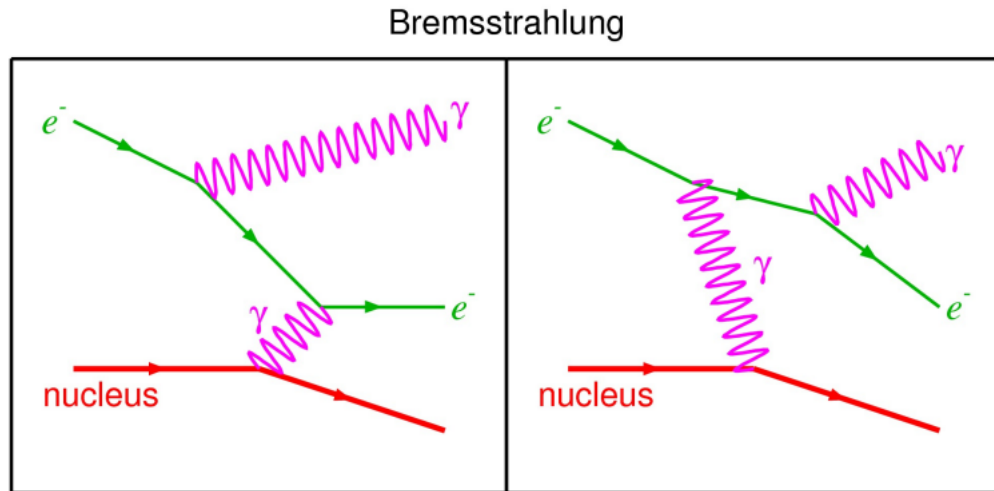


**Figura 2.3.** Representación de la estructura interna de los protones y neutrones. Aquí se puede apreciar su composición a partir de estas combinaciones de quarks Up (u) y Down (d). Los quarks se mantienen unidos gracias a la fuerza nuclear fuerte mediada por los gluones. Los resortes dibujados indican que hay gluones interactuando entre los quarks. Fuente: [Strassler, Matt](#).

## 2.3. Elementos del Modelo Estandar

### 2.3.1. Bosones

Los bosones se definen por su espín entero, que los distingue de otros tipos de partículas. Una consecuencia clave de esto es que no están sujetos al principio de exclusión de Pauli. Esto significa que no hay límite al número de bosones que pueden ocupar un estado cuántico idéntico. Dentro del Modelo Estándar, los bosones gauge (con espín 1) son los responsables de transmitir las fuerzas fundamentales. En concreto, el fotón media en la fuerza electromagnética, los bosones  $Z^0$  y  $W^\pm$  transmiten la fuerza nuclear débil, los gluones son los portadores de la fuerza nuclear fuerte y los bosones de Higgs conceden masa a partículas elementales. Las interacciones entre las partículas fundamentales del Modelo Estándar se resumen en la figura [2.6](#).



**Figura 2.4.** Estos diagramas muestran un electrón ( $e^-$ ) siendo desacelerado por un núcleo, emitiendo un fotón ( $\gamma$ ). El diagrama de la izquierda muestra la emisión de fotones después de la interacción con el núcleo, mientras que el de la derecha la muestra antes. Ambos ilustran la pérdida de energía del electrón por radiación. Fuente: [physics.stackexchange](https://physics.stackexchange.com).

### Fotón

El fotón es un bosón de espín 1 el cual es mediador de la interacción electromagnética. No posee masa, por lo tanto, se mueve a la velocidad de la luz y sus interacciones están descritas por la electrodinámica cuántica. Una manera de producir fotones es a través de un fenómeno llamado *bremsstrahlung* o *radiación de frenado* [11].

### Bosones $W^\pm$ y $Z$

Los bosones  $W^\pm$  y  $Z$  se encargan de transmitir la fuerza nuclear débil, la cual es responsable de la desintegración beta, en donde un neutrón se convierte en un protón y emite un electrón junto con un antineutrino electrónico.

### **Gluones**

Son los mediadores de la interacción nuclear fuerte, la cual mantiene unidos a los quarks de distintos colores, como se puede apreciar en la figura 2.3. Los gluones cargan dos colores, una unidad de color y otra de anticolor, lo que resulta en 9 estados posibles. Estos también pueden interactuar a través de la fuerza nuclear fuerte, lo que los hace autointeractuantes, es decir, experimentan una fuerza mediada por su propio campo; en este caso, como los gluones interactúan con todo lo que tenga carga de color, estos interactúan directamente entre ellos.

### **Bosón de Higgs**

El Bosón de Higgs es la única partícula de espín 0 del Modelo Estándar de la física de partículas. Es responsable de conferir masa a otras partículas elementales mediante su interacción con ellas a través de un proceso conocido como mecanismo de Higgs [12] o rompimiento espontáneo de la simetría electrodébil. A una temperatura crítica, el campo de Higgs causa un rompimiento espontáneo de simetría, lo que desarrolla un valor de expectación del vacío, y los bosones W y Z que interactúan con este campo adquieren masa. En cambio, los fotones no poseen masa ya que no interactúan con el campo de Higgs.

#### **2.3.2. Fermiones**

Los fermiones son partículas con espín  $1/2$  y, por tanto, obedecen a la estadística de Fermi-Dirac. Se agrupan en dos clases: leptones y quarks, en donde existen tres generaciones de leptones y tres generaciones de

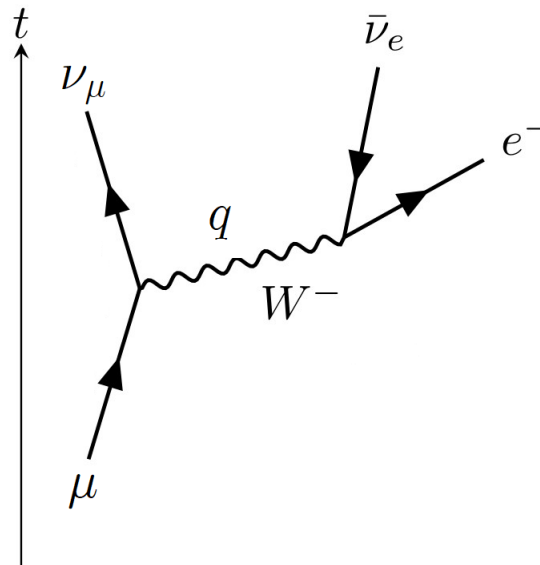
quarks, denominadas primera, segunda y tercera generación. Los leptones no interactúan a través de la fuerza nuclear fuerte; en cambio, los quarks interactúan a través de todas las fuerzas fundamentales de la naturaleza, lo que los convierte en componentes básicos de la materia. Así mismo, es importante resaltar la existencia de las antipartículas, las cuales son partículas idénticas a su contraparte pero con carga eléctrica opuesta. Generalmente se denotan por la misma simbología que su contraparte, pero barradas.

### Leptones

Los leptones interactúan a través de la fuerza nuclear débil y, si poseen una carga eléctrica no evanescente, también tienen interacciones electromagnéticas. Los únicos leptones con carga eléctrica nula son los neutrinos, los cuales solo interactúan con la fuerza nuclear débil. En cualquier generación, hay un leptón cargado eléctricamente y el correspondiente neutrino eléctricamente neutro. Los tres leptones con carga eléctrica son el electrón  $e^-$ , el muón  $\mu^-$  y el tauón  $\tau^-$ , y cada uno tiene su antipartícula, el positrón  $e^+$ , el antimuón  $\mu^+$  y el antitauón  $\tau^+$ . Por otro lado, los neutrinos correspondientes ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ) también poseen su propio set de antipartículas ( $\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$ ). Podemos ver algunas interacciones que implican leptones en la figura 2.2 y en la figura 2.5, en donde se producen bosones  $W^-$  debido al decaimiento beta y al decaimiento de un muón cargado negativamente, respectivamente.

### Quarks

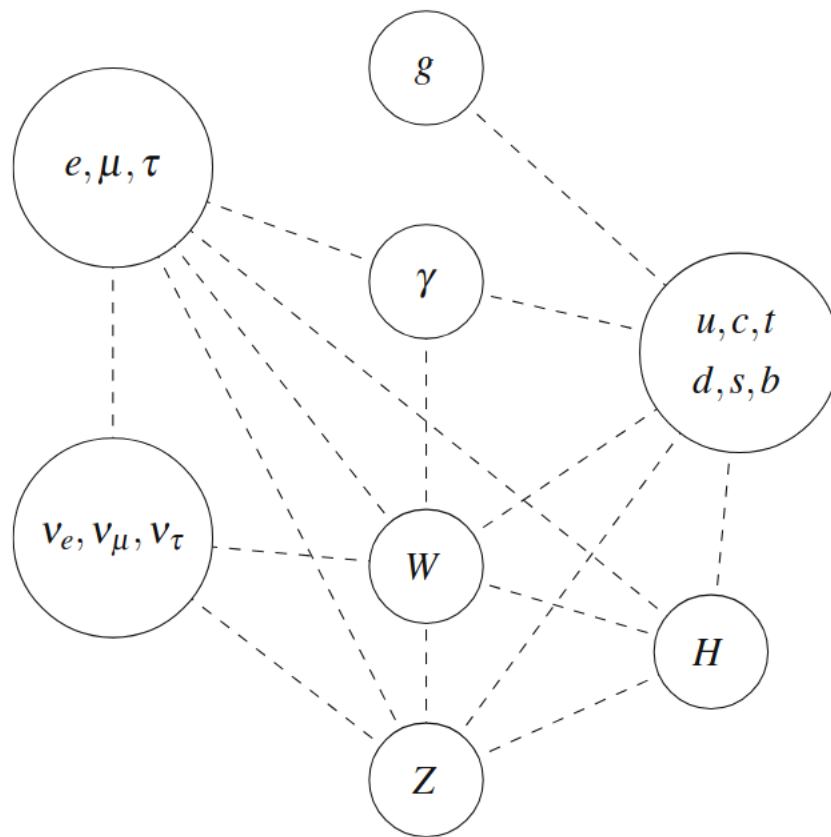
Los quarks interactúan a través de las fuerzas electromagnética, nuclear fuerte y nuclear débil. Como los leptones, se agrupan en tres generaciones: la



**Figura 2.5.** Diagrama de Feynman representando el decaimiento débil del muón cargado negativamente  $\mu^-$  a un neutrino muonico ( $\nu_\mu$ ) y un bosón  $W^-$  el cuál decae en un electrón ( $e^-$ ) y un anti-neutrino electrónico ( $\bar{\nu}_e$ ). Fuente: [Researchgate](#)

primera está formada por los quarks más ligeros y la tercera por los más pesados. Cada generación tiene un quark de tipo  $U$  (up  $u$ , charm  $c$ , top  $t$ ) con carga eléctrica  $+2/3$ , y un quark de tipo  $D$  (down  $d$ , strange  $s$ , bottom  $b$ ) con carga eléctrica  $-1/3$ . Cada quark tiene su antipartícula, llamada antiquark (antiquark up  $\bar{u}$ , antiquark down  $\bar{d}$ , antiquark charm  $\bar{c}$ , etc.). La interacción fuerte entre los quarks está generada por las llamadas cargas de color: cada quark puede tener tres cargas de color diferentes, que convencionalmente se denominan roja, azul y verde.





**Figura 2.6.** Interacciones entre partículas del Modelo Estándar. Obtenido de [13].

---

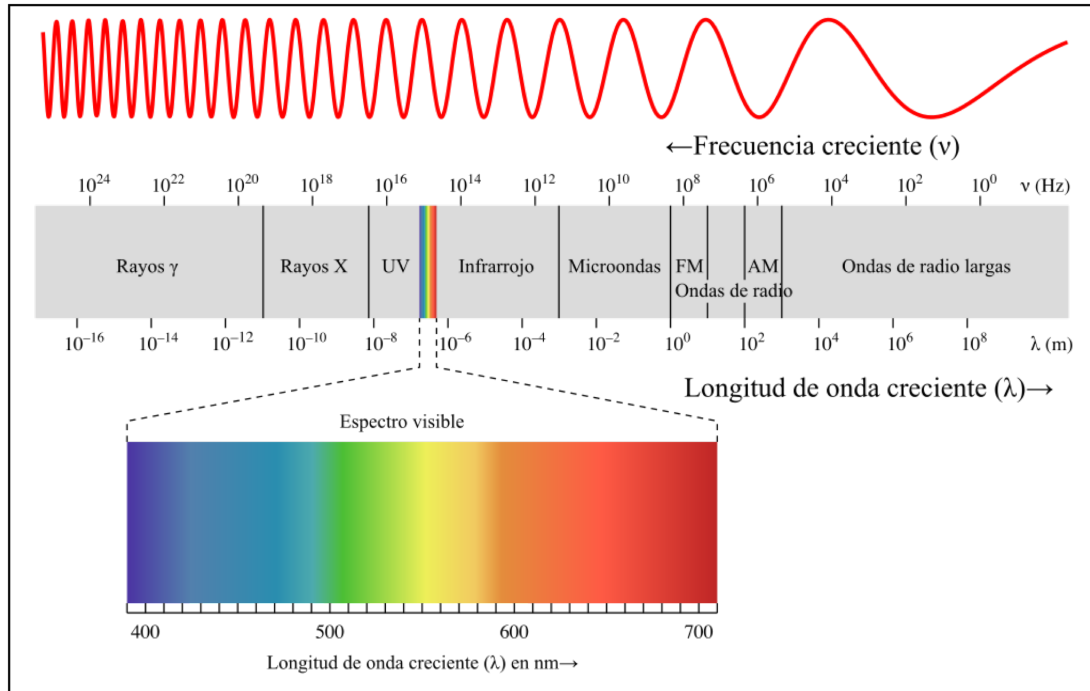
## Capítulo 3

# Radiación Cósmica y Lluvias Atmosféricas

### 3.1. Tipos de Radiación Cósmica

En el universo observable se producen fenómenos astrofísicos violentos que dan lugar a la emisión de radiación electromagnética altamente energética, como los rayos gamma, los cuales son medidos en escalas de electronvoltios (eV), energía correspondiente a un electrón al acelerarse por una diferencia de potencial de 1 voltio (V) ( $1 \text{ eV} \approx 1,602 \times 10^{-19}$  julios). En diversos escenarios estelares e interestelares se pueden abarcar energías desde megaelectronvoltios (MeV) hasta, según las últimas observaciones, superar los petaelectronvoltios (PeV).

Además de la radiación gamma, la producción de eventos como los estallidos de rayos gamma, remanentes de supernova, núcleos galácticos activos, púlsares, etc., genera otros tipos de radiación cósmica, incluidos protones, electrones y núcleos atómicos, entre otros, conocidos como rayos cósmicos.



**Figura 3.1.** Espectro electromagnético simplificado, mostrando los diferentes tipos de radiación electromagnética según su longitud de onda o frecuencia. Sigue un gradiente de energía decreciente, ilustrando cómo las ondas electromagnéticas abarcan desde fenómenos extremos hasta aplicaciones cotidianas

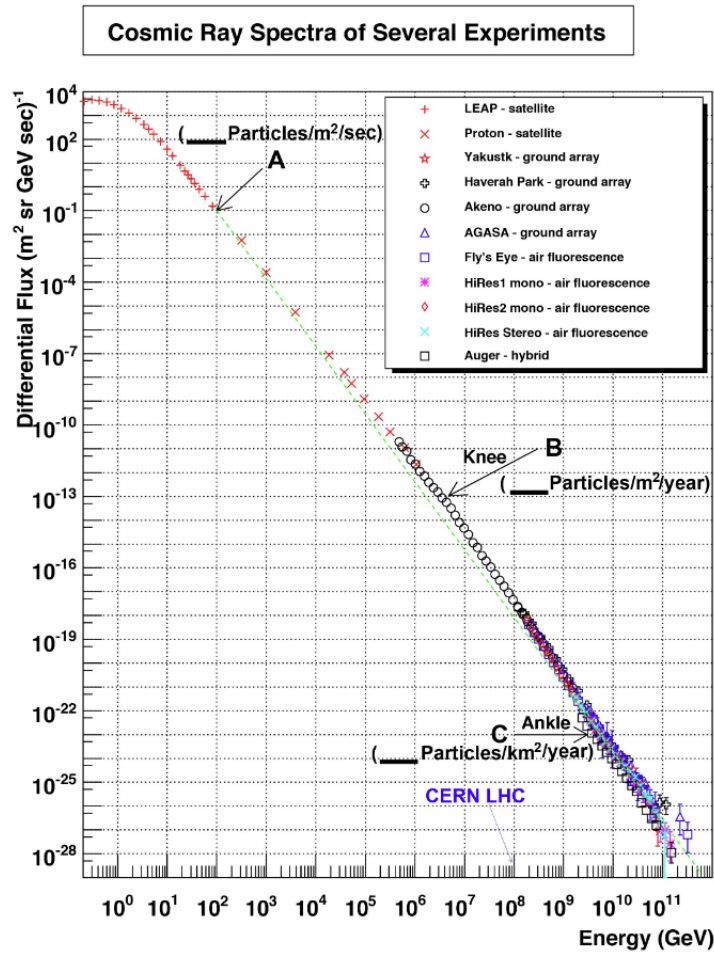
### 3.1.1. Rayos Gamma

En el universo observable, los rayos gamma, situados en la banda de energía más alta de la radiación electromagnética cósmica, con energías que van desde los mega-electronvoltios (MeV) hasta unos pocos peta-electronvoltios (PeV), son una potente sonda para la astrofísica y la física fundamental en condiciones extremas. La mayoría de los rayos gamma se producen por la aceleración y propagación de partículas relativistas, tales como protones o electrones, en fuentes astrofísicas.

### 3.1.2. Rayos Cosmicos

Además de la radiación gamma, los fenómenos astronómicos como agujeros negros supermasivos producen a su vez otras formas de radiación cósmica conjuntamente llamadas rayos cósmicos, formados por partículas cargadas eléctricamente que llenan la Galaxia con una densidad de energía comparable a la de un campo magnético interestelar o la densidad de energía del medio interestelar (como es en el caso de la aceleración en remanentes de supernovas), cuyo origen sigue siendo desconocido. Viktor Hess, en 1912, realizó unos experimentos con instrumentos diseñados para medir radiación ionizante en la atmósfera en los que pudo observar que parte de la radiación penetrante no puede provenir de la Tierra ni de la atmósfera, debe venir del espacio exterior [14]. Este descubrimiento encabezó el establecimiento de numerosos experimentos destinados a estudiar la radiación cósmica que llega a la Tierra, los cuales culminaron en la definición del espectro energético integral de los rayos cósmicos, mostrado en la Figura 3.2:

Varias décadas de mediciones mostraron que existe un gran número de partículas que atravesarían la atmósfera terrestre. Este flujo de partículas que llegan a la Tierra sería mayormente protones y seguiría una ley de potencia con comportamiento tipo  $E^{-\alpha}$ , donde  $\alpha = 2,7$ . Esta expresión describe cómo disminuye el flujo de rayos cósmicos a medida que aumenta su energía ( $E$ ). Alrededor de los 3 PeV, el espectro muestra una disminución abrupta del flujo de partículas, en donde visualmente se nota una especie de “rodilla” característica en donde se acentúa su pendiente ( $E^{-3,1}$ ). Aún a mayores energías (más allá de los  $10^{17}$  eV), empieza a dominar un componente extragaláctico, señalado por otra característica del espectro: el “tobillo”, lo que lleva a una desviación más marcada con respecto a la ley de potencia



**Figura 3.2.** Espectro energético de los rayos cósmicos, compilado a partir de múltiples experimentos terrestres y satelitales. Se destacan características clave del espectro, como la “rodilla” ( $\sim 10^{15}$  eV) y el “tobillo” ( $\sim 10^{18}$  eV). Para comparación, también se indican las escalas de energía del Tevatrón (7 ev) y del LHC (14 TeV). Fuente: [W. Hanlon](#).

inicial ( $E^{-2,3}$ ), en donde el flujo de rayos cósmicos es tan bajo que tomar mediciones directas deja de ser viable.

### 3.2. Cascada Atmosférica Extensa

Cuando un rayo cósmico o partícula primaria proveniente del espacio exterior incide en dirección a la Tierra y choca con la atmósfera terrestre, desencadena

una cascada o lluvia compuesta por millones o miles de millones de partículas secundarias. La partícula primaria incidente puede ser un rayo cósmico (protón, neutrón o un núcleo más pesado), un fotón (rayos gamma) o un neutrino con una energía significativa, normalmente superior a 1 PeV. Debido a la baja densidad del aire, estas lluvias se desarrollan a lo largo de toda la atmósfera y, para una partícula primaria de  $10^{18}$  eV, pueden extenderse lateralmente hasta aproximadamente  $10 \text{ km}^2$  a nivel del suelo.

Cuando un protón o núcleo energético,  $E \gtrsim 1 \text{ PeV}$ , interactúa con una partícula de aire en la atmósfera, genera entre unos pocos cientos de partículas secundarias, dependiendo de su energía. En promedio, entre el 30% y 40% de la energía de la partícula primaria es transportada por un barión o núcleo principal. La energía restante se emplea en la creación de partículas secundarias ultrarelativistas, la mayoría de ellas piones cargados ( $\pi^\pm$ ) y neutros ( $\pi^0$ ). Estos pueden desintegrarse en muones,  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  y  $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ , lo que representa la principal contribución al componente muónico de la lluvia, siendo también responsables de la producción de la mayor parte de los neutrinos atmosféricos. La mayoría de los muones con energías superiores a unos pocos gigaelectronvoltios (GeV) viajan a través de la atmósfera sin decaer, llegando al suelo, constituyendo una componente penetrante de la lluvia.

### 3.2.1. Lluvias Electromagnéticas

Cuando comienza una lluvia atmosférica, la partícula primaria que inicia la lluvia puede ser un fotón o una partícula cargada, como un protón o un núcleo. La diferencia clave radica en sus interacciones iniciales: las partículas cargadas interactúan fuertemente con los núcleos atmosféricos,

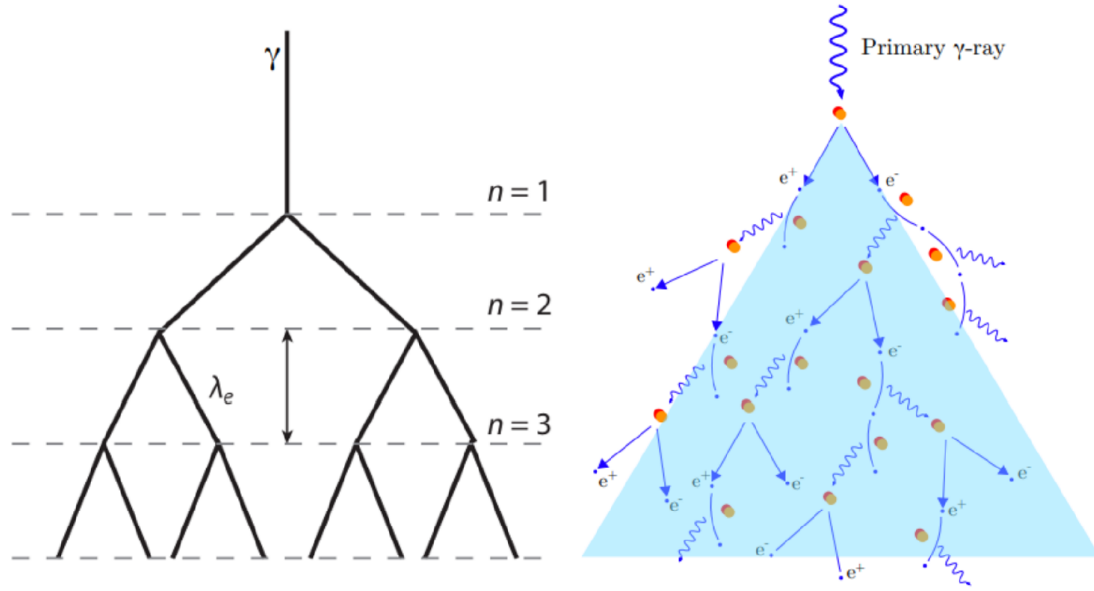
mientras que los fotones interactúan a través de la energía electromagnética. En consecuencia, los fotones tienden a colisionar primero a una mayor profundidad atmosférica, o sea, más cerca de la superficie terrestre que las partículas cargadas.

La naturaleza de la partícula iniciadora tiene una profunda influencia en la composición de las partículas secundarias generadas. Para los fotones, la interacción con la materia a través de la fuerza electromagnética conduce principalmente a la creación de pares de partículas y antipartículas [10], predominantemente electrones y positrones. Estos continúan la cascada produciendo nuevos fotones, ya sea a través del *bremsstrahlung* [11] cuando se mueven a través del campo eléctrico de un núcleo atómico o a través de la aniquilación de electrones y positrones. Sin embargo, los electrones están sujetos a una pérdida de energía por ionización. Esta pérdida se puede expresar como:

$$dE/dX = -\alpha(E) - E/X_0, \quad (3.1)$$

donde  $\alpha(E)$  es la pérdida de energía por ionización,  $X$  es el espesor del material atravesado por la partícula y  $X_0$  es la longitud de radiación en el aire ( $X_0 \approx 37 \text{ g cm}^{-2}$ ).

Los principales constituyentes en las lluvias iniciadas por **rayos gamma** son fotones, electrones y positrones. También podemos encontrar muones dentro de estas lluvias, pero dado que el muón es aproximadamente 200 veces más pesado que un electrón, tomaría mucha más energía producir un par  $\mu^- \mu^+$  que la necesaria para producir un par  $e^- e^+$ . Un modelo sencillo presentado por Heitler [15] analiza la estructura básica de las lluvias



**Figura 3.3.** Desarrollo de la lluvia electromagnética: Un rayo gamma de alta energía inicia una lluvia de partículas, produciendo pares  $e^-e^+$  y fotones secundarios a través de sucesivas interacciones que se desarrollan en nuevas generaciones  $n$  de la lluvia.

atmosféricas puramente electromagnéticas, pero puede aplicarse a las lluvias atmosféricas con una partícula primaria hadrónica. Este modelo tiene en cuenta la ramificación de las lluvias atmosféricas, como se puede ver en la figura 3.3.

Cada línea puede interpretarse como una partícula que finalmente se divide, en cada vértice, donde, de forma similar, la energía se divide en dos. Cada ramificación se produce después de una longitud de colisión  $\lambda_e$ , por lo que después de  $N$  ramificaciones, habrá  $N(X) = \frac{2X}{\lambda}$  segmentos, donde  $X$  es la profundidad inclinada a lo largo de la lluvia y la energía  $E$  de una partícula de generación  $n$  se describe como:

$$E(X) = \frac{E_0}{2^{X/\lambda_e}}, \quad (3.2)$$



donde  $E_0$  es la energía de la partícula primaria con  $n = 0$ . El proceso de multiplicación de partículas continúa hasta que las pérdidas de energía por ionización predominan sobre las pérdidas radiativas. El número de partículas en la lluvia alcanza su máximo a  $E = E_c$ , lo que lleva a las siguientes relaciones [16]:

$$N_{max} = \frac{E_0}{E_c} \quad \text{y} \quad X_{max}^{(EM)}(E_0) \sim \lambda_e \ln \left( \frac{E_0}{E_c} \right). \quad (3.3)$$

Esto significa que el número de partículas en el máximo de la lluvia es proporcional a  $E_0$ , y la profundidad a la que esto ocurre depende logarítmicamente de la energía de la partícula primaria. Por ejemplo, para las lluvias inducidas por protones se obtiene:

$$\langle X_{max}^{(EM)} \rangle \approx X_0 \ln \left( \frac{E_0}{E_c} \right) + \frac{1}{2}, \quad (3.4)$$

en donde  $\langle X_{max}^{(EM)} \rangle$  es el promedio de profundidad en donde la lluvia electromagnética alcanza su máximo número de partículas.

La dispersión de las partículas generadas por la lluvia en relación con su núcleo se conoce como perfil lateral. En el caso de las lluvias electromagnéticas, debido a su naturaleza, el perfil lateral depende principalmente de la dispersión de Coulomb causada por los electrones en cascada que interactúan con los átomos de aire en la atmósfera.

### 3.2.2. Lluvias Hadrónicas

Las lluvias de partículas iniciadas por partículas hadrónicas o núcleos atómicos (rayos cósmicos) ocurren con mucha más frecuencia que las iniciadas por rayos gamma, debido al mayor flujo de rayos cósmicos (más del 99.9%). Las lluvias de partículas hadrónicas consisten en componentes electromagnéticos, muónicos y hadrónicos, en donde la producción de partículas secundarias (muones, fotones, etc.) se basa principalmente en la desintegración de kaones cargados, piones y piones neutros. Algunos de los canales de desintegración y su razón de ramificación son [17]:

$$\begin{aligned}\pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (\sim 100\%), \\ \pi^0 &\rightarrow \gamma + \gamma \quad (\sim 98\%), \\ K^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (\sim 63,5\%).\end{aligned}\tag{3.5}$$

Similarmente a las lluvias electromagnéticas, es posible formular un set de ecuaciones para las lluvias producidas por hadrones mediante una generalización del modelo de Heitler, demostrado por Matthews [18]. En este modelo, se asume que la interacción de un hadrón con energía  $E_0$  producirá  $n_{tot}$  partículas nuevas, cada una con energía  $E_0/n_{tot}$ . De estas,  $2/3$  se volverán piones cargados ( $n_{ch}$ ), y  $1/3$  serán piones neutros. Las partículas neutras se desintegran inmediatamente en partículas EM ( $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ). Después de recorrer una distancia correspondiente a la longitud media de interacción  $\lambda_{int}$ , las partículas cargadas interactúan de nuevo con los núcleos de aire si su energía es mayor que una energía de desintegración típica  $E_{dec}$ . Una vez que la energía de los hadrones cargados cae por debajo de  $E_{dec}$ , estas partículas se desintegran, produciendo un muón por hadrón.

En cada interacción hadrónica, un tercio de la energía se transfiere al componente EM de la lluvia mediante la desintegración  $\pi^0$ . Después de  $n$  generaciones, las energías en los componentes hadrónicos y electromagnéticos vienen dadas respectivamente por:

$$E_{had} = \left(\frac{2}{3}\right)^n \quad y \quad E_{EM} = \left[1 - \left(\frac{2}{3}\right)\right]^n E_0. \quad (3.6)$$

La profundidad del máximo de una lluvia hadrónica viene determinada por las partículas EM, que superan en número a todas las demás contribuciones. Si solo se tienen en cuenta las sub-lluvias electromagnéticas producidas en la primera interacción hadrónica, se puede escribir

$$X_{max}^{(had)}(E_0) \approx \lambda_{int} + X_{max}^{(EM)}[E_0/(2n_{tot})] \sim \lambda_{int} + X_0 \ln \left( \frac{E_0}{2n_{tot} E_c} \right). \quad (3.7)$$

La expresión para el número de electrones en el máximo de la lluvia hadrónica es la misma que la encontrada anteriormente para lluvias electromagnéticas, pero con energía reducida. En el modelo de Heitler-Matthews [18], el número de muones se deriva del número de hadrones cargados, es decir,

$$E = \frac{E_0}{(n_{tot})^n} = E_{dec} \quad y \quad N_\mu = n_{ch}^n \quad (3.8)$$

Eliminando el número de generaciones, obtenemos

$$N_\mu = \left( \frac{E_0}{E_{dec}} \right)^\alpha, \quad \text{donde} \quad \alpha = \frac{\ln n_{ch}}{\ln n_{tot}} \approx 0,82 \dots 0,94. \quad (3.9)$$

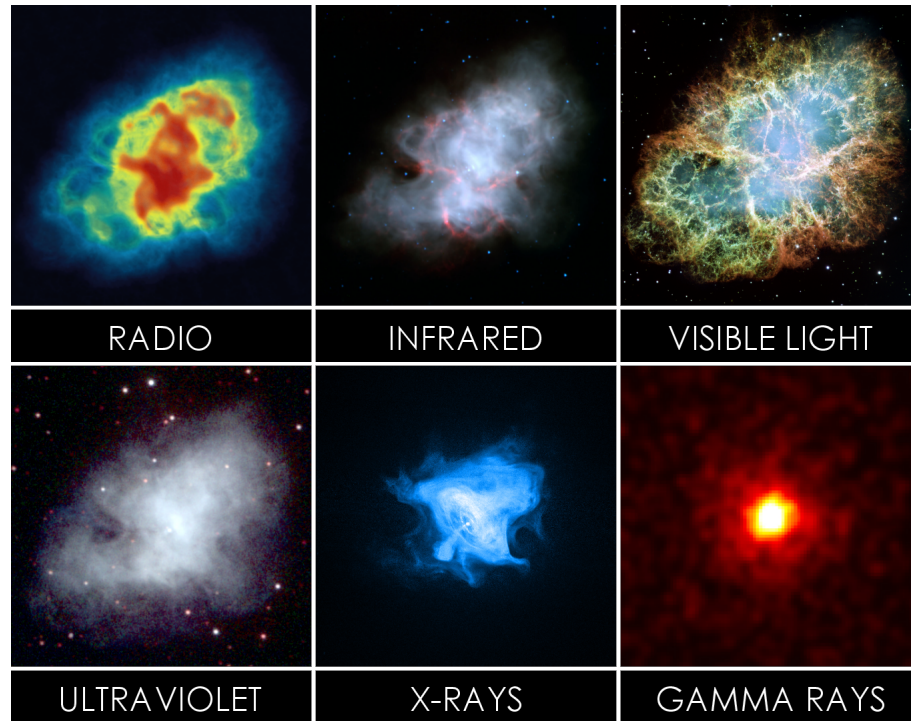
El número de muones  $N_\mu$  generados por una lluvia hadrónica depende de la energía de la partícula primaria  $E_0$ , la densidad atmosférica (a través de  $E_{dec}$ ), la multiplicidad de las partículas cargadas y el número total de partículas generadas en la lluvia (a través de  $\alpha$ ). Sin embargo, los parámetros  $n_{tot}$ ,  $n_{ch}$  y  $E_{dec}$  son efectivos solo en este enfoque de modelo y deben determinarse a través de simulaciones detalladas [19].

### 3.3. Fuentes de Rayos Gamma

Los rayos gamma tienen la longitud de onda más pequeña y la mayor energía de cualquier onda en el espectro electromagnético. Son producidos por los objetos más calientes y energéticos del universo, como estrellas de neutrones, púlsares, explosiones de supernovas y regiones alrededor de agujeros negros. Debido a sus altas energías, estos pueden viajar grandes distancias antes de ser detectados en la Tierra y, al ser eléctricamente neutrales, no son afectados por campos magnéticos a lo largo de su trayectoria, lo que nos permite identificar las fuentes donde se producen y aceleran estas partículas altamente energéticas.

Las fuentes de rayos gamma (y de rayos cósmicos en general) pueden categorizarse de 2 formas según su distancia a la Tierra:

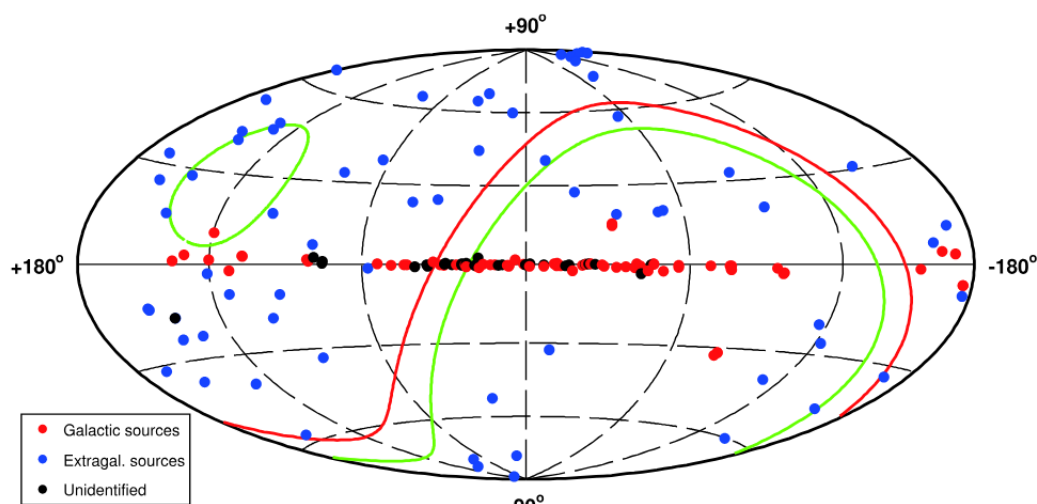
- **Fuentes Galácticas:** Encontradas dentro de nuestra galaxia, estas fuentes son de gran interés por su proximidad a la Tierra. Incluyen remanentes de supernovas (SNR) de Tipo Ia, Ib/c y Tipo II. Al finalizar la vida de una supernova Tipo II, su núcleo puede colapsar formando una estrella de neutrones o un agujero negro, según su masa. Algunas estrellas de neutrones, llamadas púlsares, emiten pulsos de



**Figura 3.4.** La nebulosa del Cangrejo vista en distintas longitudes de onda. [23].

radio periódicos cuando su eje magnético no está alineado con el de rotación, generando un rayo de partículas y radiación que puede apuntar periódicamente hacia la Tierra.[20]. La nebulosa del Cangrejo (Figura 3.4), una pulsar, es uno de los objetos mejor estudiados en el cielo debido a su muy alta luminosidad en todo el espectro electromagnético, el cuál es usado como herramienta de calibración para distintos experimentos [21], incluyendo observatorios de rayos gamma [22].

- **Fuentes Extragalácticas:** Estas fuentes están fuera de la Vía Láctea y presentan energías superiores a las de los fenómenos galácticos. Incluyen núcleos galácticos activos como blazares y cuásares, así como agujeros negros estelares y supermasivos, pulsares, estallidos de rayos gamma y otros objetos astrofísicos.[24].



**Figura 3.5.** Mapa celeste en coordenadas galácticas, que muestra las posiciones de las fuentes TeV conocidas. La línea roja representa el ecuador celeste. Las líneas verdes delimitan la región del cielo que culmina en ángulos cenitales inferiores a  $40^\circ$  en el emplazamiento de LHAASO, las fuentes se indican con diferentes colores según su tipo: galácticas, extragalácticas y no identificadas [25].

El mapa celeste de la figura 3.5 muestra la posición de todas las fuentes en coordenadas galácticas. La región del cielo que culmina en un ángulo cenital inferior a  $40^\circ$ , delimitada por líneas verdes, incluye 84 objetos, 23 galácticos, 47 extragalácticos y 14 aún sin identificar que se encuentran dentro del plano galáctico.

### 3.3.1. Procesos de Producción de Rayos Gamma

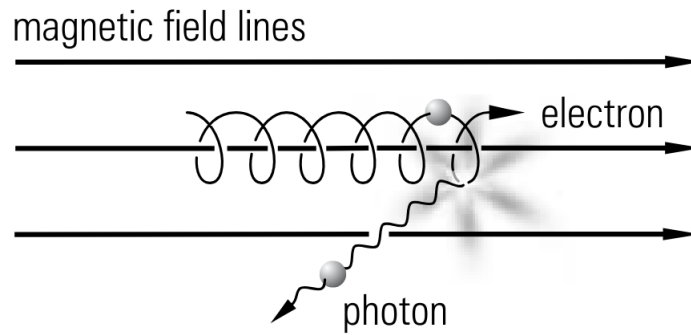
Las posibles fuentes de rayos cósmicos y, por lo tanto, también de rayos gamma, son las supernovas y sus restos, los objetos que giran rápidamente, como los púlsares y las estrellas de neutrones, los núcleos galácticos activos y los agujeros negros que acumulan materia. En estas fuentes, los rayos gamma pueden producirse mediante diferentes mecanismos. Estos mecanismos incluyen la radiación sincrotrón, *Bremsstrahlung*, la dispersión

Compton inversa y la desintegración del pión neutro ( $\pi^0$ ).

### Radiación Sincrotrón

La desviación de las partículas cargadas en un campo magnético da lugar a un movimiento acelerado, en donde la carga eléctrica acelerada irradia ondas electromagnéticas (Figura 3.6). Esta radiación de “frenado” de las partículas cargadas en campos magnéticos se denomina *radiación sincrotrón*. El espectro energético de los fotones sincrotrónicos es continuo. La potencia por unidad de frecuencia  $\nu$  para un electrón es:

$$\begin{aligned} P(\nu) &\propto \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{1/3} && \text{para } \nu \ll \nu_c, \\ P(\nu) &\propto \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{1/2} e^{-\nu/\nu_c} && \text{para } \nu \gg \nu_c. \end{aligned} \quad (3.10)$$



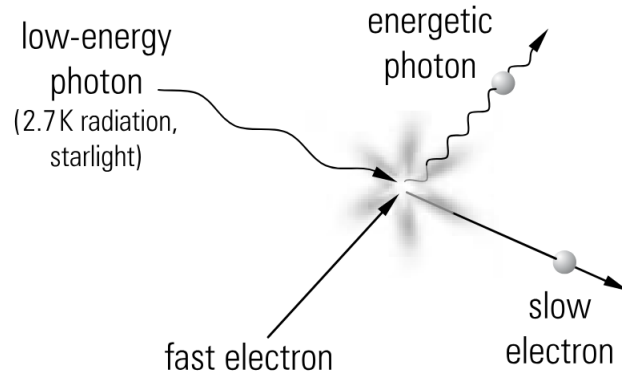
**Figura 3.6.** Producción de radiación sincrotrón mediante la desviación de partículas cargadas por un campo magnético [26].

### Scattering de Compton Inverso

Fotones energéticos de la radiación de cuerpo negro pueden transferir parte de su energía a electrones libres en una colisión, perdiendo así una cierta cantidad de energía. Estos fotones forman parte de la radiación de cuerpo negro ( $E_\gamma \approx 250 \mu eV$ ) o a fotones de luz estelar ( $E_\gamma \approx 1 eV$ ) y transfieren parte de su energía a los fotones que están “desplazados al azul”. Para un fotón con energía inicial  $E_\gamma$ , el scattering producido desde un electrón con un factor de Lorentz  $\gamma \gg 1$  es

$$E'_\gamma \approx 4\gamma^2 E_\gamma, \quad (3.11)$$

donde  $E'_\gamma$  es la energía del fotón posterior al scattering,  $\gamma$  es el factor de Lorentz del electrón ( $\gamma = \frac{E_e}{m_e c^2}$ ) y  $E_\gamma$  es la energía inicial del fotón. El scattering de Compton inverso contribuye al espectro de rayos gamma en un rango de energía entre  $10^6$  eV y  $10^{14}$  eV.

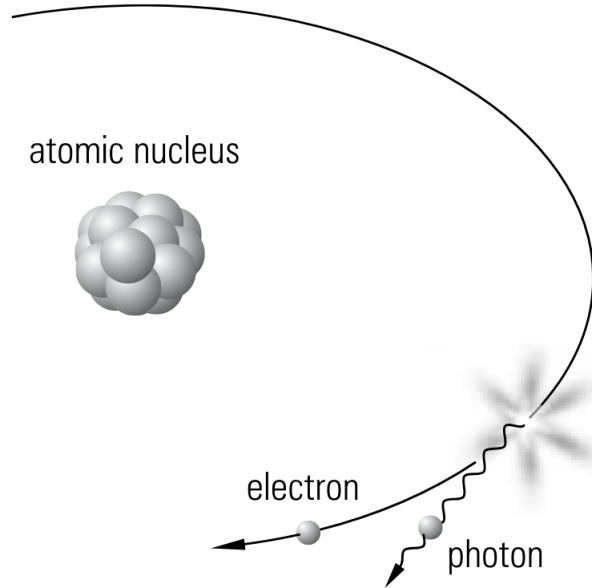


**Figura 3.7.** Colisión entre un electrón energético con un fotón de baja energía. El electrón transfiere parte de su energía hacia el fotón, frenándolo [26].



### Bremsstrahlung

Una partícula cargada, la cual es deflectada en el campo de Coulomb de una carga (núcleo atómico o electrón) emite fotones de bremsstrahlung. Este mecanismo es similar a la radiación sincrotrón, solo que en este caso la desviación de la partícula ocurre en el campo de Coulomb de una carga en lugar de en un campo magnético.



**Figura 3.8.** Producción de bremsstrahlung por partículas cargadas en un campo de Coulomb de un núcleo atómico [26].

Para un electrón, la energía que se pierde al llegar a cierta distancia puede ser calculada usando [17], de la forma

$$\frac{dE_e}{dx} = \frac{4nZ^2\alpha^3(\hbar c)^2 E_e}{m_e^2 c^4} \cdot \ln \left( \frac{a(E)}{Z^{1/3}} \right), \quad (3.12)$$

donde  $E_e$  es la energía cinética del electrón,  $x$  es la distancia recorrida por el electrón,  $c$  es la velocidad de la luz,  $n$  es el número de densidad del núcleo,  $Z$

es la carga del átomo en donde interactúa con el electrón y  $\alpha = e^2/(4\pi\epsilon_0\hbar c)$  es la constante de estructura fina.

### **Decaimiento $\pi^0$**

Si el pión neutral decae en reposo, ambos fotones son emitidos uno tras otro con la misma energía, lo cual equivale a la mitad de la masa del pión en reposo ( $m_{\pi^0} = 135 \text{ MeV}$ ). En movimiento, los dos rayos gamma tendrán una energía diferente entre sí que será definida por la energía del pión.

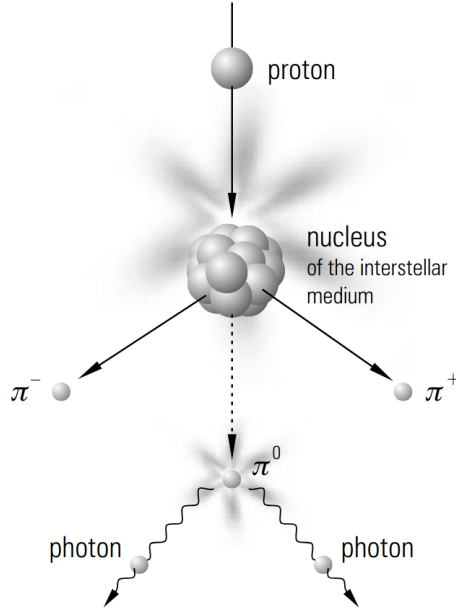
Protones acelerados en el medio interestelar pueden producir piones cargados o neutrales en interacciones *protón-protón* o *protón-núcleo* (Figura 3.9). Un posible proceso es

$$p + nucleus \rightarrow p' + nucleus + \pi^+ + \pi^- + \pi^0. \quad (3.13)$$

Los piones cargados decaen con una vida media de 26 ns en muones y neutrinos, mientras que los piones neutrales decaen rápidamente ( $\tau = 8,4 \times 10^{-17} \text{ s}$ ) en dos  $\gamma$ , es decir,

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (3.14)$$

Si el  $\pi^0$  se mueve relativísticamente (en lluvias de rayos cósmicos o colisiones de partículas), la energía del protón dependerá del factor de Lorentz del pión ( $\gamma$ ) y su ángulo de emisión ( $\theta$ ) relativo a su movimiento.



**Figura 3.9.** Producción de  $\pi^0$  en interacciones de protones y decaimiento de un  $\pi^0$  en dos fotones [26].

Para un  $\pi^0$  con energía  $E_{\pi^0} = \gamma m_{\pi^0} c^2$ , se tiene

$$E_{\gamma} = \frac{E_{\pi^0}}{2} (1 + \beta \cos \theta), \quad (3.15)$$

donde  $\beta = v/c$  es la velocidad del pión y  $\theta$  es el ángulo entre la dirección del fotón y el movimiento del pión.

### 3.3.2. Efecto Cherenkov

Cuando una partícula primaria entra en la atmósfera con alta energía, viajando a una velocidad cercana a la de la luz, los productos de la colisión con los núcleos atmosféricos suelen seguir moviéndose en la misma dirección que la partícula primaria. Sin embargo, como se ha comentado en secciones anteriores, estas partículas secundarias muestran cierto grado de dispersión

lateral con respecto al núcleo de la lluvia. Durante este fenómeno óptico, las partículas secundarias producen un destello difuso de luz azulada en forma de cono dirigido hacia adelante, debido principalmente a la **radiación Cherenkov**.

Este fenómeno ocurre cuando una partícula cargada que viaja a través de un medio dieléctrico (como aire o agua) con un índice refractivo  $n$ , posee una velocidad  $v$  más alta que la velocidad de la luz en ese medio ( $c_n = c/n$ ). Cuando las partículas entran en un medio dieléctrico con esta velocidad, éstas generan un frente cónico de ondas, el cual puede definir la dirección de la radiación Cherenkov (Ver figura 3.10). Este efecto Cherenkov resulta en la pérdida de energía por parte de la partícula, por lo que solo podría ocurrir si

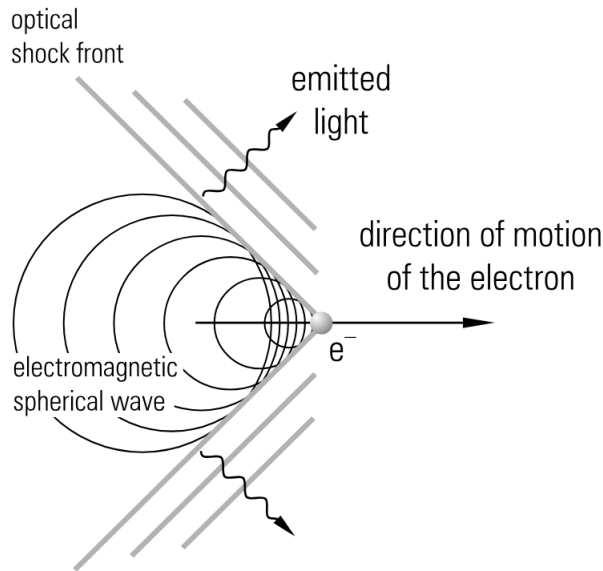
$$v \geq \frac{c}{n} \quad \text{o, igualmente,} \quad \beta = \frac{v}{c} \geq \frac{1}{n}. \quad (3.16)$$

Existe también una restricción angular, o ángulo de Cherenkov, relacionado con la dirección de la velocidad de la partícula  $v$ , que puede ser calculado como

$$\theta_c = \arccos \left( \frac{c}{nv} \right). \quad (3.17)$$

El umbral de energía para producir radiación de Cherenkov para una partícula de masa  $m_0$  se puede obtener mediante la ecuación

$$E_{min} = \gamma_{min} m_0 c^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - n^{-2}}}. \quad (3.18)$$



**Figura 3.10.** Emisión de radiación Cherenkov en una onda de choque óptica por partículas que atraviesan un medio con índice de refracción  $n$  a una velocidad superior a la velocidad de la luz en ese medio. [27].

Como la radiación de Cherenkov se traduce en luz visible, puede ser medida con la ayuda de fotomultiplicadores. Esto proporciona información sobre las características de la partícula original, como su energía y dirección.

### 3.4. Experimentos en la superficie Terrestre de Detección de Rayos Gamma

Los tipos de detectores usados para la medición de la luz Cherenkov varían ampliamente:

- **Telescopios Atmosféricos Cherenkov de Imagen (IACT):** Esta formación consiste en múltiples telescopios de espejos que reflejan fotones desde los conos Cherenkov producidos por las EAS hacia unas cámaras para su registro. Analizando el número de fotones detectados

y el área de cobertura por los telescopios, se pueden obtener datos de propiedades importantes de los rayos gamma primarios.

Algunos de los observatorios de rayos gamma más relevantes basados en esta técnica incluyen:

- HESS (*High Energy Stereoscopic System*). Ubicado en Namibia, desde 2002.
  - VERITAS (*Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System*). Situado en Arizona, desde 2007.
  - MAGIC (*Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov Telescopes*). Ubicado en La Palma, Islas Canarias, España, desde 2004.
  - CTA (*Cherenkov Telescope Array Observatory*). Un proyecto con estaciones de observación previstas tanto en el hemisferio norte, como en el hemisferio sur (que se construirá en Chile), con el objetivo de proporcionar una cobertura completa del cielo.
- **Detectores Cherenkov de Agua (WCD):** Estos detectores hacen uso de fotosensores sumergidos en tanques de agua. Las partículas secundarias producidas en las EAS interactúan con los núcleos de agua generando una radiación Cherenkov similar a la detectada mediante IACTs. Luego, la luz emitida es medida a través de los fotosensores, seguida por la reconstrucción de la energía y dirección de la partícula incidente.

Algunos experimentos actuales aplicando los WCD abarcan:

- HAWC (*High-Altitude Water Cherenkov Observatory*). Ubicado en Sierra Negra, Mexico - a 4100 masl.

- LHAASO (*Large High Altitude Air Shower Observatory*) Ubicado en Sichuan, China - a 4410 masl.

En general, los IACT tienen preferencia para observaciones espectrales y morfológicas debido a su resolución angular y energética superior. Sin embargo, los WCD ofrecen varias ventajas: tienen un ciclo de trabajo alto, de casi el 100%, y un amplio campo de visión. A diferencia de los IACT, los WCD no están limitados a las observaciones nocturnas y se ven menos afectados por las condiciones meteorológicas. Dado que los WCD están cerrados, permiten realizar mediciones continuas en todas las condiciones. Estas características hacen que los WCD sean especialmente adecuados para investigar fuentes extendidas y detectar variabilidad, en particular fenómenos transitorios inesperados como los estallidos de rayos gamma.

---

## Capítulo 4

# The Southern Wide-field Gamma-ray Observatory (SWGGO)

Los observatorios basados en arreglos de detectores Cherenkov de agua en la superficie, tales como HAWC [28], ARGO-YBJ [29] y LHAASO [30] en el hemisferio norte, han revelado ser de gran potencial científico para el estudio del cosmos, como es la localización de fuentes galácticas y extragalácticas. Sin embargo, no existen aún instrumentos de este tipo en el hemisferio sur, en donde un gran potencial permanece sin explotar para cartografiar emisiones galácticas a gran escala, así como para proporcionar acceso a todo el cielo para fenómenos transitorios y variables [31].

Basado en estas premisas, el objetivo principal del Observatorio de Rayos Gamma Cósmicos SWGGO (*Southern Wide-field Gamma-ray Observatory*, en español, Observatorio de Rayos Gamma de Campo Amplio del Sur) se puede resumir en cuatro puntos fundamentales:

1. Desvelar la naturaleza de los aceleradores de partículas galácticos y extragalácticos.

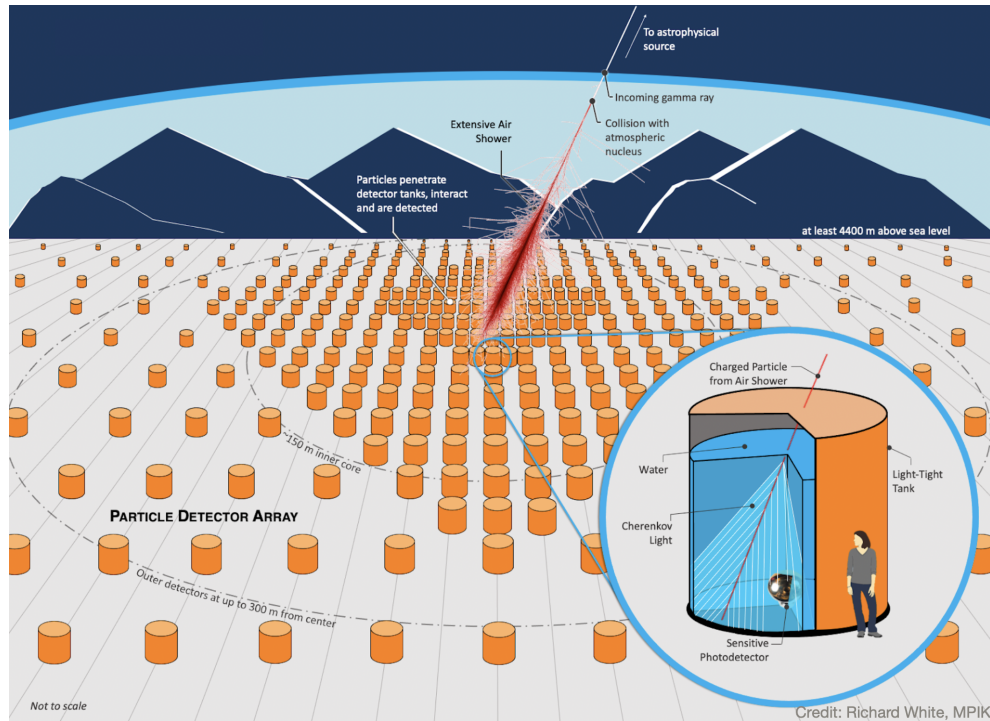


2. Monitorear fenómenos transientes de alta energía.
3. Explorar la física de partículas más allá del Modelo Estándar.
4. Caracterizar el flujo de rayos cósmicos de acuerdo a su espectro y composición, como también su anisotropía.

#### **4.1. Proyecto Conceptual de SWGGO**

La colaboración de SWGGO fue creada en 2019 como una convergencia de múltiples conceptos y esfuerzos, incluyendo LATTES (*Latin American Giant Telescope for Gamma-ray Astronomy and Earth Sciences*), y la Alianza SGSO (*Southern Gamma-ray Survey Observatory*). El concepto principal para el observatorio fue definido como:

- Un observatorio de rayos gamma basado en la detección de partículas a nivel terrestre, con un ciclo de trabajo cercano al 100% y un campo de visión del orden de un estereorradián.
- De distintos sitios candidatos, se seleccionó el Parque Astronómico de Atacama, a una altitud de 4770m sobre el nivel del mar, con coordenadas 22°S, 67°W.
- Que cubra energías desde 100 GeV hasta PeV.
- Inspirado en HAWC, será basado principalmente en unidades de WCDs.
- Modular y escalable, con la posibilidad de extensiones y/o mejoras.
- Poseerá una gran densidad de detectores alrededor del núcleo de la distribución, rodeado por dos anillos concentricos de menor densidad, cubriendo un área mayor a la de HAWC.



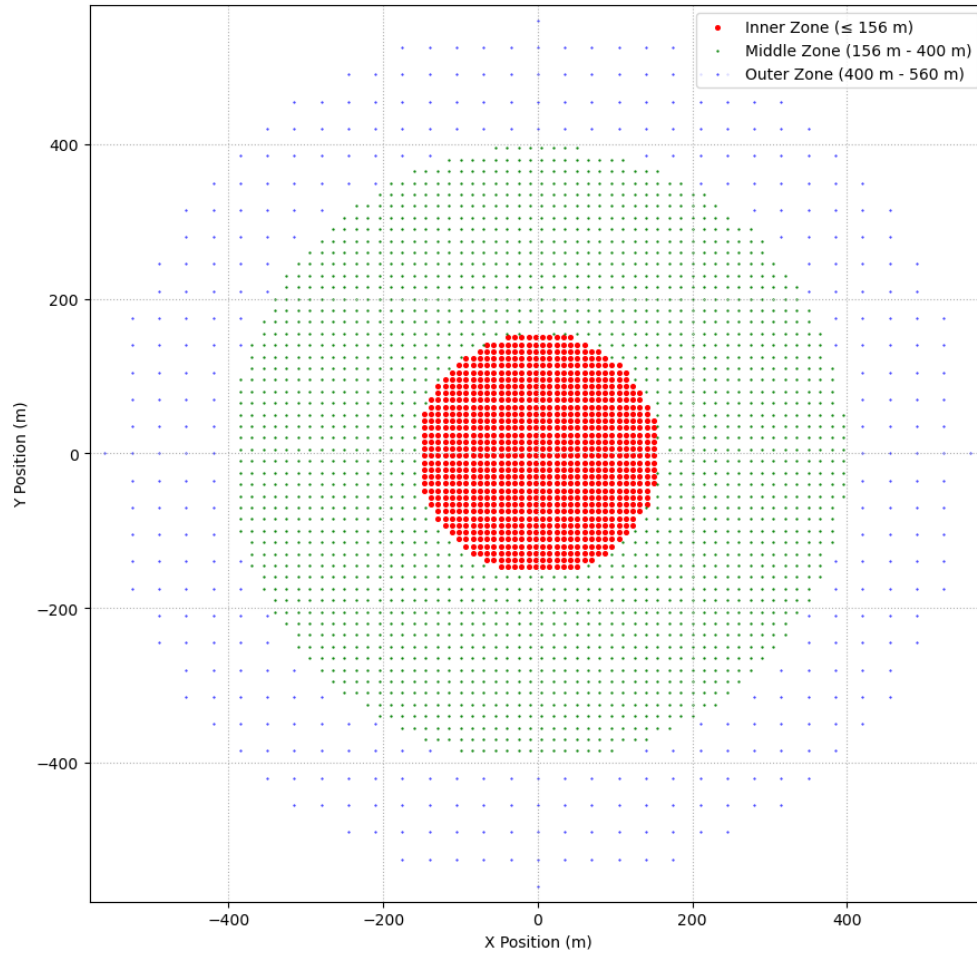
**Figura 4.1.** Esquema de la distribución de detectores para SWGO. La imagen inferior izquierda muestra el interior de un WCD [32].

El crecimiento de SWGO incluye sobre 100 institutos en 17 países de cuatro continentes, y está a punto de completar su fase de I+D.

## 4.2. Síntesis Técnica

La configuración para los detectores consiste en un set de 3763 WCDs. Dentro de los diseños más considerados para cada unidad, está el referido por la colaboración como "*Design D*", el cual consiste en tanques de agua cilíndricos de diámetro de 5.2 m y una altura de 4.1 m, distribuidos en una configuración de 3 zonas. La zona central consiste en tanques muy juntos, con una separación mínima para permitir la construcción y el mantenimiento. El factor de llenado de la zona central es del 70%. Esta región de alta

densidad proporciona la sensibilidad del instrumento desde cientos de GeV hasta decenas de TeV, y es fundamental para la sensibilidad de los transitorios y la detección de emisores de rayos gamma distantes. Alrededor de la zona central hay dos zonas exteriores con un factor de llenado que disminuye gradualmente: 4 % para la zona intermedia y 1.7 % para la zona exterior. Estas zonas exteriores amplían el área total instrumentada a alrededor de 1 km<sup>2</sup> y proporcionan una capacidad de detección hasta el rango de los PeV.



**Figura 4.2.** Representación esquemática del layout 8. Los puntos rojos representan la zona interna, mientras que la zona verde y las regiones azules corresponden a los anillos con menor densidad de detectores. Basado en la descripción presentada en [33].

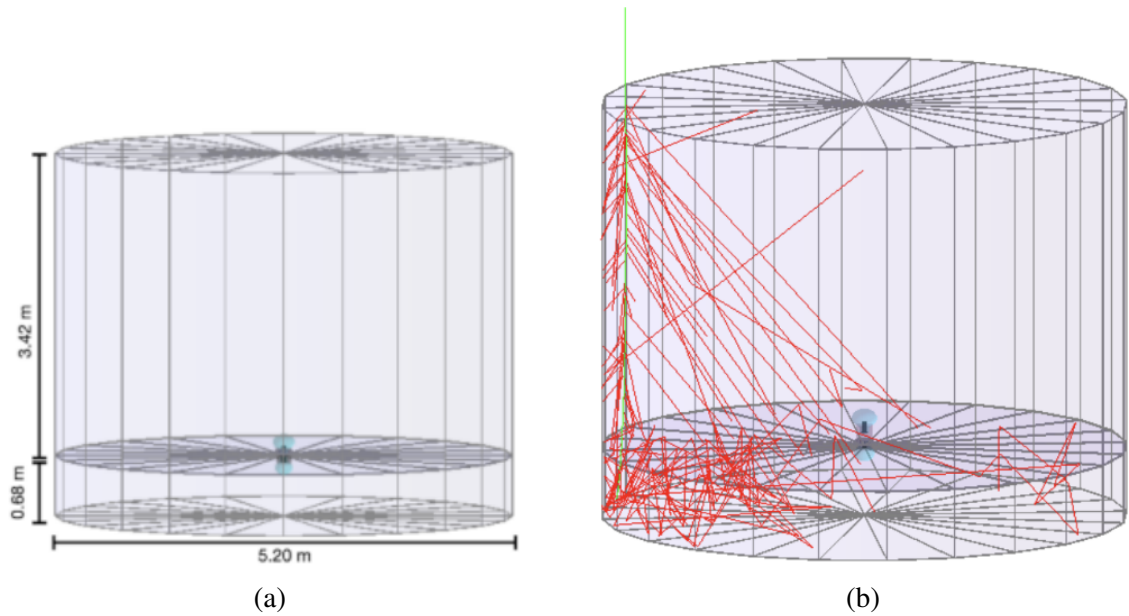


Figura 4.3: Derecha: Ilustración de un detector "D". Izquierda: Simulación de un muón (vertical) produciendo fotones Cherenkov (rojo) en el volumen de agua de doble capa de 5.2 x 4.0 m de un WCD de SWGO, mostrando reflejos en la cámara inferior. Los dos fotomultiplicadores se muestran en azul claro [33].

Esta distribución de detectores corresponde al diseño referido por la colaboración como "*Layout 8*" (figura 4.2). La combinación de ambos diseños resulta en la configuración **D8**.

Este tanque (figura 4.3b), tiene un diseño característico de doble capa: la capa superior sirve como detector de partículas electromagnéticas, mientras que la capa inferior actúa como un detector para muones penetrantes. Cada capa está equipada con un tubo fotomultiplicador (PMT), un detector de luz extremadamente sensible responsable de recolectar fotoelectrones generados por la radiación Cherenkov, convirtiéndolos en señales eléctricas amplificadas.

### 4.3. Reconstrucción de Eventos

Para evaluar las capacidades del detector mediante simulaciones, primero es necesario reconstruir las propiedades de la partícula primaria que colisionó en la atmósfera, basándose en las características de las partículas secundarias detectadas por los PMT en la superficie primaria. Estas propiedades incluyen el tipo de partícula primaria, su energía y su dirección de desplazamiento. Por ejemplo, las propiedades de un evento reconstruido podrían expresarse de la siguiente forma: "Tipo: Rayo Gamma; Rango de Energía:  $1e2 - 1e6$  GeV; Ángulo cenital:  $0^\circ - 65^\circ$ ; Momento:  $p_x, p_y, p_z$ .

#### 4.3.1. Reconstrucción de Energía

Para la reconstrucción de la energía de la partícula primaria, se aplica un método que compara la función de distribución lateral de un evento con plantillas generadas previamente mediante simulaciones de Monte Carlo. Estas plantillas, que pueden definirse como histogramas tridimensionales que visualizan la probabilidad  $\log(P)$  de que se active un determinado número de fotoelectrones  $\log(n_{PE})$  a una distancia  $r$  del núcleo de la lluvia en respuesta a un EAS que se encuentra dentro de un conjunto de energía, ángulo cenital  $\theta$  y la profundidad máxima de la lluvia  $X_{max}$ .

Sin embargo, cabe señalar que la señal observada no tiene por qué ser necesariamente una detección de fotoelectrones. Para distintas técnicas de detección de partículas, la naturaleza de la señal observada puede variar. La función que se debe minimizar en el procedimiento de ajuste se define como el logaritmo negativo de la verosimilitud

$$\log L = -2 \sum_i \log(F(S_i, r_i, X_{max}, E | \theta, \phi)), \quad (4.1)$$

donde la función  $F$  arroja la probabilidad para que unidad de detector observe una señal ( $S_i$ ) situada a una distancia de impacto  $r_i$  para una lluvia de rayos  $\gamma$  de energía  $E$ , profundidad máxima  $X_{max}$ , ángulo cenital  $\theta$  y ángulo azimutal  $\phi$ . En nuestro caso, al aplicar técnicas para detectores Cherenkov de agua, el término  $S_i$  se sustituye por  $\log(n_{PE})_i$ . Por otro lado, la distancia  $r_i$  está definida como la distancia perpendicular al eje de la lluvia [34].

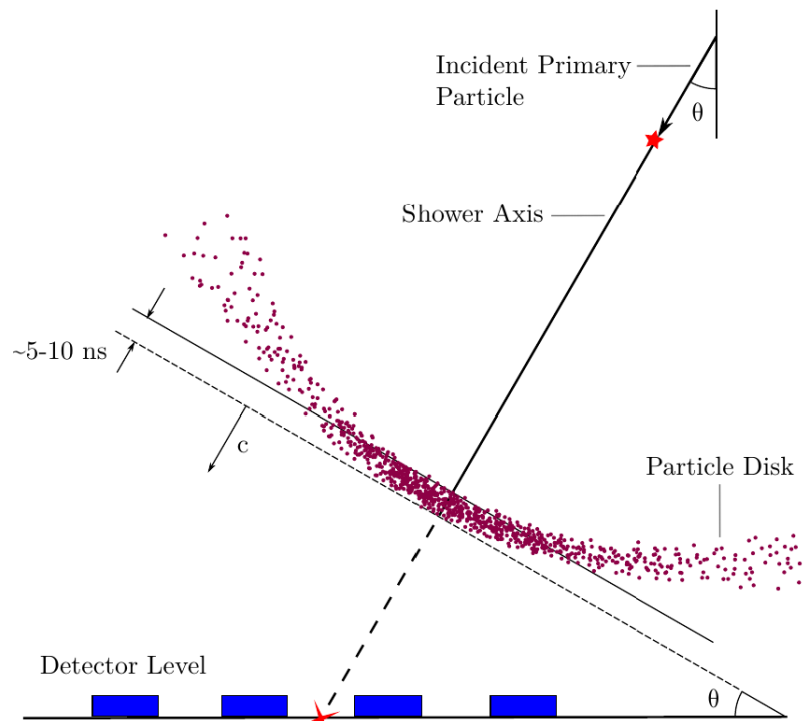
$$r_i = \sqrt{(x_i - x_c)^2 + (y_i - y_c)^2 - \sin^2 \theta [(x_i - x_c) \cos \phi + (y_i - y_c) \sin \phi]^2}, \quad (4.2)$$

donde el primer término muestra la distancia al cuadrado entre el detector  $(x_i, y_i)$  y el centro de la lluvia  $(x_c, y_c)$  en el plano, y el segundo término corrige la inclinación del eje de la lluvia y su orientación acimutal.

### 4.3.2. Reconstrucción de Dirección

Basado en el método usado actualmente en HAWC [6], la reconstrucción de la dirección de la partícula primaria incluye ajustar un plano en el frente de ondas de la lluvia, sin embargo, como la naturaleza de las interacciones en la lluvia atmosférica causa que el frente de ondas se desvíe del plano y se curve al aumentar la distancia desde el núcleo de esta, es necesario modificar este plano con respecto a la desviación del frente de ondas (figura 4.4). El proceso de reconstrucción comienza con una estimación preliminar de la posición del núcleo de la lluvia, basada en el centro de masa de la distribución de

carga en el conjunto de detectores. Luego, el frente de la lluvia se puede representar con un plano viajando a la velocidad de la luz con un espesor alrededor de los 5 ns, el cual va a ir aumentando 0.15 ns por cada metro de distancia desde el núcleo de la lluvia. Por lo tanto, el frente de la lluvia es curvo y para ajustarlo a un plano, hay que tener en cuenta los retrasos temporales de los impactos en la cola de lluvia. Por último, haciendo uso de estas aproximaciones y la corrección temporal, se puede lograr una medición mucho más precisa mediante el método de máxima probabilidad, revelando así la información final sobre la dirección de la partícula incidente ( $\theta, \phi$ ).



**Figura 4.4.** Diagrama de un frente de partículas de una lluvia atmosférica extensa, donde hay una mayor densidad cercano al eje de la lluvia definido por la partícula primaria. El disco se mueve hacia adelante a una velocidad cercana a de la luz, y posee una anchura y curvatura características. Cercano al núcleo el frente de partículas es compacto y al ir alejándose, se difumina y adelgaza lateralmente. Fuente: [35].

Finalmente, los parámetros obtenidos de la minimización proveen un estimado de la energía de la partícula primaria causante de la EAS y la posición del núcleo descrita por las coordenadas  $(x_c, y_c)$  en el plano del conjunto de detectores.

Una de las principales ventajas de este método es que se puede aplicar a distribuciones con distintos tipos de detectores. Esto se consigue sumando las funciones de probabilidad logarítmica de cada tipo de detector en la distribución para obtener la función total que hay que minimizar. Este enfoque es especialmente importante para SWGO debido al diseño de doble capa (con diferentes geometrías) de los WCD, en el que cada celda debe modelarse como un detector independiente. Sin embargo, para optimizar completamente el diseño del SWGO y validar su rendimiento, es esencial realizar simulaciones detalladas de estas lluvias atmosféricas.



---

## Capítulo 5

### Simulación de lluvias

#### 5.1. Cadena de Reconstrucción

Para evaluar con precisión la eficiencia de un detector frente a diversas señales de rayos gamma, es esencial obtener las funciones de respuesta del instrumento (IRF), que definen la relación entre las propiedades reconstruidas y las verdaderas de los rayos gamma entrantes. Estas funciones son cruciales para determinar las capacidades de detección, la eficiencia de adquisición de datos y la precisión de reconstrucción de SWGO. En general, se utilizan para comparar las lluvias de rayos gamma esperadas (simuladas) con las observadas (detectadas) y, además, contrastarlas con el fondo de la lluvia hadrónica para estimar la sensibilidad de detección de rayos gamma de SWGO.

Tabla 5.1: Resumen de programas y librerías utilizadas en la cadena de simulación y análisis.

Programa / Librería	Descripción	Lenguaje
CORSIKA [7]	Simulador de lluvias de partículas	Fortran
HAWCSim [36]	Simulador de la respuesta del detector para lluvias de partículas secundarias	C++
swgo-reco [37]	<ul style="list-style-type: none"> <li>■ Simula la respuesta del PMT</li> <li>■ Reconstruye las propiedades de las partículas primarias</li> </ul>	C++
pyswgo-make-event-level [38]	<ul style="list-style-type: none"> <li>■ Reduce la salida de swgo-reco a parámetros a nivel de evento</li> <li>■ Agrega variables útiles para la generación de IRFs</li> </ul>	Python
pyswgo-classify-events [38]	<ul style="list-style-type: none"> <li>■ Agrega variables para separación gamma/hadrón</li> <li>■ Genera valores de corte para IRFs</li> </ul>	Python
pyswgo-make-irfs [38]	Genera los IRFs a partir de los eventos clasificados por pyswgo-classify-events	Python

En la tabla 5.1 se muestra un resumen de la metodología usada para obtener las curvas de las funciones de respuesta del instrumento, llamada “Cadena de Reconstrucción”, que abarca desde la simulación de lluvias atmosféricas, el modelado de las respuestas de los detectores a estas lluvias, la reconstrucción de las propiedades de cada partícula primaria y su posterior clasificación y selección para su uso en las IRF. En este trabajo nos centraremos solo en la simulación de las lluvias mediante el programa CORSIKA y la reconstrucción de las propiedades de las partículas primarias, sin tomar en cuenta la respuesta de los detectores.

## 5.2. CORSIKA: un código Monte Carlo para simular Lluvias de Partículas Atmosféricas

CORSIKA (*COsmic Ray Simulations for KASCADE*, en español, Simulaciones de Rayos Cósmicos para KASCADE) es un programa basado en métodos Monte Carlo usado para estudiar la evolución y propiedades de lluvias de partículas atmosféricas [7]. Fue originalmente construido para el experimento KASCADE [39] en Karlsruhe, Alemania, para medir la composición elemental de la radiación cósmica primaria en un rango de energía desde  $3 \times 10^{14}$  a  $1 \times 10^{17}$  eV, o  $3 \times 10^5$  a  $1 \times 10^8$  GeV. La primera versión de CORSIKA fue lanzada el 26 de octubre de 1989, y ha sido continuamente expandida y mejorada.

Este programa simula las interacciones y decaimientos de núcleos, hadrones, muones, electrones y protones en la atmósfera, manejando energías hasta aproximadamente  $10^{20}$  eV ( $10^{11}$  GeV). Proporciona información detallada del tipo, energía, ubicación, dirección y tiempos de llegada de todas las

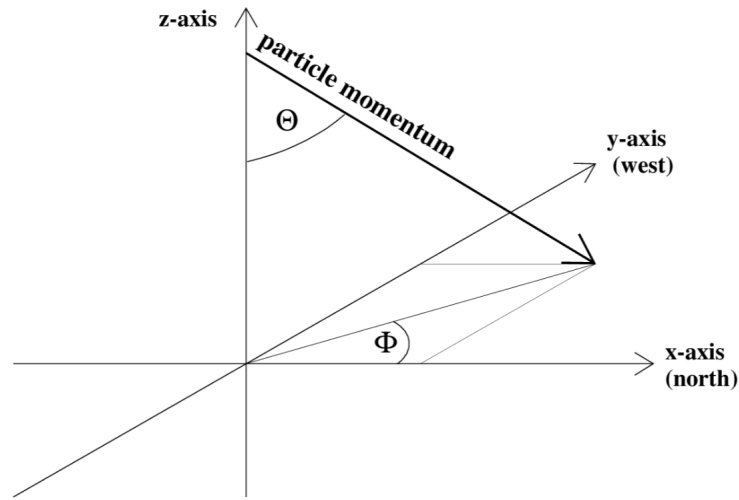
partículas secundarias producidas en la lluvia de partículas.

CORSIKA consiste de cuatro componentes principales. El primero maneja la entrada y salida de datos, realiza la desintegración de partículas inestables y rastrea las partículas teniendo en cuenta la pérdida de energía debida a la ionización, la desviación por dispersión y el campo magnético terrestre. El segundo componente se ocupa de las interacciones hadrónicas de alta energía de los núcleos y los hadrones con núcleos de aire. El tercero simula las interacciones hadrónicas a energías más bajas, y el cuarto describe el transporte y la interacción de electrones, positrones y fotones.

Este software permite configurar distintos modelos de interacción hadrónica, tanto para el régimen de alta energía (QGSJET, EPOS, SIBYLL y DPMJET) como para el de baja energía (FLUKA, UrQMD, GHEISHA y Geant4), cada uno con distintos enfoques sobre la física nuclear y de partículas. Las lluvias atmosféricas simuladas en este trabajo se realizaron utilizando la versión 7.8010 del paquete CORSIKA. El software se configuró para utilizar el modelo QGSJET III [40] para interacciones hadrónicas de alta energía y el modelo URQMD [41] para las interacciones de baja energía, de acuerdo con los parámetros establecidos por la colaboración. Se seleccionó una distribución en un plano para los detectores, lo que permitió al sistema de coordenadas posicionar la partícula incidente, tal y como se muestra en la figura 5.1.

### 5.2.1. CORSIKA-PANAMA

PANAMA (*Python Analysis Application for Making Air-Shower New Analyses*, en español, aplicación de análisis de Python para realizar nuevos análisis de lluvias atmosféricas) [42] es un conjunto de herramientas basado



**Figura 5.1.** Sistema de coordenadas usado por CORSIKA definido con el eje x apuntando al norte magnetico, el eje y apuntando al oeste, y el eje z hacía arriba. El origen del sistema se encuentra a nivel del mar [7].

en Python diseñado para procesar, analizar y visualizar los datos de salida de CORSIKA. Este paquete ofrece funciones integradas para calcular observables fundamentales de las lluvias atmosféricas, como el perfil de desarrollo longitudinal ( $X_{max}$ ), las distribuciones laterales de densidad de partículas y los patrones de deposición de energía. Estos parámetros son esenciales para calibrar detectores, como telescopios Cherenkov, y para validar modelos teóricos. Este paquete permite un posprocesamiento, un análisis estadístico y visualización eficientes de las lluvias atmosféricas simuladas como una alternativa flexible a las herramientas nativas de CORSIKA.

### 5.2.2. Cartas de Entrada

Las simulaciones de CORISKA se controlan mediante «cartas de entrada» (archivos de texto con parámetros de configuración para la simulación),

que definen la física, la geometría y la configuración de salida para que, posteriormente, PANAMA procese la salida resultante de la simulación.

Un archivo de entrada típico incluye los parámetros descritos en la tabla 5.2:

Tabla 5.2: Parámetros de la Tarjeta de Entrada de CORSIKA

Parámetro	Descripción
RUNNR	Número de ejecución
EVTNR	Número del primer evento de lluvia
NSHOW	Número de lluvias a generar
PRMPAR	Tipo de partícula primaria (1:gamma, 14:protón)
ESLOPE	Pendiente del espectro de energía primaria
ERANGE	Rango de energía de la partícula primaria (GeV)
THETAP	Rango del ángulo cenital (grados)
PHIP	Rango del ángulo azimutal (grados)
SEED1	Semilla para la 1ra secuencia de números aleatorios
SEED2	Semilla para la 2da secuencia de números aleatorios
OBSLEV	Nivel de observación (en cm)
ATMOD	Modelo atmosférico
FIXCHI	Altitud inicial (g/cm <sup>2</sup> )
MAGNET	Componentes del campo magnético (22.94615, 67.6775W a 4770m en Pampa La Bola)
HADFLG	Banderas para interacciones hadrónicas y fragmentación
ECTMAP	Cortes de energía para partículas
MUMULT	Información adicional para muones
MSCAT	Ángulo de dispersión múltiple de muones
ELMFLG	Banderas de interacción EM (NK6, EG5)
STEPFC	Factor de longitud de paso para dispersión múltiple
RADNKG	Radio exterior para distribución de densidad lateral NK6
LONGI	Configuración de distribución longitudinal (tamaño de paso, ajuste, salida)
MAXPRT	Número máximo de eventos impresos
DIRECT	Directorio de salida
USER	Información del usuario
DEBUG	Bandera de depuración y unidad lógica para salida
EXIT	Termina la entrada

La tabla resume los parámetros fundamentales del archivo de configuración de CORSIKA. Los valores mostrados corresponden a la configuración estándar para simulaciones de rayos cósmicos en el observatorio de Pampa La Bola. Para aplicaciones específicas, algunos parámetros como PRMPAR, ERANGE y THETAP deben adaptarse según el tipo de partícula primaria, rango de energías y geometría de detección requeridos. El archivo de entrada debe terminar siempre con el comando EXIT para que CORSIKA procese correctamente la configuración.

---

## Capítulo 6

# Metodología y Discusión de Resultados

Este estudio se enfoca en analizar los datos obtenidos de la detección de muones generados por lluvias atmosféricas de alta energía. El objetivo es caracterizar la información de las partículas detectadas de modo que, encontrando una correlación, se pueda estimar la naturaleza de estas lluvias en un rango de energía. Los resultados presentados aquí son preliminares, ya que se espera que, con más simulaciones, se puedan reconstruir más eventos y mejorar los datos. Sin embargo, el principal desafío es el alto costo computacional requerido para generar y procesar información a energías más elevadas, lo que dificulta obtener una muestra estadística más amplia y confiable.

### 6.1. Configuración y Ejecución de las Simulaciones

El proceso de simulación de lluvias atmosféricas se realiza utilizando el software CORSIKA, acoplado a la herramienta de análisis PANAMA para la automatización y procesamiento eficiente de los datos. Este esquema permite



la generación masiva de simulaciones y la distribución lateral de partículas.

Como primer paso, se debe configurar la carta de entrada que proporcionará los detalles necesarios para la generación de la simulación correspondiente a nuestro caso físico (rayos gamma), su geometría y el lugar de detección de esta. Un ejemplo de una configuración usada se puede apreciar en la figura 6.1.

```

1 RUNNR {run_idx} # run number
2 EVTNR {first_event_idx} # number of first shower event
3 NSHOW {n_show} # number of showers to generate
4 PRMPAR {primary} # particle type of prim. particle 1:gamma 14:proton
5 ESLOPE -2.0 # slope of primary energy spectrum
6 ERANGE 3E1 3E6 # energy range of primary particle
7 THETAP 0. 65. # range of zenith angle (degree)
8 PHIP 0. 360. # range of azimuth angle (degree)
9 SEED {seed_1} 0 0 # seed for 1. random number sequence
10 SEED {seed_2} 0 0 # seed for 2. random number sequence
11 OBSLEV 4770.E2 # observation level (in cm)
12 ATMOS 22 # Atmospheric model
13 FIXCHI 0. # starting altitude (g/cm**2)
14 MAGNET 20.5321 -8.7575 # magnetic field 22.9461S, 67.6775W at 4770 meters (Pampa La Bola)
15 HADFLG 0 0 0 0 0 2 # flags hadr.interact.&fragmentation
16 ECUTS 4.326E-1 4.872E-2 2.356E-4 2.356E-4 # energy cuts for particles (pk. with M7)
17 MUADDI F # additional info for muons
18 MMULT T # muon multiple scattering angle
19 ELMFLG F T # em. interaction flags (NKG,EGS)
20 STEPFC 1.0 # mult. scattering step length fact.
21 RADNKG 200.E2 # outer radius for NKG lat.dens.distr.
22 LONGI T 10. T F # longit.distr. & step size & fit & out
23 MAXPRT 0 # max. number of printed events
24 DIRECT {dir} # output directory
25 USER SWGO-UCN # user
26 DEBUG F 6 F 1000000 # debug flag and log.unit for out
27 EXIT # terminates input

```

**Figura 6.1.** Tarjeta de entrada para la configuración de una simulación con rangos continuos de lluvias atmosféricas para CORSIKA vía PANAMA.

Para nuestro caso, la simulación se configuró considerando:

- **Sitio de observación:** Pampa La Bola (altitud 4,770 m, coordenadas 22.95°S, 67.68°W), ubicación del futuro observatorio SWGO.
- **Condiciones geomagnéticas:** Componentes del campo  $B_x = 20.5 \mu T$ ,  $B_y = -8.7 \mu T$ .

Y se implementaron dos esquemas complementarios:

1. Simulaciones discretas:

- Partículas primarias: Rayos Gamma (ID: 1).
- Energías probadas:
  - Bajo rango: 100, 300, 500 GeV.
  - Rango medio: 1, 3, 4, 10, 30, 50, 100, 300, 500 TeV
  - Alto rango: 1, 3 PeV.
- Ángulos de incidencia ( $\theta$ ):  $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $65^\circ$ .
- Cantidad de eventos dependiente de la energía del primario elegido.

2. Simulaciones continuas:

- Partículas primarias: Rayos Gamma (ID: 1).
- Rango energético: 30 GeV - 6 Pev (distribución espectral  $\propto E^{-2}$ ).
- Ángulos de incidencia ( $\theta$ ):  $0^\circ$  -  $65^\circ$  (distribución uniforme en  $\cos \theta$ ).
- 50.000 eventos por energía.

Este enfoque nos permite comparar resultados bajo condiciones controladas (valores fijos) y en un espectro más amplio (rangos continuos), obteniendo una estadística suficiente para un análisis espectral, estudiar sistemáticamente la dependencia angular y comparar directamente las firmas de fotones y protones.

El comando de ejecución utilizado se muestra en el Código 6.1, donde se especifican los parámetros de entrada para CORSIKA-PANAMA.

```
1 panama run \  
2 --corsika /home/luisjunoy/corsika3/run/corsika78010Linux_QGSIII_urqmd \  
3 -p {1:100000} \ % Primary: 1=gamma, 100k showers  
4 -fr 1 \ % Spectral Slope (E^-1)  
5 -jl /home/luisjunoy/corsika-78010/run/all-inputs-panama \% Configuration  
6 -o ~/outputs/theta65_phio/100Gev/ % Output Directory
```

Listing 6.1: Comando de ejecución de CORSIKA-PANAMA

En donde sus componentes clave son:

1. -corsika: Ruta completa al ejecutable de CORSIKA (versión compilada con QGSIII y UrQMD).
2. -p {PRMPAR:NEVENTS}: Configuración de:
  - PRMPAR: ID de partícula primaria (1=gamma, 14=protón, 5626=hierro).
  - NEVENTS: Número de lluvias a simular.
3. -fr: Pendiente del espectro energético ( $dN/dE \propto E^{-\gamma}$ ).
4. -jl: Ruta a archivo de entrada con configuración adicional .
5. -o: Directorio donde se guardarán los DATxxxx, los archivos de salida resultantes de la simulación.

PANAMA valida todos los parámetros y rutas y asigna búferes de memoria para la simulación, para que luego CORSIKA comience a simular cada interacción de la partícula primaria, como se muestra en la figura 6.2:

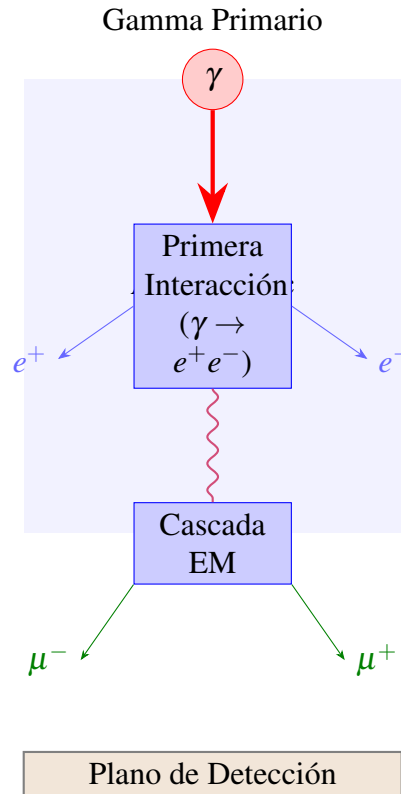


Figura 6.2: Desarrollo de una lluvia electromagnética iniciada por un rayo gamma. La partícula primaria interactúa con los núcleos atmosféricos, produciendo cascadas de partículas que alcanzan el nivel del suelo. La línea ondulada representa el desarrollo de la cascada electromagnética, mientras que las líneas rectas muestran las trayectorias individuales de las partículas.

El resultado es un archivo DAT binario el cual debe ser procesado para su análisis mediante Python.

## 6.2. Conversión a JSON

El convertidor JSON (*JavaScript Object Notation*) procesa los archivos de salida binarios de CORSIKA (DATxxxx) en formato JSON estructurado, lo que permite un análisis eficiente de las simulaciones de lluvias de partículas. Extrae datos a nivel de partículas (posición, momento, energía)

y los fusiona con metadatos de eventos, centrándose específicamente en los muones mediante el filtrado del código del Particle Data Group  $\pm 13$  [17].

El script calcula cantidades derivadas como el momento total y la energía cinética, y luego organiza los datos en una estructura JSON jerárquica en la que cada entrada contiene tanto la información de las partículas como los parámetros de evento correspondientes. Esta conversión facilita la compatibilidad con las herramientas de análisis modernas y reduce significativamente el tamaño de los archivos en comparación con los archivos de salida sin procesar de CORSIKA, al eliminar los tipos de partículas no utilizados. El archivo resultante conserva toda la información física crítica, incluida la geometría de la lluvia, la cinemática de las partículas y las condiciones de simulación, en un formato estandarizado que se puede consultar y visualizar fácilmente.

Teniendo todos los archivos de salida procesados y convertidos, se procede al análisis de estos.

### **6.3. Análisis de Datos en Python**

El proceso comienza con un análisis exploratorio de simulaciones individuales, en el que se examinan las correlaciones entre las predicciones teóricas y los datos generados por la simulación. Una de las herramientas fundamentales empleadas en esta fase es el histograma, una representación gráfica que permite visualizar la distribución de un conjunto de datos numéricos. Esta fase inicial tiene como objetivo validar la coherencia de los resultados con el marco teórico establecido. A continuación, se lleva a cabo un análisis más sistemático basado en modelos energéticos propuestos, a

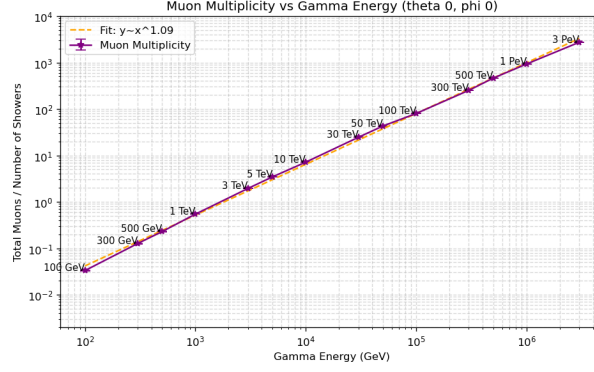
partir de los cuales se deriva una función de ajuste. Esta función está diseñada para caracterizar observables clave, como la energía cinética de los muones detectados, y para describir la física subyacente de las lluvias atmosféricas. Al extender este enfoque a regímenes de energía discretos y continuos, el modelo permite generalizar el comportamiento de las lluvias de aire a lo largo de todo el rango energético analizado, lo que posibilita estimaciones fiables dentro del intervalo considerado.

### **6.3.1. Análisis Exploratorio**

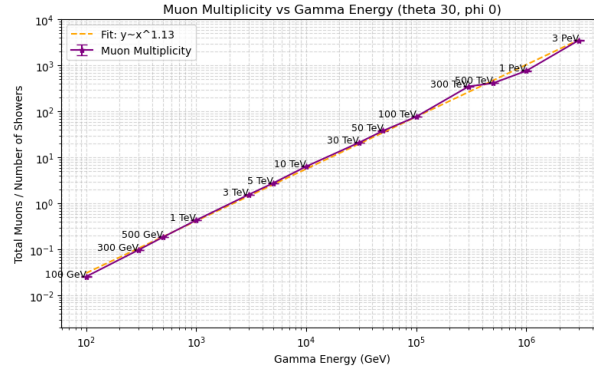
#### **Multiplicidad de Muones**

Inicialmente se analiza la multiplicidad de muones para cuantificar cómo varía el número de muones producidos según la energía del rayo gamma primario. Esta relación, permite caracterizar la eficiencia de producción de muones en lluvias inducidas por rayos gamma e investigar la física subyacente al fenómeno.

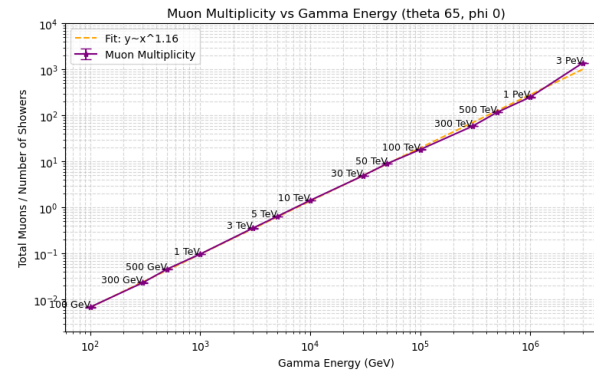
La figura 6.3 muestra el número medio de muones producidos por cada lluvia en función de la energía gamma primaria, abarcando todas las energías simuladas desde 100 GeV hasta 3 PeV. En este amplio rango de energías, la tendencia es constante: a medida que aumenta la energía gamma, la multiplicidad de muones aumenta de forma gradual, siguiendo un patrón similar para todas las energías. Este comportamiento refleja la física subyacente del desarrollo de las lluvias atmosféricas, en las que los rayos gamma de mayor energía generan más partículas secundarias, lo que da lugar a un mayor número de muones por evento.



(a) Ángulo cenital de  $0^\circ$



(b) Ángulo cenital de  $30^\circ$



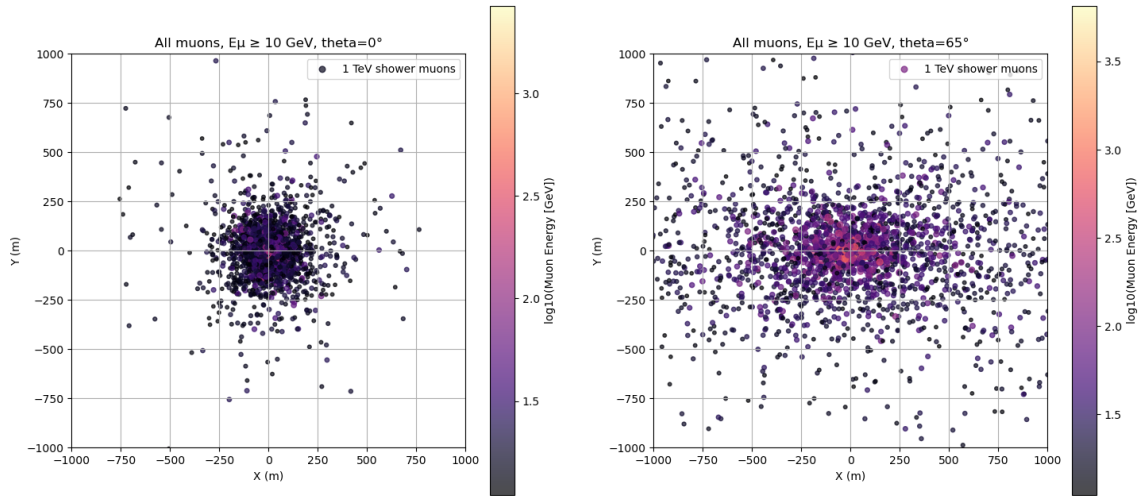
(c) Ángulo cenital de  $65^\circ$

Figura 6.3: Multiplicidad media de muones por lluvia en función de la energía de los rayos gamma primarios, para distintos ángulos de incidencia. Las barras de error representan las incertidumbres estadísticas.

Los ajustes realizados para distintos ángulos cenitales muestran que esta relación se conserva en distintas geometrías, aunque con variaciones en la eficiencia. Para ángulos más pequeños, cercanos a la vertical, la multiplicidad tiende a ser ligeramente mayor, mientras que para ángulos más grandes disminuye, debido al mayor recorrido atmosférico que atenúa la producción de muones. Esta dependencia energética y angular queda bien caracterizada por los ajustes, resaltando la sensibilidad del fenómeno a la dirección de incidencia.

### Distribución Espacial

El análisis de la distribución espacial de los muones al nivel del suelo permite caracterizar la extensión lateral de la lluvia y su dependencia con el ángulo cenital.



(a) Distribución espacial para  $\theta = 0$

(b) Distribución espacial para  $\theta = 65$

Figura 6.4: Distribución espacial de muones al nivel del suelo para lluvias inducidas por rayos gamma de 1 TeV, considerando un umbral de energía  $E_\mu \geq 10$  GeV. La escala de color representa  $\log_{10}(E_\mu)$  en GeV.



En el caso de lluvias verticales (figura 6.4a), los muones se concentran fuertemente alrededor del eje de la lluvia, formando un núcleo compacto y aproximadamente simétrico. La densidad decrece rápidamente con la distancia radial, lo que indica una propagación más directa y con menor dispersión lateral.

Por otro lado, para lluvias inclinadas (figura 6.4b) la distribución adquiere una forma elíptica, elongada en la dirección de proyección del eje de la lluvia. Esta anisotropía es consecuencia tanto del mayor recorrido atmosférico como de la geometría de llegada, que favorecen una mayor dispersión lateral y un área de impacto más extensa.

La escala de colores, que representa  $\log_{10}(E_\mu)$ , muestra que los muones más energéticos se concentran principalmente en la región central, mientras que los de menor energía se distribuyen a distancias mayores del eje. Este comportamiento es coherente con las pérdidas de energía y la absorción diferencial durante la propagación en la atmósfera, y complementa las observaciones obtenidas en el análisis de la multiplicidad de muones.

### **Cenit vs Energía Cinética**

Trazar el cenit vs  $\log_{10}(T_\mu)$  tiene como objetivo analizar la correlación entre la dirección del muón y la energía en las lluvias atmosféricas inducidas por rayos gamma. Esta representación gráfica (figura 6.5) permite comprender la dispersión angular y el espectro de energía de los muones, lo que resulta fundamental para el diseño de detectores, la reconstrucción de eventos y la diferenciación entre las lluvias inducidas por rayos gamma y el fondo.

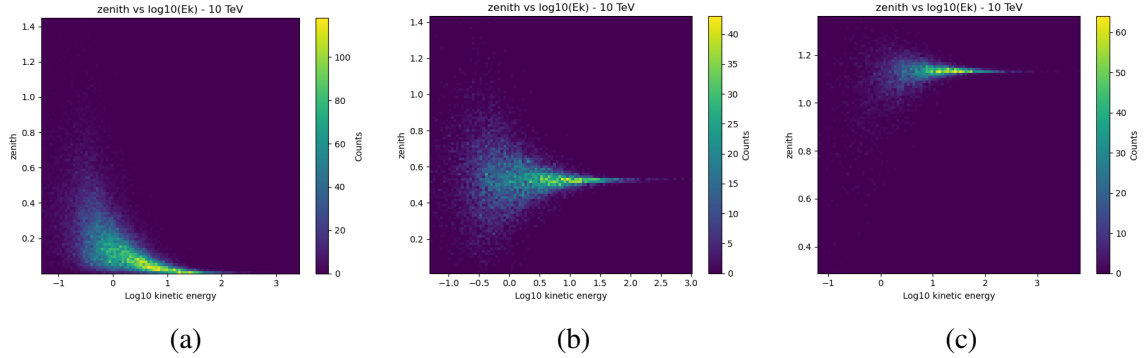


Figura 6.5: Histogramas bidimensionales que muestran la distribución del ángulo cenital frente al logaritmo de la energía cinética del muón para ángulos de  $0^\circ$  (a),  $30^\circ$  (b) y  $65^\circ$  (c) de incidencia de rayos gamma. La escala de colores representa el número de muones por bin. Como se puede observar, todas las energías muestran un patrón similar, con la mayoría de los muones concentrados en ángulos cenitales más bajos y un amplio rango de energías cinéticas.

En todos los ángulos, los histogramas bidimensionales muestran de manera consistente que la mayoría de los muones se concentran en ángulos cenitales más bajos, lo que indica una preferencia por trayectorias más próximas al eje de la lluvia. La energía cinética de estos muones abarca un amplio rango y, por lo general, las energías más altas corresponden a ángulos cenitales más pequeños. Este patrón se observa de manera uniforme para cada ángulo y energía, lo que confirma el comportamiento esperado de la producción de muones en lluvias atmosféricas extensas.

### 6.3.2. Análisis Sistemático

Las simulaciones de las lluvias muestran fluctuaciones estadísticas entre eventos, incluso cuando se fija su energía primaria. El número, energía y la distribución espacial de los muones también varían drásticamente con la energía del fotón incidente, por lo que una descripción precisa requiere extraer parámetros que representen estas dependencias de manera continua y

predecible. Ajustar los espectros con modelos funcionales y evaluar la calidad del ajuste permite verificar que las simulaciones sean consistentes con el comportamiento físico esperado (por ejemplo, espectros con caída potencia y corte exponencial).

Este análisis tiene como objetivo caracterizar con precisión la componente muónica de las lluvias atmosféricas generadas por rayos gamma, tanto a energías discretas selectas como dentro de un espectro continuo, con el fin de comparar su naturaleza y encontrar correlaciones que nos permitan validar una función de ajuste propuesta, llamada función  $G$ , explicada más adelante en esta sección.

### **Espectro de Energía Cinética**

Se realiza una caracterización detallada del espectro de energía cinética de muones generados en simulaciones individuales de lluvias atmosféricas inducidas por rayos gamma. En lugar de utilizar histogramas simples, se define un espectro diferencial normalizado  $\frac{dN}{dT_\mu}$  para cada energía primaria, representado como función de la energía cinética del muón  $T_\mu$ . La figura 6.6 muestra dichos espectros en escala logarítmica para distintos valores de energía primaria, desde 100 GeV hasta 3 PeV, para distintos ángulos de incidencia discretos, y otro set de espectros (figura 6.7) con energía primaria desde 30 GeV hasta 6 PeV en un rango continuo de ángulos que va de  $0^\circ$  a  $65^\circ$ .

El espectro exhibe una forma decreciente suave con una cola extendida hacia altas energías. La normalización entre lluvias permite comparar la forma del espectro independientemente de la multiplicidad, y revela cómo el rango energético de los muones se amplía con la energía primaria. Se añadieron

barras de error para cada valor de energía para reflejar la desviación estándar entre lluvias simuladas, permitiendo evaluar la dispersión estadística y la estabilidad del espectro obtenido.

Para nuestro estudio, este enfoque es particularmente adecuado, ya que la estructura del espectro puede evaluarse mediante técnicas de ajuste por mínimos cuadrados, como el estadístico  $\chi^2$ , que permite determinar el grado de concordancia entre los resultados simulados y las predicciones analíticas.

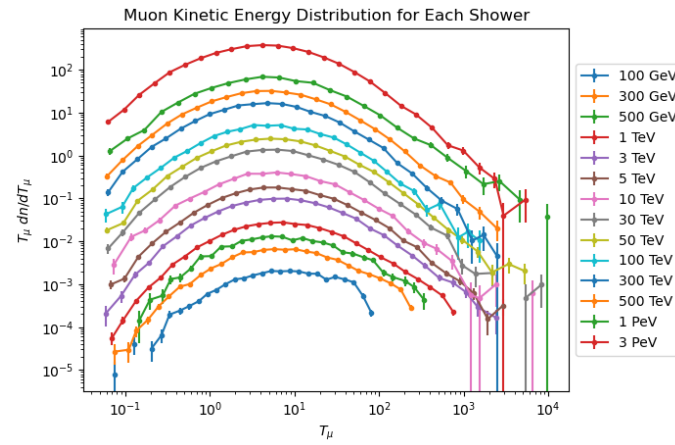
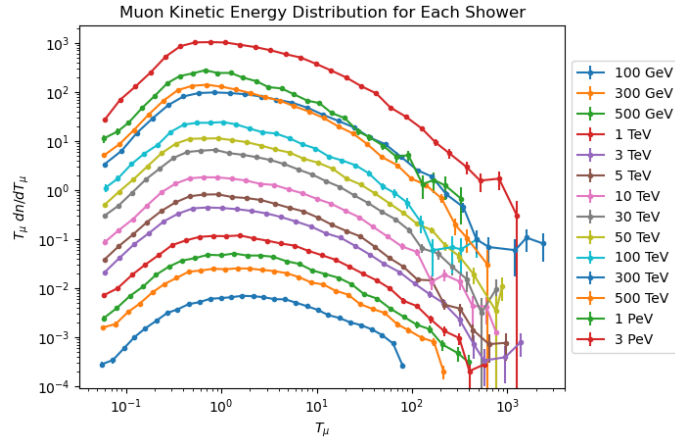
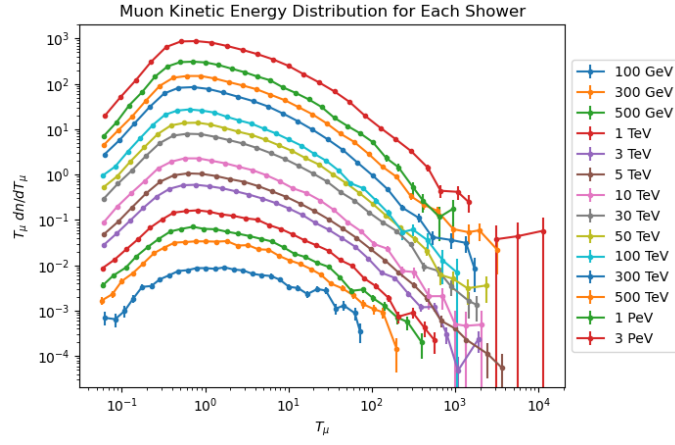
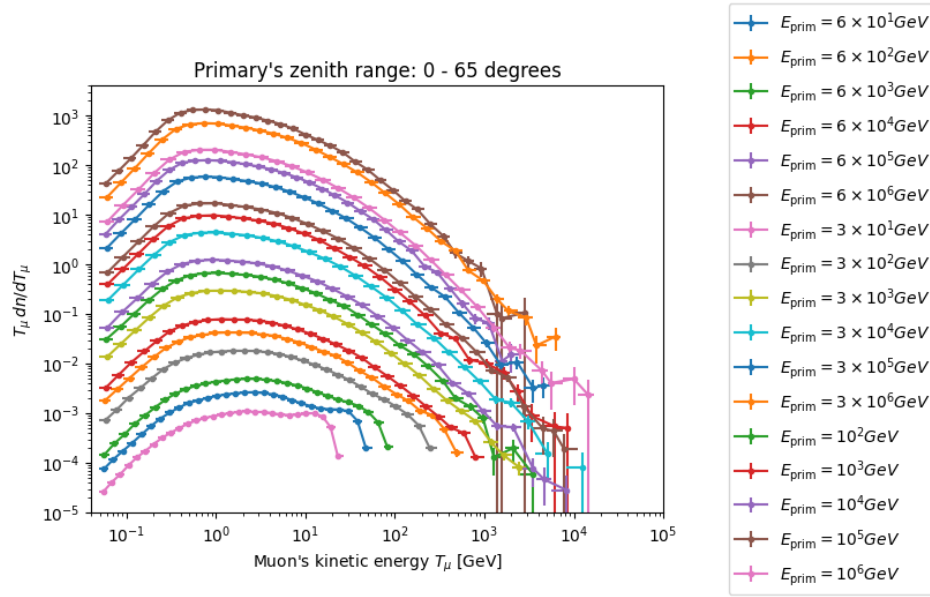


Figura 6.6: Espectros de energía cinética de muones desde 100 GeV hasta 3 PeV, para ángulos de incidencia de  $0^\circ$  (a),  $30^\circ$  (b) y  $65^\circ$  (c).



**Figura 6.7.** Espectros de energía cinética de muones desde 30 GeV hasta 6 PeV para un rango angular de  $0^\circ - 65^\circ$ .

### Estadística $\chi^2$

Una estadística  $\chi^2$  es una prueba que compara datos observados con los de un modelo y mide su ajuste. Se utiliza como criterio cuantitativo para evaluar la calidad del ajuste de modelos funcionales a los datos espectrales obtenidos por simulación.

Dado un conjunto de datos contenidos (*binned*, en inglés)  $(x_i, y_i)$  con errores  $\sigma_i$ , y un modelo teórico  $f(x_i; \vec{\theta})$  con parámetros  $\vec{\theta}$ , el estadístico  $\chi^2_{NDF}$  se define como:

$$\chi^2_{NDF} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^N \frac{(y_i - f(x_i; \vec{\theta}))^2}{\sigma_i^2}, \quad (6.1)$$

donde  $y_i$  es el valor observado (por ejemplo, el conteo normalizado en el bin  $i$ ), la función  $f$  representa los valores predichos por el modelo,  $\sigma_i$  es la desviación estándar asociada al bin (la barra de error),  $N$  es el número de puntos de datos y  $n$  señala el número de datos menos el número de parámetros  $P$ , es decir, los grados de libertad efectivos ( $N - P$ ).

Un valor de  $\chi^2$  reducido cercano a 1 indica un buen ajuste, mientras que valores mucho mayores o menores indican mala adecuación o un sobreajuste, respectivamente.

### Función de ajuste $G$

Para evaluar cuantitativamente la forma funcional del espectro de energía cinética de los muones, se realiza un ajuste paramétrico sobre los espectros normalizados. El modelo de ajuste empleado en este análisis es:

$$G(T_\mu) = 10^{\ell N_0} \cdot \left( \frac{1}{T_\mu + 10^{\ell \alpha}} \right)^\beta \cdot \left( \frac{T_\mu}{T_\mu + 10^{\ell \delta}} \right)^\gamma, \quad (6.2)$$

donde:

- $T_\mu$ : energía cinética del muón (en GeV),
- $\ell N_0 = \log_{10}(N_0)$ : normalización del espectro,
- $\ell \alpha = \log_{10}(\alpha)$ : parámetro asociado al régimen de alta energía,
- $\ell \delta = \log_{10}(\delta)$ : parámetro asociado al régimen de baja energía,
- $\beta, \gamma$ : exponentes de caída en las regiones de alta y baja energía, respectivamente.

Su forma matemática incorpora transiciones suaves tanto en el régimen de

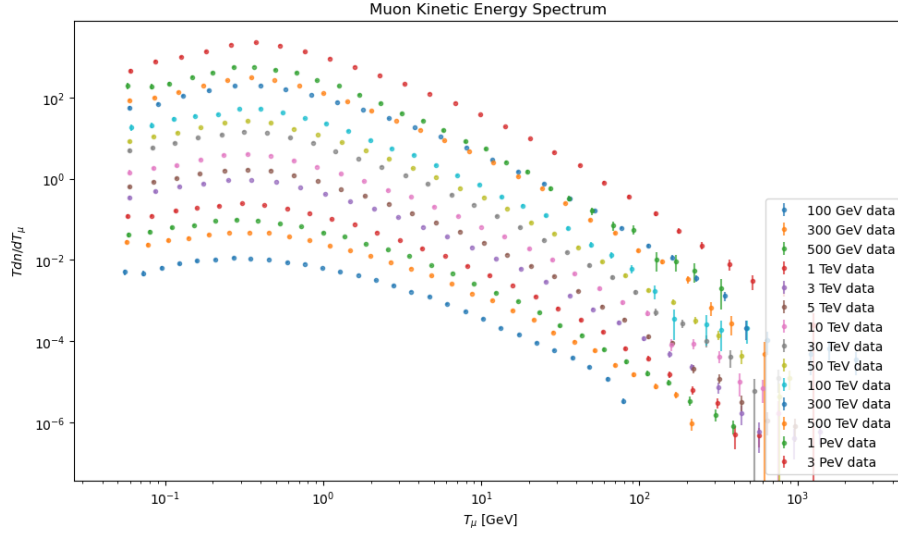
bajas energías como en el de altas energías, lo cual permite representar de forma realista la caída del número de muones en ambos extremos del espectro. Los parámetros  $\alpha$  y  $\delta$ , expresados como  $\ell\alpha$  y  $\ell\delta$  para facilitar la estabilidad numérica durante el ajuste, regulan respectivamente el decaimiento en la región de altas energías (donde los muones son menos abundantes) y el decaimiento en la región de bajas energías (debido a procesos de pérdida y absorción). Las potencias  $\beta$  y  $\gamma$  definen las pendientes del espectro en estas regiones, mientras que  $N_0$  controla la normalización global del espectro para cada lluvia.

Para cada lluvia individual o grupo de energías, se calcula el valor de  $\chi^2$ , en donde los valores obtenidos indican una alta calidad del ajuste en la mayoría de los casos, con valores cercanos a 1 (Ver Anexo B).

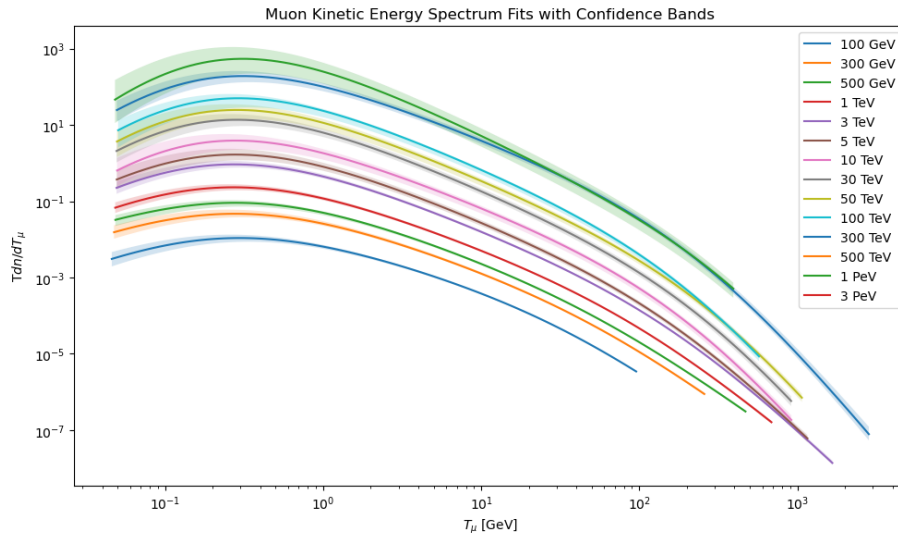
Esto sugiere que la forma propuesta es capaz de reproducir con precisión los regímenes de baja y alta energía del espectro, haciéndola una forma viable para modelar la distribución esperada de muones.

Tras determinar que la función  $G$  logra modelar adecuadamente el comportamiento espectral de los muones detectados, se procede a estudiar la evolución de sus parámetros en función de la energía y del ángulo cenital. Los parámetros obtenidos del ajuste presentan barras de error que reflejan la incertidumbre estadística asociada, calculadas como el intervalo en el cual  $\Delta\chi^2 = 1$ , lo que corresponde a una variación de una desviación estándar en un parámetro libre, manteniendo los demás fijos. Para analizar el comportamiento de estos parámetros, se generaron gráficos que muestran el valor de cada uno de ellos ( $\ell N_0$ ,  $\ell\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\ell\delta$ ) como función de la energía cinética de los muones, considerando tanto ángulos de incidencia discretos como agrupaciones por rangos angulares, lo que permite identificar





(a)



(b)

Figura 6.8: **(a)**: espectros diferenciales de energía cinética de muones ( $T_\mu$ ,  $dn/dT_\mu$ ) para lluvias inducidas por rayos gamma a distintas energías primarias, con barras de error que representan incertidumbres estadísticas. Los ejes están en escala logarítmica. **(b)**: ajustes del modelo paramétrico sobre los espectros simulados. Las líneas sólidas muestran los mejores ajustes y las bandas sombreadas los intervalos de confianza al 68 %. La comparación muestra la capacidad del modelo para describir adecuadamente los datos simulados en todo el rango energético.

correlaciones y tendencias sistemáticas entre los parámetros, evaluando su coherencia física y validando su dependencia esperada con las variables involucradas.

El parámetro  $\ell N_0$  (figura 6.9) muestra un crecimiento sistemático con la energía, observando una disminución progresiva en su pendiente al aumentar el ángulo cenital, lo que es coherente con la menor cantidad de muones que alcanzan el detector a trayectorias más largas. Esta comparación evidencia que el parámetro se ve fuertemente influenciado por el ángulo de incidencia y su evolución con la energía no puede considerarse uniforme en todos los casos. La variación promedio, sin embargo, conserva una estructura coherente que permite extrapolar el comportamiento incluso en ausencia de información angular detallada.

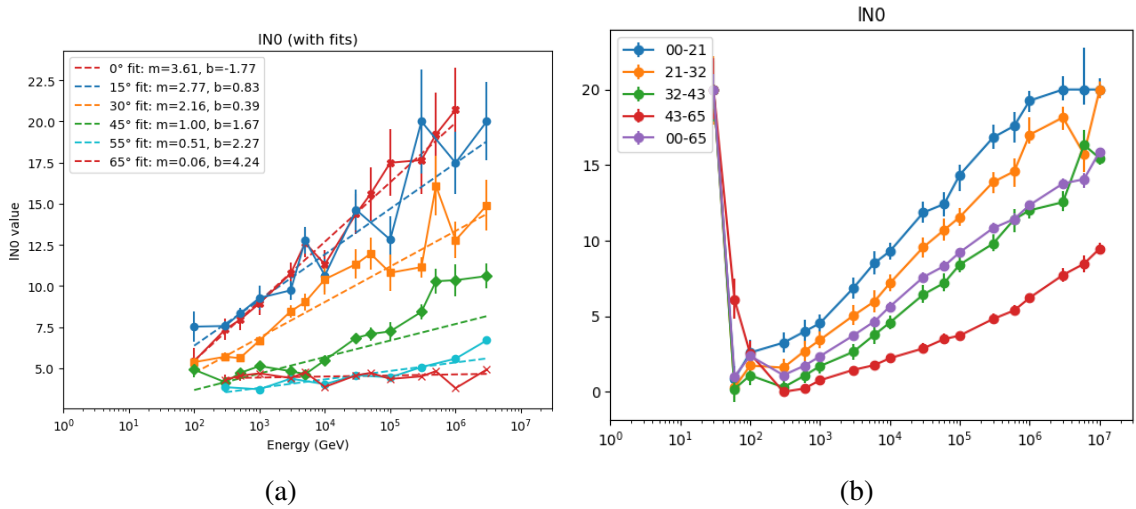


Figura 6.9: Evolución de  $\ell N_0$  como función de  $T_\mu$ , en (a) se clasifican mediante ángulos discretos y en (b) a través de rangos angulares.

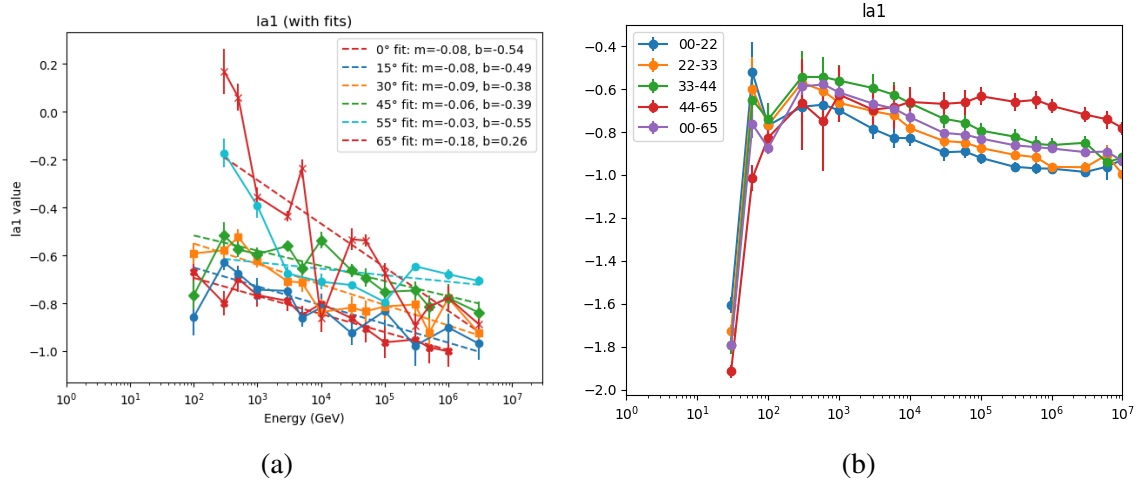


Figura 6.10: Evolución de  $\ell\alpha$  como función de  $T_\mu$ , en (a) se clasifican mediante ángulos discretos y en (b) a través de rangos angulares.

La Figura 6.10 muestra la variación del parámetro  $\ell\alpha$  en función de la energía primaria para diferentes ángulos de incidencia discretos. Se observa que  $\ell\alpha$  presenta cambios mínimos a lo largo de todo el rango energético, manteniéndose prácticamente constante para todos los ángulos considerados. Esta estabilidad indica que la dependencia de  $\ell\alpha$  con la energía y el ángulo es despreciable, lo que permite tratarlo como un parámetro fijo. Este enfoque simplifica el modelo y reduce el número de grados de libertad sin afectar de manera significativa la precisión de los ajustes.

En cuanto al parámetro  $\beta$  (figura 6.11), este aumenta de forma clara con la energía; esto sugiere que la forma del espectro se hace más pronunciada o que el término  $E^{-\beta}$  cobra mayor relevancia en el ajuste a altas energías. Así también para  $\gamma$  (figura 6.12), en donde su comportamiento indica una evolución en la curvatura del espectro con la energía, y podría estar vinculado al cambio en la composición de los muones o en los procesos de interacción atmosférica.

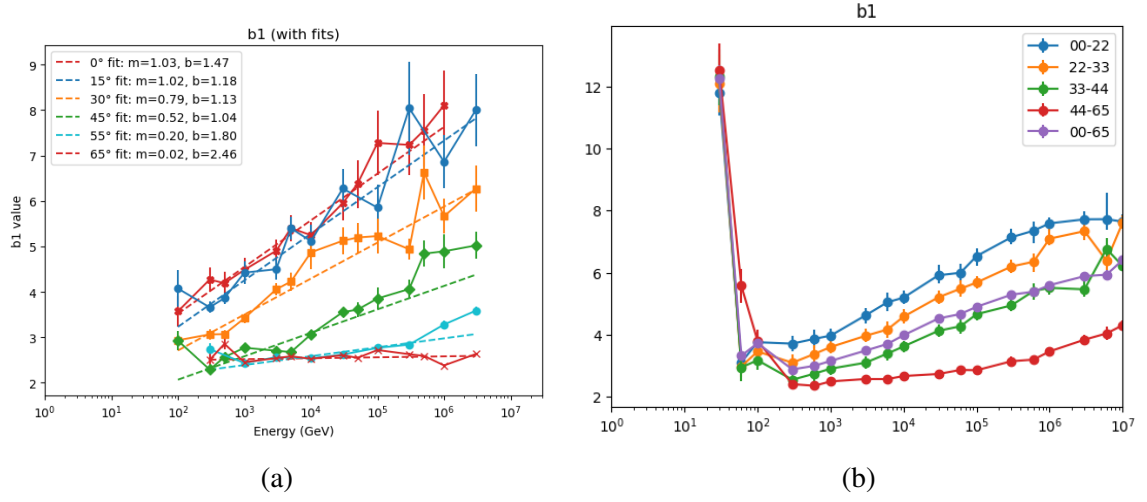


Figura 6.11: Evolución de  $\beta$  como función de  $T_\mu$ , en (a) se clasifican mediante angulos discretos y en (b) a través de rangos angulares.

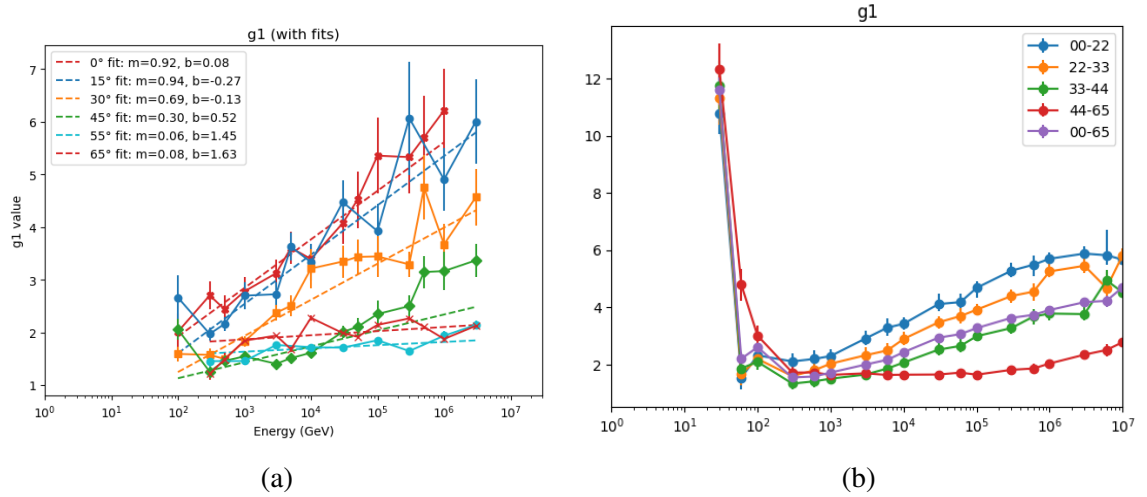


Figura 6.12: Evolución de  $\gamma$  como función de  $T_\mu$ , en (a) se clasifican mediante angulos discretos y en (b) a través de rangos angulares.

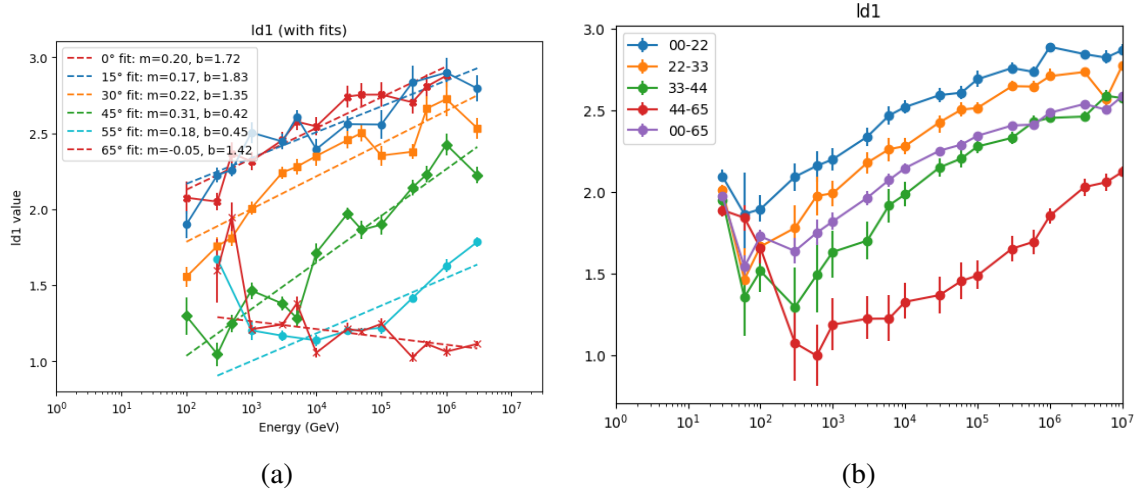


Figura 6.13: Evolución de  $\ell\delta$  como función de  $T_\mu$ , en (a) se clasifican mediante ángulos discretos y en (b) a través de rangos angulares.

Por último, en la figura 6.13,  $\ell\delta$  presenta un comportamiento más irregular. Si bien para ángulos entre  $15^\circ$ - $45^\circ$  muestra un crecimiento, en ángulos altos, específicamente  $65^\circ$ , se observan oscilaciones significativas llevando incluso a una tendencia negativa para el ajuste. Esta variación sugiere una mayor sensibilidad a efectos secundarios como la absorción atmosférica.

La caracterización de la evolución de los parámetros de la función  $G$  con la energía para distintos ángulos cenitales revela que no solo existe una clara dependencia con la energía, sino que esta depende también del ángulo de incidencia de los muones. Por ejemplo, el comportamiento creciente de  $\ell N_0$  se observa más acentuado en direcciones cercanas a la vertical que en ángulos más amplios, y una tendencia similar se encuentra en los parámetros  $\beta$  y  $\gamma$ , los cuales tienden a disminuir en sus pendientes a medida que aumenta el ángulo. Estas observaciones indican que la forma y evolución del espectro de muones no son universales en todas las direcciones del cielo, sino que están fuertemente condicionadas por la geometría de llegada.

Entonces, se extiende el estudio hacia la caracterización de los parámetros para la función  $G$  como funciones del ángulo cenital. Si bien cada conjunto de parámetros ajustados para un ángulo dado permite describir la distribución energética de los muones para ese caso particular, la implementación de un modelo generalizado requiere entender cómo esos parámetros varían con el ángulo.

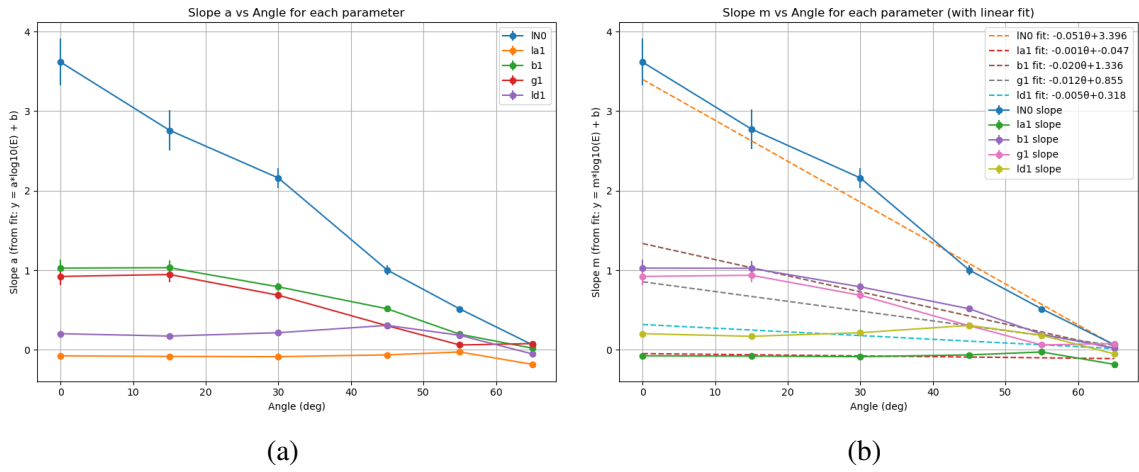


Figura 6.14: Estas subfiguras muestran la dependencia de cada parámetro de ajuste ( $\ell N_0$ ,  $\ell \alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\ell \delta$ ) con respecto a la energía primaria para distintos ángulos de incidencia. Cada subfigura corresponde a un parámetro, con puntos de datos para cada ángulo ( $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $55^\circ$ ,  $65^\circ$ ) graficados en función de la energía.

Concretamente, para cada parámetro  $p$ , se ajustó su dependencia con la energía mediante la relación lineal:

$$p(E) = m_p(\theta) \log_{10}(E) + b_p(\theta). \quad (6.3)$$

Luego, tomando la pendiente  $m_p$  de estos parámetros, se ajustó linealmente de nuevo pero en función del ángulo:

$$m_p(\theta) = n_p \cdot \theta + c_p. \quad (6.4)$$

Donde se obtuvieron los siguientes modelos:

$$\ell N_0 = -0,051 \cdot \theta + 3,393,$$

$$\ell \alpha = 0,001 \cdot \theta - 0,047,$$

$$\beta = -0,020 \cdot \theta + 1,337,$$

$$\gamma = -0,012 \cdot \theta + 0,849,$$

$$\ell \delta = -0,005 \cdot \theta + 0,323.$$

Desde el punto de vista práctico y estadístico, un ajuste lineal reduce la complejidad del modelo sin sacrificar precisión. La linealidad permite describir los cambios con un número mínimo de parámetros (pendiente e intercepto) lo cual facilita la interpretación física y evita sobreajustes, especialmente cuando el número de puntos disponibles es limitado. En el presente estudio, los gráficos de cada parámetro ajustado en función del ángulo (figura 6.14b) muestran una variación suave, sin curvaturas ni discontinuidades marcadas, lo que valida la elección de una regresión lineal como aproximación adecuada.

$$\frac{dn}{dT_\mu} = \int d\theta \int d\phi \int G(T, E_p, \theta, \phi) \cdot \frac{dN}{dE_p} \quad (6.5)$$

La ecuación 6.5 puede sintetizar la construcción del espectro de energía cinética de muones ( $\frac{dn}{dT_\mu}$ ) mediante la integración de la función  $G(T_\mu, E_p, \theta, \phi)$  sobre las direcciones de incidencia ( $\theta$  y  $\phi$ ) y el espectro de rayos gamma primarios ( $\frac{dN}{dE_p}$ ). Esta formulación permite predecir el número esperado de muones con una energía determinada, considerando no solo las

propiedades individuales del muón, sino también la contribución global del espectro de partículas primarias y su distribución angular.

Esta ecuación es fundamental porque permite modelar el espectro de energía cinética de los muones producidos en lluvias atmosféricas inducidas por rayos gamma, a partir de una función paramétrica ajustable —la función  $G$ — que sintetiza el comportamiento de las simulaciones. Este enfoque posibilita interpolar o extrapolar resultados a condiciones no simuladas directamente, como energías o ángulos específicos, lo cual es esencial para la optimización de detectores como SWGO. Además, al capturar las características espectrales de los muones, esta formulación contribuye a mejorar la identificación de eventos gamma frente al fondo hadrónico, incrementando así la sensibilidad y precisión en la detección de fuentes astrofísicas en el ámbito de la astrofísica de altas energías.



---

## Capítulo 7

# CONCLUSIÓN

Este trabajo presentó un estudio de la producción de muones en lluvias atmosféricas inducidas por rayos gamma, utilizando simulaciones CORSIKA para caracterizar la función de transferencia en un amplio rango de energías primarias y ángulos cenitales. A partir del estudio estadístico y del comportamiento espectral común entre lluvias, se propuso y ajustó una función, denominada  $G$ , diseñada para modelar el espectro energético de los muones detectados.

De los resultados de las simulaciones se obtuvo que la multiplicidad de muones y la dureza espectral aumentan con la energía primaria, mientras que los ángulos cenitales más grandes dan lugar a espectros más suaves y a una reducción del recuento de muones. Estas tendencias, captadas a través de los parámetros ajustados, proporcionan información sobre los procesos físicos que rigen la producción y propagación de muones en la atmósfera. Además, se observó que la multiplicidad de muones por lluvia sigue una clara escala con la energía primaria, y que la distribución espacial de los muones se amplía al aumentar la energía y el ángulo cenital. Estos hallazgos son esenciales

para estimar las tasas de muones esperadas y la cobertura espacial en los observatorios de rayos gamma terrestres.

Mediante un análisis sistemático, se ha establecido una función de transferencia universal que describe los espectros de energía cinética de los muones resultantes de los rayos gamma primarios, llamada función  $G$ . Esta función, dependiente de cinco parámetros físicos (la normalización logarítmica  $\ell N_0$ , la escala de baja energía  $\ell\alpha$ , la pendiente baja  $\beta$  y pendiente alta  $\gamma$ , y la escala de transición  $\ell\delta$ ), logró reproducir con precisión los espectros simulados para todos los casos considerados. La calidad de los ajustes fue verificada mediante el estadístico  $\chi^2$ , cuyos valores muestran una excelente concordancia entre la función y los datos.

Se observó una buena capacidad del modelo para describir, tanto la caída del flujo a baja energía, como la presencia de colas extendidas a altas energías, aspectos clave para caracterizar el transporte y la producción de muones en la atmósfera. El análisis de las barras de error y las bandas de confianza refuerza la estabilidad del ajuste y su solidez estadística.

Finalmente, el estudio detallado de la evolución de los parámetros en función de la energía cinética y del ángulo cenital reveló comportamientos sistemáticos y físicamente interpretables. Se identificaron tendencias suaves con la energía y una dependencia casi lineal con el ángulo, lo que permitió ajustar expresiones analíticas sencillas para cada parámetro. Este comportamiento facilita la extrapolación a energías y direcciones intermedias, extendiendo la aplicabilidad del modelo más allá de los puntos simulados. Esta capacidad predictiva convierte a la función  $G$  en una herramienta poderosa para estudios de fondo muónico, optimización de detectores y análisis de señales en experimentos de astropartículas. En

conjunto, los resultados obtenidos confirman la validez del enfoque propuesto y su utilidad para el modelado preciso de lluvias atmosféricas inducidas por rayos gamma.

---

## REFERENCIAS

- [1] Malcolm S Longair. *High energy astrophysics*. Cambridge university press, 2011.
- [2] F Aharonian, J Buckley, T Kifune, and G Sinnis. High energy astrophysics with ground-based gamma ray detectors. *Reports on Progress in Physics*, 71(9):096901, 2008.
- [3] James J Beatty and Stefan Westerhoff. The highest-energy cosmic rays. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 59:319–345, 2009.
- [4] Gianfranco Bertone, Dan Hooper, and Joseph Silk. Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints. *Physics reports*, 405(5-6):279–390, 2005.
- [5] Markus Risse and Piotr Homola. Search for ultra-high energy photons using air showers. *Modern Physics Letters A*, 22(11):749–766, 2007.
- [6] AU Abeysekara, A Albert, R Alfaro, C Alvarez, JD Álvarez, R Arceo, JC Arteaga-Velázquez, HA Ayala Solares, AS Barber, N Bautista-Elivar, et al. Observation of the crab nebula with the hawc gamma-ray observatory. *The Astrophysical Journal*, 843(1):39, 2017.
- [7] Dieter Heck, Johannes Knapp, JN Capdevielle, G Schatz, T Thouw, et al. Corsika: A monte carlo code to simulate extensive air showers. *Report fzka*, 6019(11), 1998.
- [8] Claudia Patrignani, K Agashe, G Aielli, C Amsler, M Antonelli, DM Asner, H Baer, Sw Banerjee, RM Barnett, T Basaglia, et al. Review of particle physics. 2016.
- [9] Particle Data Group, R L Workman, V D Burkert, V Crede, E Klempt, U Thoma,

- L Tiator, K Agashe, G Aielli, B C Allanach, C Amsler, M Antonelli, E C Aschenauer, D M Asner, H Baer, Sw Banerjee, R M Barnett, L Baudis, C W Bauer, J J Beatty, V I Belousov, J Beringer, A Bettini, O Biebel, K M Black, E Blucher, R Bonventre, V V Bryzgalov, O Buchmuller, M A Bychkov, R N Cahn, M Carena, A Ceccucci, A Cerri, R Sekhar Chivukula, G Cowan, K Cranmer, O Cremonesi, G D’Ambrosio, T Damour, D de Florian, A de Gouvêa, T DeGrand, P de Jong, S Demers, B A Dobrescu, M D’Onofrio, M Doser, H K Dreiner, P Eerola, U Egede, S Eidelman, A X El-Khadra, J Ellis, S C Eno, J Erler, V V Ezhela, W Fetscher, B D Fields, A Freitas, H Gallagher, Y Gershtein, T Gherghetta, M C Gonzalez-Garcia, M Goodman, C Grab, A V Gritsan, C Grojean, D E Groom, M Grünewald, A Gurtu, T Gutsche, H E Haber, Matthieu Hamel, C Hanhart, S Hashimoto, Y Hayato, A Hebecker, S Heinemeyer, J J Hernández-Rey, K Hikasa, J Hisano, A Höcker, J Holder, L Hsu, J Huston, T Hyodo, Al Ianni, M Kado, M Karliner, U F Katz, M Kenzie, V A Khoze, S R Klein, F Krauss, M Kreps, P Križan, B Krusche, Y Kwon, O Lahav, J Laiho, L P Lellouch, J Lesgourgues, A R Liddle, Z Ligeti, C-J Lin, C Lippmann, T M Liss, L Littenberg, C Lourenço, K S Lugovsky, S B Lugovsky, A Lusiani, Y Makida, F Maltoni, T Mannel, A V Manohar, W J Marciano, A Masoni, J Matthews, U-G Meißner, I-A Melzer-Pellmann, M Mikhasenko, D J Miller, D Milstead, R E Mitchell, K Mönig, P Molaro, F Moortgat, M Moskvic, K Nakamura, M Narain, P Nason, S Navas, A Nelles, M Neubert, P Nevski, Y Nir, K A Olive, C Patrignani, J A Peacock, V A Petrov, E Pianori, A Pich, A Piepke, F Pietropaolo, A Pomarol, S Pordes, S Profumo, A Quadt, K Rabbertz, J Rademacker, G Raffelt, M Ramsey-Musolf, B N Ratcliff, P Richardson, A Ringwald, D J Robinson, S Roesler, S Rolli, A Romaniouk, L J Rosenberg, J L Rosner, G Rybka, M G Ryskin, R A Ryutin, Y Sakai, S Sarkar, F Sauli, O Schneider, S Schönert, K Scholberg, A J Schwartz, J Schwiening, D Scott, F Sefkow, U Seljak, V Sharma, S R Sharpe, V Shiltsev, G Signorelli, M Silari, F Simon, T Sjöstrand, P Skands, T Skwarnicki, G F Smoot, A Soffer, M S Sozzi, S Spanier, C Spiering, A Stahl, S L Stone, Y Sumino, M J Syphers, F Takahashi, M Tanabashi, J Tanaka, M Taševský, K Terao, K Terashi, J Terning, R S Thorne, M Titov, N P Tkachenko, D R Tovey, K Trabelsi, P Urquijo, G Valencia, R Van de Water, N Varelas, G Venanzoni, L Verde, I Vivarelli, P Vogel, W Vogelsang, V Vorobyev, S P Wakely, W Walkowiak, C W Walter, D Wands, D H Weinberg, E J Weinberg, N Wermes, M White, L R Wiencke, S Willocq, C G Wohl, C L Woody, W-M Yao, M Yokoyama, R Yoshida, G Zanderighi, G P Zeller, O V Zenin, R-Y Zhu, Shi-Lin Zhu, F Zimmermann, and P A Zyla. Review of particle physics. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2022(8):083C01, 08 2022.
- [10] G Rosi, F Sorrentino, L Cacciapuoti, Marco Prevedelli, and GM Tino. Precision measurement of the newtonian gravitational constant using cold atoms. *Nature*, 510(7506):518–521, 2014.

## REFERENCIAS

---

- [11] Eberhard Haug and Werner Nakel. *The elementary process of bremsstrahlung*, volume 73. World Scientific, 2004.
- [12] Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson. *Phys. Lett. B*, 716:1–29, 2012.
- [13] Cosimo Bambi and Alexandre D. Dolgov. *The Standard Model of Particle Physics*, pages 35–52. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2016.
- [14] Victor Franz Hess. Concerning observations of penetrating radiation on seven free balloon flights. In *A Source Book in Astronomy and Astrophysics, 1900–1975*, pages 13–20. Harvard University Press, 1979.
- [15] Walter Heitler. *The quantum theory of radiation*. Courier Corporation, 1984.
- [16] Ralph Engel, Dieter Heck, and Tanguy Pierog. Extensive air showers and hadronic interactions at high energy. *Annual review of nuclear and particle science*, 61(1):467–489, 2011.
- [17] Particle Data Group et al. Review of particle physics. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2022(8):083C01, 2022.
- [18] James Matthews. A heitler model of extensive air showers. *Astroparticle Physics*, 22(5-6):387–397, 2005.
- [19] Jaime Alvarez-Muniz, Ralph Engel, Thomas K Gaisser, Jeferson A Ortiz, and Todor Stanev. Hybrid simulations of extensive air showers. *Physical Review D*, 66(3):033011, 2002.
- [20] Thomas Gold. Rotating neutron stars as the origin of the pulsating radio sources. In *A Source Book in Astronomy and Astrophysics, 1900–1975*, pages 505–508. Harvard University Press, 1979.
- [21] Rolf Bühler and Roger Blandford. The surprising crab pulsar and its nebula: a review. *Reports on Progress in Physics*, 77(6):066901, 2014.

- [22] AU Abeysekara, A Albert, Romulo Alfaro, C Alvarez, JD Álvarez, JR Angeles Camacho, Roberto Arceo, JC Arteaga-Velázquez, KP Arunbabu, D Avila Rojas, et al. Measurement of the crab nebula spectrum past 100 tev with hawc. *The Astrophysical Journal*, 881(2):134, 2019.
- [23] NASA Hubble Space Telescope. Crab nebula in multiple wavelengths. <https://science.nasa.gov/asset/hubble/crab-nebula-in-multiple-wavelengths/>, May 2017. Image assembled from radio (VLA), infrared (Spitzer), visible (Hubble), ultraviolet (XMM-Newton) and X-ray (Chandra).
- [24] Rene A Ong. Very high-energy gamma-ray astronomy. *Physics Reports*, 305(3-4):93–202, 1998.
- [25] Yang Chen, Xiao-Jun Bi, Kun Fang, Yi-Qing Guo, Ye Liu, P. H. Thomas Tam, Sergio Vernetto, Zhong-Xiang Wang, Rui-Zhi Yang, and Xiao Zhang. Chapter 2 galactic gamma-ray sources. *Chinese Physics C*, 46(3):030002, 2022.
- [26] Claus Grupen. *Primary Cosmic Rays*, pages 121–233. Springer International Publishing, Cham, 2020.
- [27] Martin Schneider. Measuring the attenuation length of seawater in km3net/orca with atmospheric muons. Master’s thesis, Erlangen Centre for Astroparticle Physics (ECAP), Friedrich-Alexander-Universität Erlangen–Nürnberg, 2022.
- [28] Francisco Salesa Greus, HAWC collaboration, et al. First results from the hawc gamma-ray observatory. *Nuclear and particle physics proceedings*, 273:289–294, 2016.
- [29] G Aielli, Cesare Bacci, Fabrizio Barone, Bruno Bartoli, Paolo Bernardini, XJ Bi, Carla Bleve, P Branchini, A Budano, S Bussino, et al. Search for gamma ray bursts with the argo-ybj detector in scaler mode. *The Astrophysical Journal*, 699(2):1281, 2009.
- [30] Zhen Cao, D della Volpe, Siming Liu, Xiaojun Bi, Yang Chen, BD’Ettorre Piazzoli, Li Feng, Huanyu Jia, Zhuo Li, Xinhua Ma, et al. The large high altitude air shower

## REFERENCIAS

---

- observatory (lhaaso) science book (2021 edition). *arXiv preprint arXiv:1905.02773*, 2019.
- [31] Harm Schoorlemmer. A next-generation ground-based wide field-of-view gamma-ray observatory in the southern hemisphere. *arXiv preprint arXiv:1908.08858*, 2019.
- [32] SWGO Collaboration. Swgo site selection: Atacama astronomical park, chile. SWGO Wiki (press release), August 2024. Seleccionado Pampa La Bola, Atacama Astronomical Park, Antofagasta, Chile; negociaciones iniciadas el 31 julio 2024.
- [33] P Abreu, R Alfaro, A Alfonso, M Andrade, EO Angüner, EA Anita-Rangel, O Aquines-Gutiérrez, C Arcaro, R Arceo, JC Arteaga-Velázquez, et al. Science prospects for the southern wide-field gamma-ray observatory: Swgo. *arXiv preprint arXiv:2506.01786*, 2025.
- [34] Vikas Joshi, Jim Hinton, Harm Schoorlemmer, Rubén López-Coto, and Robert Parsons. A template-based  $\gamma$ -ray reconstruction method for air shower arrays. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2019(01):012, 2019.
- [35] Zigmund Hampel-Arias. *Cosmic Ray Observations at the TeV Scale with the HAWC Observatory*. The University of Wisconsin-Madison, 2017.
- [36] J. P. Harding and the HAWC Collaboration. HAWCSim: Detector Simulation for the HAWC Observatory. <https://github.com/harmscho/HAWCSim>, 2020. Accessed: July 2025.
- [37] SWGO Collaboration. swgo-reco: Event Reconstruction Toolkit for SWGO. <https://github.com/swgo-collaboration/swgo-reco>, 2023. Accessed: July 2025.
- [38] SWGO Collaboration. pySWGO: Tools for Simulation and Event Analysis in SWGO. <https://github.com/swgo-collaboration/pyswgo>, 2023. Accessed: July 2025.
- [39] HO Klages, WD Apel, K Bekk, E Bollmann, H Bozdog, IM Brancus, M Brendle, A Chilingarian, K Daumiller, P Doll, et al. The cascade experiment. *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements*, 52(3):92–102, 1997.



## REFERENCIAS

---

- [40] Sergey Ostapchenko. Qgsjet-iii model: physics and preliminary results. In *EPJ Web of Conferences*, volume 208, page 11001. EDP Sciences, 2019.
- [41] Marcus Bleicher, E Zabrodin, Christian Spieles, Steffen A Bass, Christoph Ernst, Sven Soff, Larissa Bravina, Mohamed Belkacem, Henning Weber, Horst Stöcker, et al. Relativistic hadron-hadron collisions in the ultra-relativistic quantum molecular dynamics model. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 25(9):1859, 1999.
- [42] SWGO Collaboration. Corsika-panama: Tools for managing gamma-ray air shower simulations. <https://github.com/swgo/corsika-panama>, 2022. Accessed: July 2025.

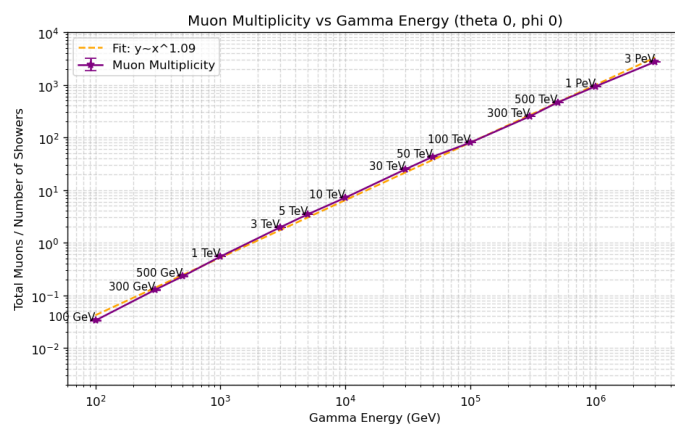
---

# **ANEXOS A**

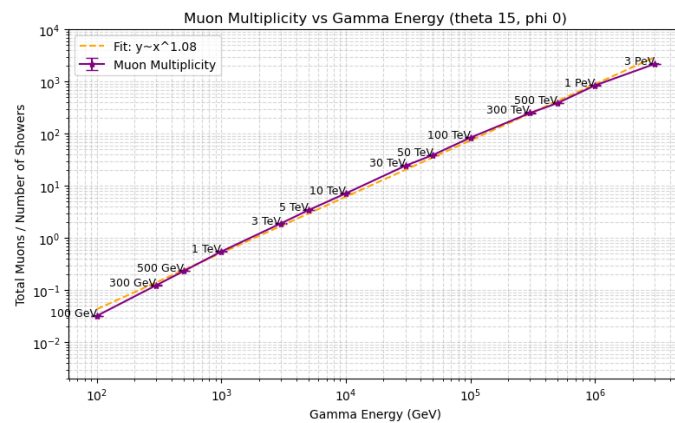
## **Gráficos**

Se presentan los gráficos correspondientes al análisis realizado para distintos ángulos cenitales.

### **A.1. Multiplicidad de Muones**

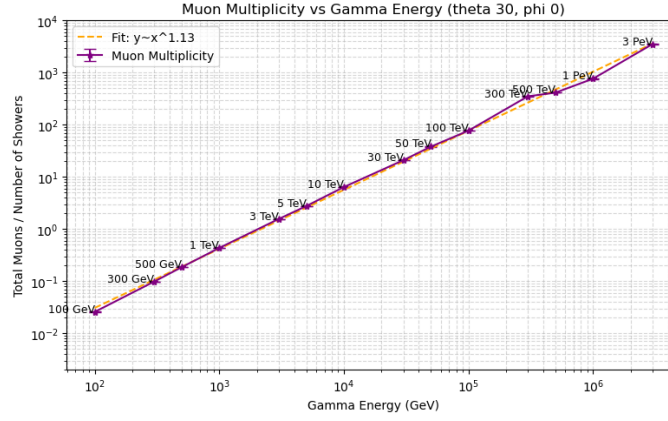


(a) Ángulo cenital de 0°

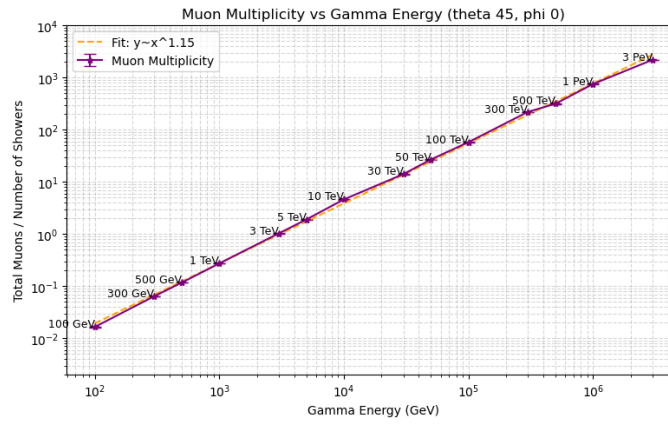


(b) Ángulo cenital de 15°

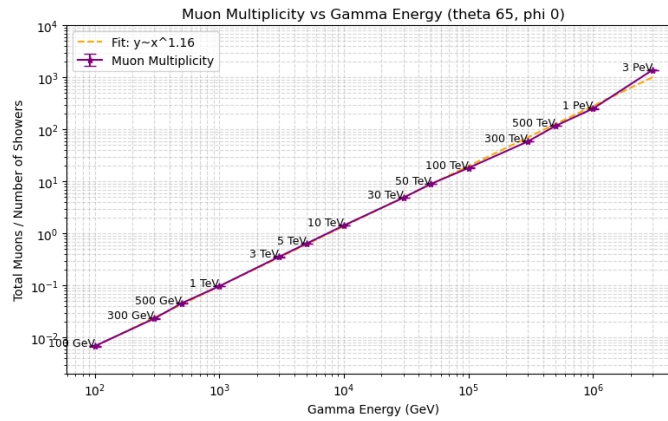
Figura A.1: Multiplicidad de muones para distintos ángulos cenitales.



(a) Ángulo cenital de  $30^\circ$



(b) Ángulo cenital de  $45^\circ$



(c) Ángulo cenital de  $65^\circ$

Figura A.2: (cont.) Multiplicidad de muones para distintos ángulos.

## A.2. Espectros de Energía Cinética de Muones

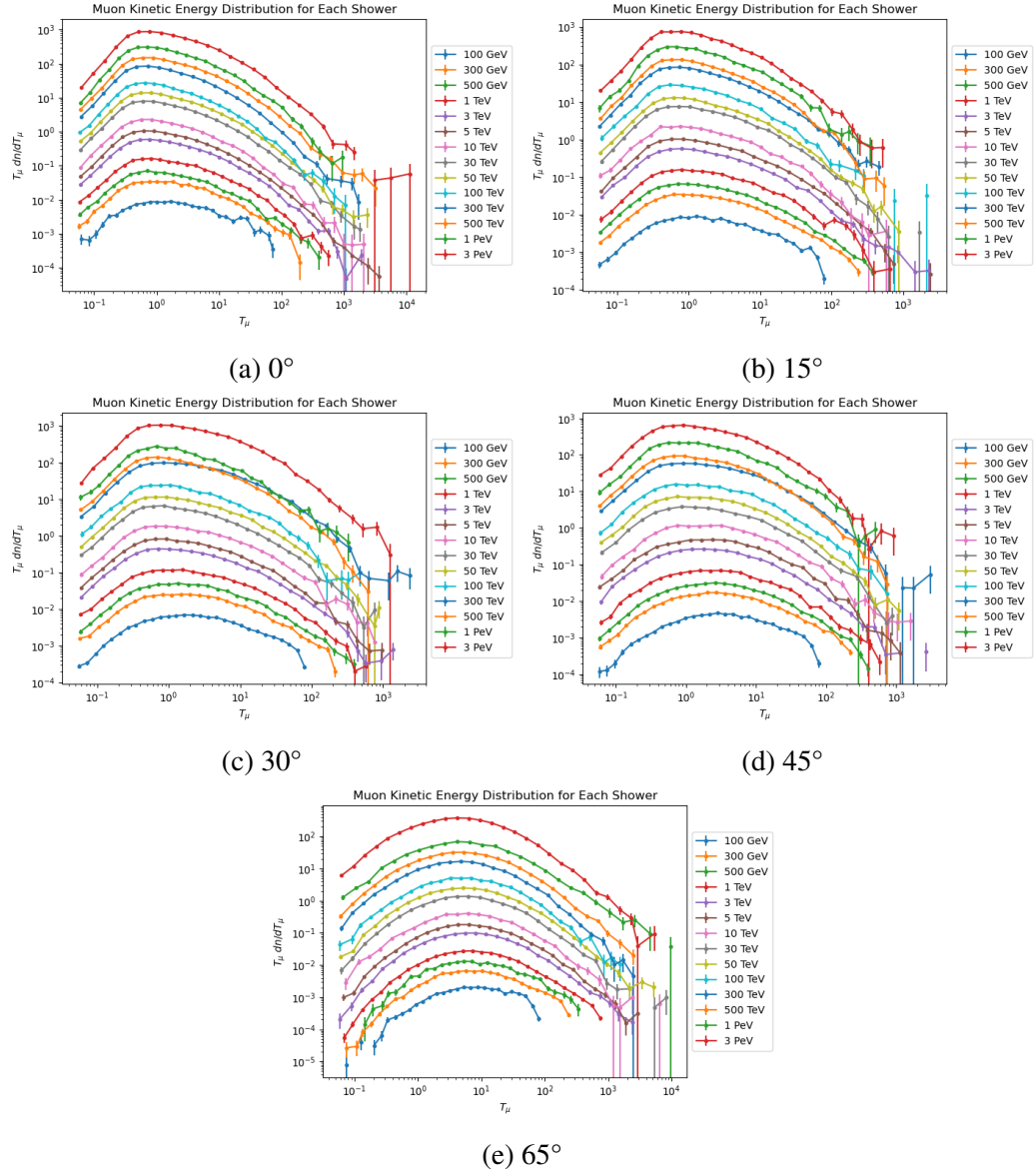
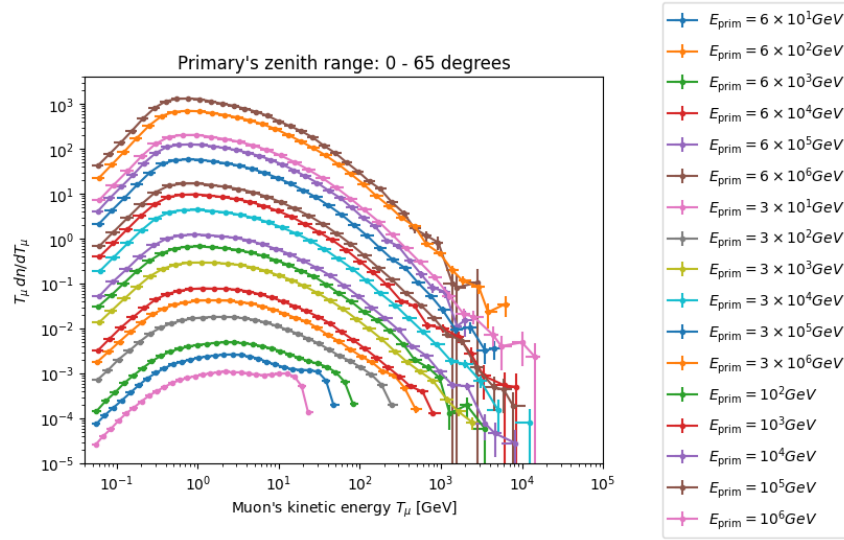
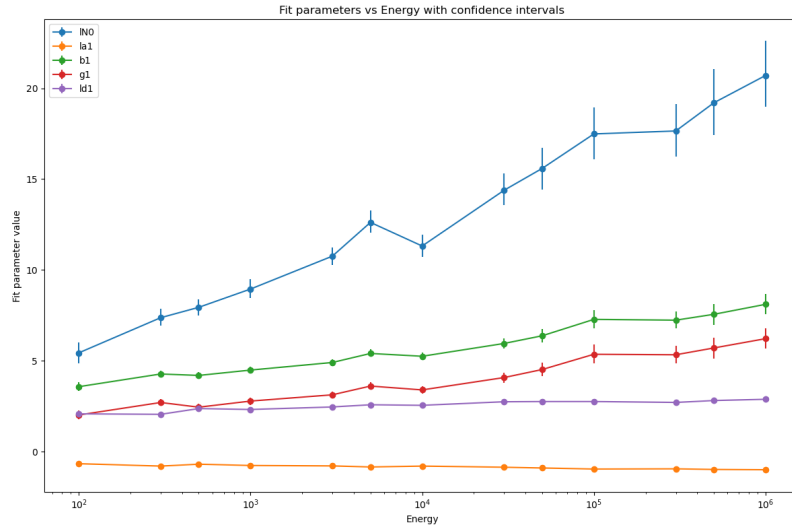


Figura A.3: Espectros de energía cinética de muones simulados para distintos ángulos de incidencia.

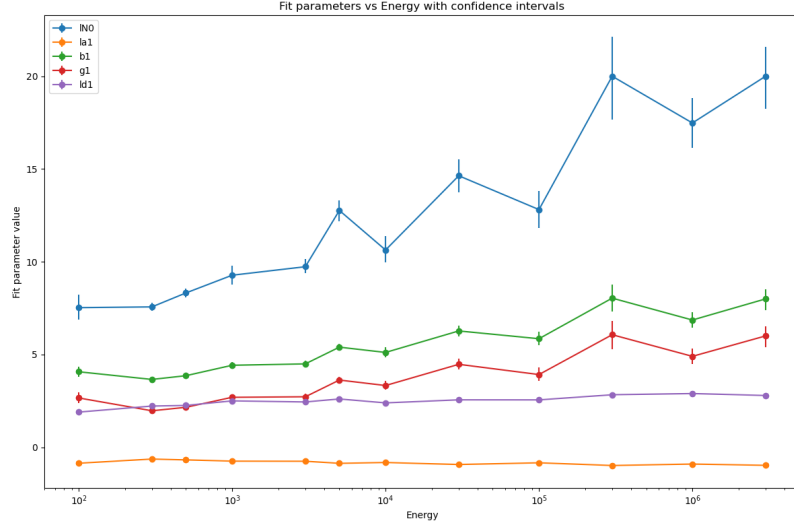


**Figura A.4.** Espectros de energía cinética de muones para todo el rango angular de  $0^\circ$  a  $65^\circ$ , desde 30 GeV hasta 6 PeV.

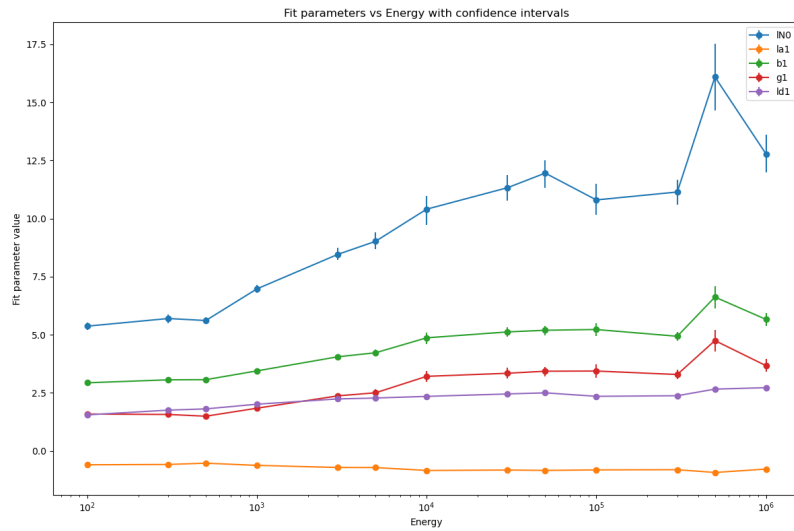
### A.3. Parámetros de la función $G$ en función de la Energía



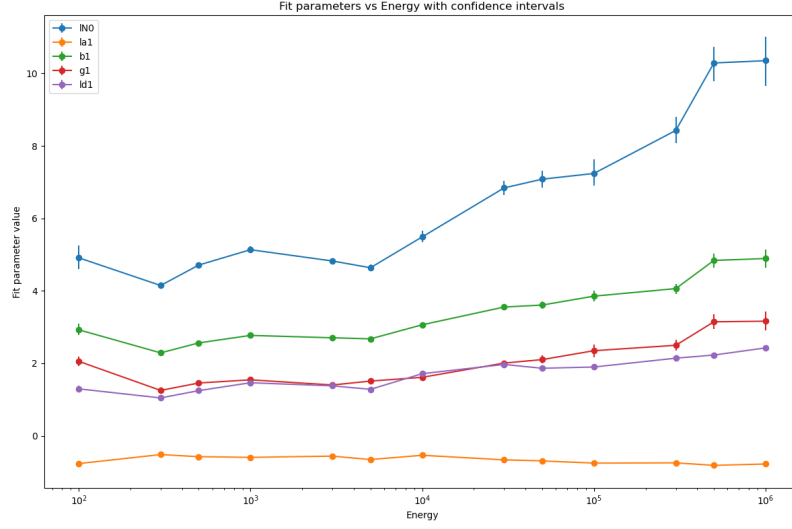
**Figura A.5.** Evolución de los parámetros de la función  $G$  con la energía primaria para un ángulo de incidencia de  $0^\circ$ .



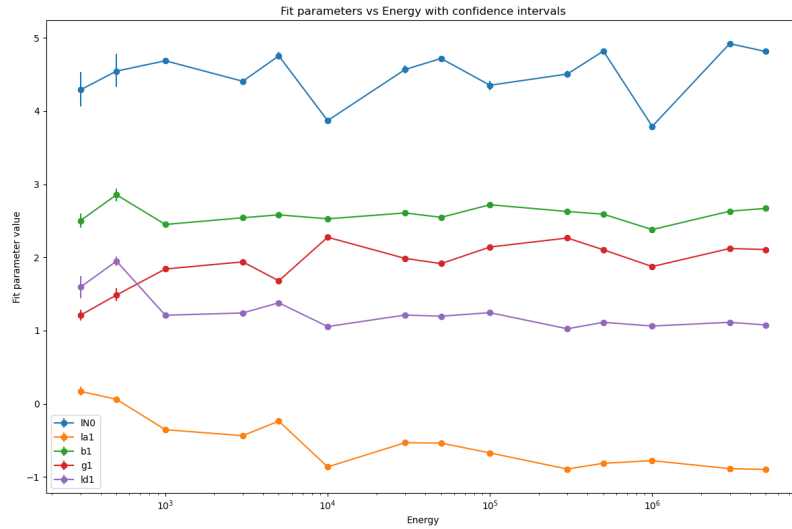
**Figura A.6.** Evolución de los parámetros de la función  $G$  con la energía primaria para un ángulo de incidencia de  $15^\circ$ .



**Figura A.7.** Evolución de los parámetros de la función  $G$  con la energía primaria para un ángulo de incidencia de  $30^\circ$ .



**Figura A.8.** Evolución de los parámetros de la función  $G$  con la energía primaria para un ángulo de incidencia de  $45^\circ$ .



**Figura A.9.** Evolución de los parámetros de la función  $G$  con la energía primaria para un ángulo de incidencia de  $65^\circ$ .



## A.4. Comparación de Parámetros Ajustados por Método de Clasificación Angular

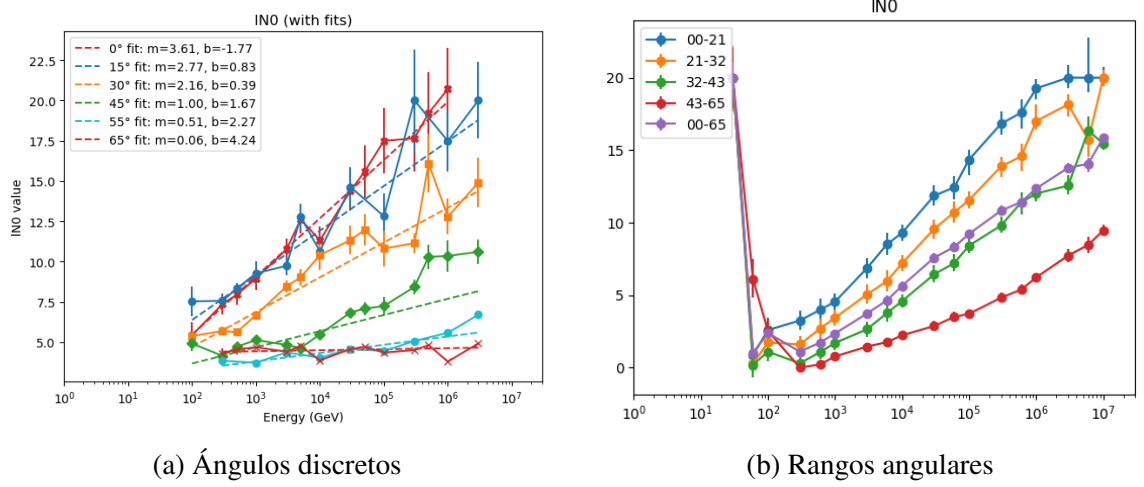


Figura A.10: Evolución de  $\ell N_0$  como función de  $T_\mu$ , clasificada por método angular.

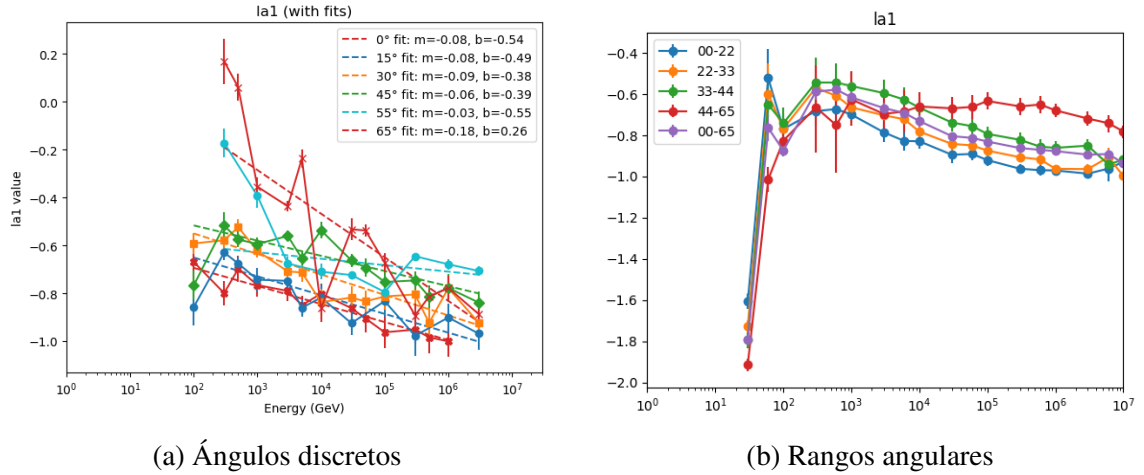
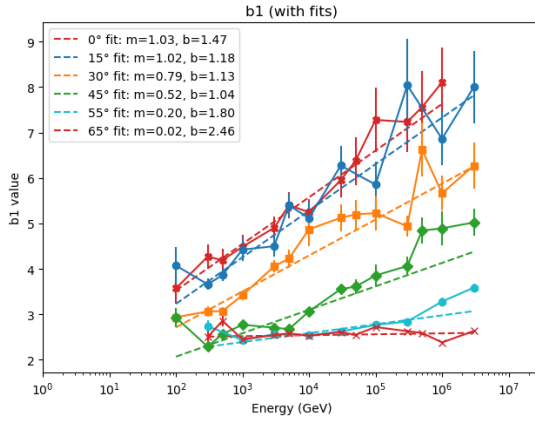
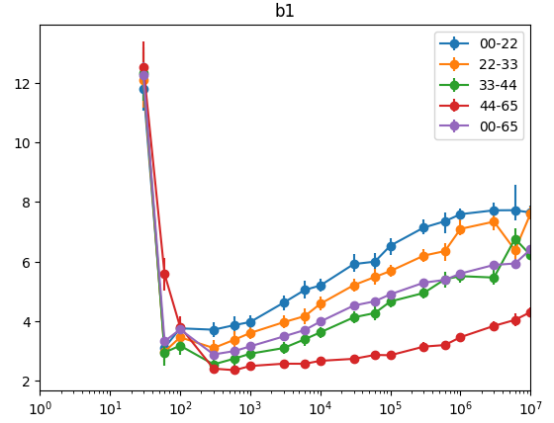


Figura A.11: Evolución de  $\ell\alpha$  como función de  $T_\mu$ , clasificada por método angular.

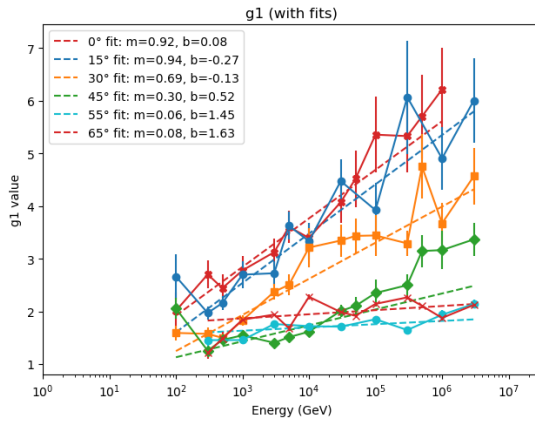


(a) Ángulos discretos

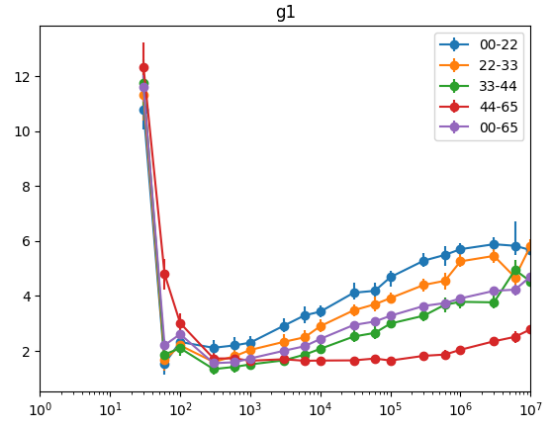


(b) Rangos angulares

Figura A.12: Evolución de  $\beta$  como función de  $T_\mu$ , clasificada por método angular.



(a) Ángulos discretos



(b) Rangos angulares

Figura A.13: Evolución de  $\gamma$  como función de  $T_\mu$ , clasificada por método angular.

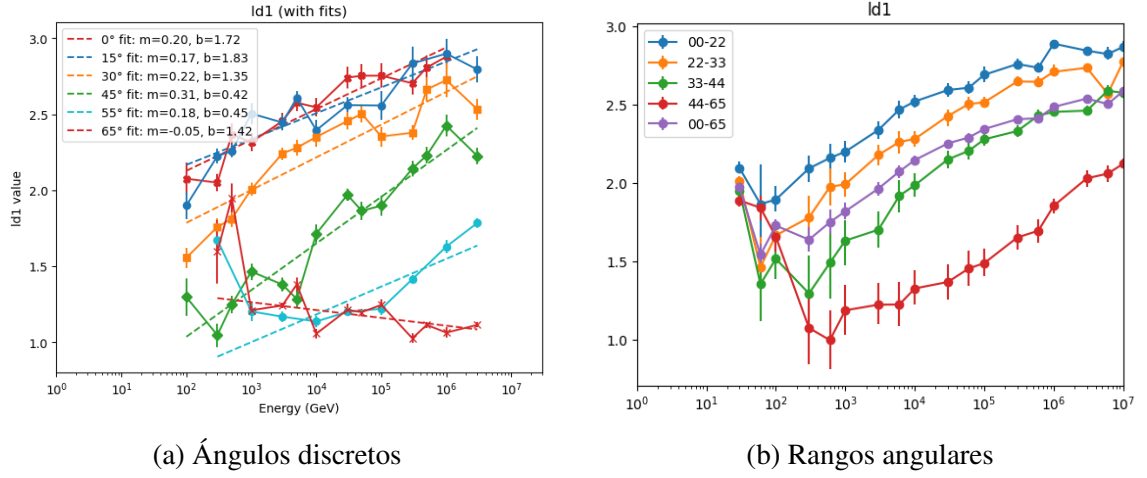
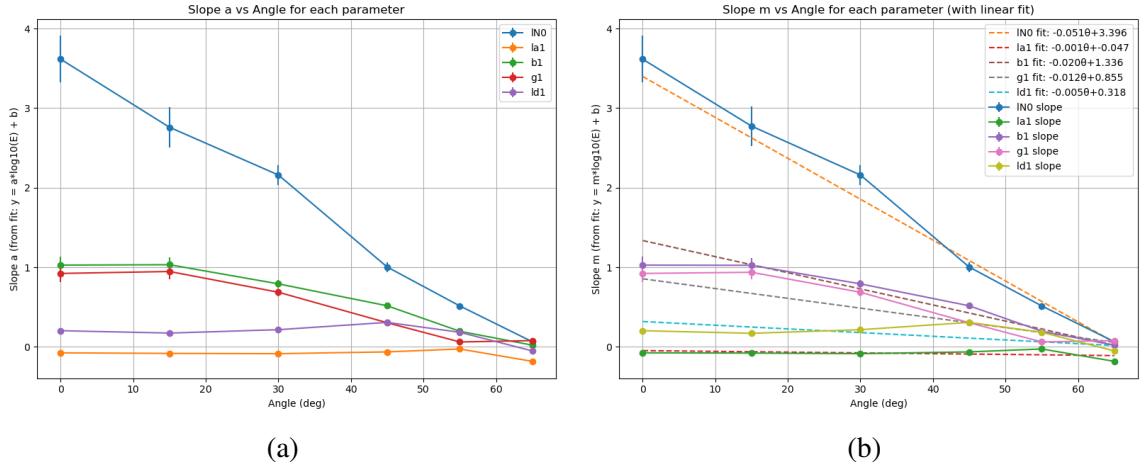


Figura A.14: Evolución de  $\ell\delta$  como función de  $T_\mu$ , clasificada por método angular.



**Figura A.15.** Dependencia de los parámetros de ajuste ( $\ell N_0$ ,  $\ell\alpha_1$ ,  $\beta_1$ ,  $\gamma_1$ ,  $\ell\delta_1$ ) con respecto a la energía primaria para distintos ángulos de incidencia.

---

## ANEXOS B

### Tablas de parámetros

A continuación se presentan las tablas con los resultados del ajuste de parámetros para distintos ángulos cenitales. Las columnas  $\sigma_{lo}$  y  $\sigma_{hi}$  indican las incertidumbres asimétricas asociadas a cada parámetro.

Tabla B.1: Valores de  $\chi^2_{red}$  para el ajuste de la función  $G$  a los espectros de muones para distintas energías primarias con un ángulo de incidencia de  $0^\circ$ .

Energía primaria (GeV)	$\chi^2_{red}$	$\ell N_0$	$\ell \alpha$	$\beta$	$\gamma$	$\ell \delta$
$1 \times 10^2$	0.832	5.432	-0.669	3.570	2.012	2.076
$3 \times 10^2$	1.309	7.369	-0.800	4.270	2.701	2.050
$5 \times 10^2$	2.631	7.940	-0.698	4.191	2.442	2.366
$1 \times 10^3$	5.985	8.946	-0.766	4.485	2.778	2.316
$3 \times 10^3$	13.585	10.758	-0.791	4.904	3.124	2.455
$5 \times 10^3$	24.395	12.617	-0.850	5.401	3.606	2.576
$1 \times 10^4$	5.836	11.317	-0.802	5.246	3.394	2.545
$3 \times 10^4$	25.150	14.386	-0.862	5.951	4.074	2.741
$5 \times 10^4$	22.825	15.589	-0.905	6.374	4.516	2.754
$1 \times 10^5$	9.714	17.489	-0.963	7.277	5.356	2.754
$3 \times 10^5$	33.632	17.651	-0.952	7.234	5.329	2.704
$5 \times 10^5$	30.946	19.203	-0.985	7.556	5.704	2.808
$1 \times 10^6$	10.210	20.708	-1.001	8.106	6.215	2.879
$3 \times 10^6$	36.541	23.863	-1.052	8.865	7.029	2.936

Tabla B.2: Valores de  $\chi_{\text{red}}^2$  para el ajuste de la función  $G$  a los espectros de muones para distintas energías primarias con un ángulo de incidencia de  $15^\circ$ .

Energía primaria (GeV)	$\chi_{\text{red}}^2$	$\ell N_0$	$\ell \alpha$	$\beta$	$\gamma$	$\ell \delta$
$1 \times 10^2$	1.888	7.528	-0.857	4.073	2.662	1.899
$3 \times 10^2$	2.314	7.569	-0.630	3.660	1.971	2.225
$5 \times 10^2$	3.765	8.321	-0.676	3.861	2.158	2.258
$1 \times 10^3$	1.276	9.275	-0.743	4.423	2.697	2.504
$3 \times 10^3$	2.887	9.734	-0.749	4.498	2.724	2.446
$5 \times 10^3$	5.213	12.767	-0.861	5.399	3.626	2.607
$1 \times 10^4$	1.952	10.635	-0.818	5.114	3.331	2.395
$3 \times 10^4$	3.577	14.636	-0.925	6.273	4.474	2.560
$5 \times 10^4$	3.291	13.802	-0.891	6.453	4.675	2.723
$1 \times 10^5$	3.597	12.813	-0.833	5.853	3.923	2.558
$3 \times 10^5$	5.334	17.479	-0.902	6.861	4.904	2.899
$5 \times 10^5$	6.153	18.252	-0.956	7.683	5.466	2.801
$1 \times 10^6$	6.407	19.503	-0.968	7.857	5.654	2.793
$3 \times 10^6$	6.554	20.000	-0.969	8.000	6.005	2.795

Tabla B.3: Valores de  $\chi_{\text{red}}^2$  para el ajuste de la función  $G$  a los espectros de muones para distintas energías primarias con un ángulo de incidencia de  $30^\circ$ .

Energía primaria (GeV)	$\chi_{\text{red}}^2$	$\ell N_0$	$\ell \alpha$	$\beta$	$\gamma$	$\ell \delta$
$1 \times 10^2$	2.653	5.372	-0.592	2.935	1.591	1.555
$3 \times 10^2$	2.489	5.701	-0.578	3.063	1.573	1.758
$5 \times 10^2$	1.671	5.615	-0.524	3.070	1.497	1.812
$1 \times 10^3$	1.654	6.686	-0.623	3.419	1.827	2.006
$3 \times 10^3$	2.091	8.462	-0.709	4.055	2.373	2.242
$5 \times 10^3$	4.577	9.023	-0.713	4.227	2.505	2.279
$1 \times 10^4$	2.663	10.405	-0.837	4.870	3.212	2.350
$3 \times 10^4$	3.839	11.330	-0.818	5.124	3.345	2.455
$5 \times 10^4$	6.686	11.958	-0.834	5.196	3.433	2.503
$1 \times 10^5$	2.393	10.804	-0.814	5.228	3.442	2.354
$3 \times 10^5$	4.764	11.144	-0.805	4.936	3.291	2.378
$5 \times 10^5$	11.635	16.095	-0.924	6.624	4.751	2.663
$1 \times 10^6$	2.566	12.783	-0.778	5.663	3.672	2.725
$3 \times 10^6$	8.915	14.898	-0.923	6.272	4.566	2.533

Tabla B.4: Valores de  $\chi_{\text{red}}^2$  para el ajuste de la función  $G$  a los espectros de muones para distintas energías primarias con un ángulo de incidencia de  $45^\circ$ .

Energía primaria (GeV)	$\chi_{\text{red}}^2$	$\ell N_0$	$\ell \alpha$	$\beta$	$\gamma$	$\ell \delta$
$1 \times 10^2$	2.660	4.913	-0.767	2.926	2.055	1.296
$3 \times 10^2$	1.455	4.148	-0.518	2.289	1.253	1.045
$5 \times 10^2$	2.016	4.711	-0.576	2.564	1.457	1.247
$1 \times 10^3$	2.024	5.136	-0.594	2.771	1.545	1.464
$3 \times 10^3$	1.076	4.824	-0.561	2.705	1.403	1.379
$5 \times 10^3$	1.501	4.638	-0.655	2.675	1.510	1.283
$1 \times 10^4$	1.745	5.489	-0.537	3.063	1.614	1.714
$3 \times 10^4$	1.585	6.841	-0.663	3.553	2.007	1.969
$5 \times 10^4$	5.685	7.082	-0.693	3.608	2.103	1.864
$1 \times 10^5$	3.702	7.240	-0.753	3.853	2.348	1.898
$3 \times 10^5$	4.378	8.427	-0.747	4.062	2.498	2.142
$5 \times 10^5$	7.694	10.287	-0.815	4.840	3.146	2.229
$1 \times 10^6$	2.986	10.353	-0.778	4.892	3.164	2.426
$3 \times 10^6$	4.637	10.601	-0.839	5.020	3.367	2.225

Tabla B.5: Valores de  $\chi_{\text{red}}^2$  para el ajuste de la función  $G$  a los espectros de muones para distintas energías primarias con un ángulo de incidencia de  $65^\circ$ .

Energía primaria (GeV)	$\chi_{\text{red}}^2$	$\ell N_0$	$\ell \alpha$	$\beta$	$\gamma$	$\ell \delta$
$1 \times 10^2$	3.505	4.291	0.169	2.503	1.210	1.595
$3 \times 10^2$	2.240	4.546	0.061	2.856	1.486	1.949
$5 \times 10^2$	0.601	4.546	0.061	2.856	1.486	1.949
$1 \times 10^3$	1.815	4.688	-0.355	2.450	1.842	1.209
$3 \times 10^3$	0.341	4.407	-0.437	2.542	1.939	1.241
$5 \times 10^3$	2.125	4.755	-0.237	2.582	1.680	1.380
$1 \times 10^4$	0.939	3.870	-0.863	2.528	2.276	1.055
$3 \times 10^4$	2.689	4.568	-0.533	2.608	1.986	1.212
$5 \times 10^4$	1.716	4.719	-0.538	2.548	1.915	1.197
$1 \times 10^5$	1.195	4.353	-0.672	2.720	2.142	1.245
$3 \times 10^5$	3.751	4.507	-0.893	2.628	2.265	1.025
$5 \times 10^5$	2.958	4.821	-0.814	2.591	2.104	1.113
$1 \times 10^6$	1.474	3.791	-0.778	2.380	1.875	1.062
$3 \times 10^6$	2.422	4.922	-0.887	2.631	2.122	1.113

## ANEXOS B. TABLAS DE PARÁMETROS

Energía primaria (GeV)	$\ell N_0 \sigma_{lo}$	$\ell N_0 \sigma_{hi}$	$\ell \alpha \sigma_{lo}$	$\ell \alpha \sigma_{hi}$	$\beta \sigma_{lo}$	$\beta \sigma_{hi}$	$\gamma \sigma_{lo}$	$\gamma \sigma_{hi}$	$\ell \delta \sigma_{lo}$	$\ell \delta \sigma_{hi}$
$1 \times 10^2$	0.572	0.587	0.060	0.065	0.240	0.232	0.239	0.241	0.076	0.077
$3 \times 10^2$	0.422	0.483	0.036	0.036	0.187	0.189	0.186	0.194	0.042	0.042
$5 \times 10^2$	0.454	0.448	0.038	0.038	0.170	0.185	0.186	0.192	0.054	0.052
$1 \times 10^3$	0.474	0.554	0.036	0.035	0.197	0.177	0.207	0.186	0.042	0.044
$3 \times 10^3$	0.496	0.469	0.030	0.031	0.168	0.173	0.176	0.184	0.039	0.038
$5 \times 10^3$	0.554	0.657	0.029	0.026	0.187	0.221	0.200	0.227	0.038	0.038
$1 \times 10^4$	0.595	0.625	0.032	0.030	0.198	0.198	0.190	0.215	0.042	0.043
$3 \times 10^4$	0.797	0.927	0.033	0.037	0.267	0.263	0.282	0.270	0.045	0.052
$5 \times 10^4$	1.173	1.140	0.041	0.040	0.366	0.379	0.363	0.386	0.053	0.053
$1 \times 10^5$	1.408	1.462	0.046	0.048	0.482	0.513	0.489	0.526	0.059	0.055
$3 \times 10^5$	1.394	1.487	0.046	0.045	0.461	0.488	0.459	0.508	0.049	0.058
$5 \times 10^5$	1.772	1.857	0.042	0.049	0.570	0.550	0.576	0.549	0.054	0.057
$1 \times 10^6$	1.739	1.902	0.045	0.046	0.523	0.558	0.550	0.564	0.052	0.051
$3 \times 10^6$	1.920	2.000	0.047	0.048	0.589	0.602	0.609	0.598	0.052	0.053

Tabla B.6: Incertidumbres ( $\sigma_{lo}$ ,  $\sigma_{hi}$ ) para todos los parámetros a  $\theta = 0^\circ$ .

Energía primaria (GeV)	$\ell N_0 \sigma_{lo}$	$\ell N_0 \sigma_{hi}$	$\ell \alpha \sigma_{lo}$	$\ell \alpha \sigma_{hi}$	$\beta \sigma_{lo}$	$\beta \sigma_{hi}$	$\gamma \sigma_{lo}$	$\gamma \sigma_{hi}$	$\ell \delta \sigma_{lo}$	$\ell \delta \sigma_{hi}$
$1 \times 10^2$	0.624	0.657	0.053	0.056	0.291	0.256	0.304	0.282	0.062	0.060
$3 \times 10^2$	0.228	0.218	0.022	0.023	0.086	0.081	0.087	0.086	0.033	0.034
$5 \times 10^2$	0.213	0.238	0.020	0.020	0.087	0.085	0.094	0.094	0.029	0.030
$1 \times 10^3$	0.506	0.552	0.035	0.035	0.187	0.185	0.196	0.183	0.049	0.048
$3 \times 10^3$	0.440	0.440	0.030	0.030	0.159	0.151	0.171	0.155	0.041	0.041
$5 \times 10^3$	0.491	0.588	0.027	0.027	0.183	0.177	0.186	0.186	0.033	0.031
$1 \times 10^4$	0.760	0.712	0.041	0.042	0.261	0.266	0.274	0.275	0.050	0.050
$3 \times 10^4$	0.832	0.862	0.034	0.034	0.295	0.324	0.293	0.331	0.040	0.040
$5 \times 10^4$	0.870	0.883	0.039	0.040	0.318	0.335	0.311	0.341	0.057	0.056
$1 \times 10^5$	0.904	0.800	0.046	0.047	0.341	0.352	0.379	0.338	0.066	0.068
$3 \times 10^5$	1.298	1.347	0.042	0.043	0.433	0.422	0.448	0.424	0.071	0.066
$5 \times 10^5$	1.511	1.517	0.046	0.046	0.510	0.498	0.520	0.488	0.065	0.064
$1 \times 10^6$	1.620	1.630	0.048	0.047	0.560	0.555	0.570	0.525	0.062	0.063
$3 \times 10^6$	1.720	1.750	0.049	0.047	0.591	0.586	0.591	0.557	0.060	0.061

Tabla B.7: Incertidumbres ( $\sigma_{lo}$ ,  $\sigma_{hi}$ ) para todos los parámetros a  $\theta = 15^\circ$ .

Energía primaria (GeV)	$\ell N_0 \sigma_{lo}$	$\ell N_0 \sigma_{hi}$	$\ell \alpha \sigma_{lo}$	$\ell \alpha \sigma_{hi}$	$\beta \sigma_{lo}$	$\beta \sigma_{hi}$	$\gamma \sigma_{lo}$	$\gamma \sigma_{hi}$	$\ell \delta \sigma_{lo}$	$\ell \delta \sigma_{hi}$
$1 \times 10^2$	0.193	0.178	0.032	0.032	0.089	0.086	0.096	0.097	0.046	0.047
$3 \times 10^2$	0.187	0.161	0.026	0.026	0.079	0.079	0.083	0.084	0.041	0.042
$5 \times 10^2$	0.131	0.154	0.024	0.024	0.063	0.063	0.069	0.068	0.039	0.039
$1 \times 10^3$	0.169	0.163	0.019	0.018	0.071	0.072	0.073	0.074	0.030	0.030
$3 \times 10^3$	0.248	0.274	0.021	0.020	0.093	0.097	0.098	0.108	0.028	0.029
$5 \times 10^3$	0.366	0.383	0.028	0.028	0.140	0.139	0.142	0.148	0.038	0.037
$1 \times 10^4$	0.678	0.638	0.040	0.040	0.251	0.259	0.264	0.260	0.045	0.046
$3 \times 10^4$	0.617	0.634	0.034	0.032	0.211	0.213	0.212	0.221	0.040	0.041
$5 \times 10^4$	0.686	0.692	0.032	0.034	0.224	0.233	0.235	0.236	0.041	0.039
$1 \times 10^5$	0.772	0.775	0.041	0.040	0.271	0.269	0.279	0.275	0.047	0.047
$3 \times 10^5$	0.436	0.446	0.027	0.029	0.165	0.163	0.172	0.174	0.034	0.034
$5 \times 10^5$	1.266	1.303	0.041	0.048	0.426	0.421	0.444	0.423	0.057	0.059
$1 \times 10^6$	0.786	0.785	0.039	0.039	0.266	0.274	0.266	0.275	0.075	0.080
$3 \times 10^6$	1.082	1.083	0.045	0.044	0.351	0.376	0.350	0.401	0.047	0.047

Tabla B.8: Incertidumbres ( $\sigma_{lo}$ ,  $\sigma_{hi}$ ) para todos los parámetros a  $\theta = 30^\circ$ .

## ANEXOS B. TABLAS DE PARÁMETROS

Energía primaria (GeV)	$\ell N_0 \sigma_{lo}$	$\ell N_0 \sigma_{hi}$	$\ell \alpha \sigma_{lo}$	$\ell \alpha \sigma_{hi}$	$\beta \sigma_{lo}$	$\beta \sigma_{hi}$	$\gamma \sigma_{lo}$	$\gamma \sigma_{hi}$	$\ell \delta \sigma_{lo}$	$\ell \delta \sigma_{hi}$
$1 \times 10^2$	0.336	0.324	0.044	0.041	0.154	0.156	0.136	0.142	0.089	0.083
$3 \times 10^2$	0.055	0.065	0.040	0.039	0.030	0.031	0.036	0.041	0.050	0.060
$5 \times 10^2$	0.069	0.079	0.024	0.023	0.036	0.035	0.032	0.033	0.042	0.041
$1 \times 10^3$	0.095	0.086	0.018	0.019	0.044	0.047	0.043	0.043	0.038	0.039
$3 \times 10^3$	0.063	0.071	0.016	0.016	0.031	0.031	0.030	0.030	0.032	0.031
$5 \times 10^3$	0.086	0.082	0.021	0.021	0.037	0.039	0.036	0.037	0.040	0.039
$1 \times 10^4$	0.161	0.104	0.024	0.025	0.071	0.061	0.073	0.063	0.044	0.044
$3 \times 10^4$	0.196	0.197	0.019	0.019	0.078	0.078	0.081	0.075	0.029	0.029
$5 \times 10^4$	0.277	0.285	0.027	0.028	0.116	0.110	0.118	0.120	0.041	0.041
$1 \times 10^5$	0.378	0.396	0.038	0.037	0.169	0.174	0.181	0.184	0.048	0.049
$3 \times 10^5$	0.331	0.330	0.028	0.025	0.141	0.141	0.144	0.142	0.036	0.037
$5 \times 10^5$	0.557	0.529	0.033	0.032	0.205	0.207	0.218	0.219	0.037	0.039
$1 \times 10^6$	0.672	0.724	0.041	0.040	0.267	0.256	0.248	0.269	0.052	0.050
$3 \times 10^6$	0.524	0.559	0.033	0.032	0.219	0.198	0.223	0.212	0.037	0.037

Tabla B.9: Incertidumbres ( $\sigma_{lo}$ ,  $\sigma_{hi}$ ) para todos los parámetros a  $\theta = 45^\circ$ .

Energía primaria (GeV)	$\ell N_0 \sigma_{lo}$	$\ell N_0 \sigma_{hi}$	$\ell \alpha \sigma_{lo}$	$\ell \alpha \sigma_{hi}$	$\beta \sigma_{lo}$	$\beta \sigma_{hi}$	$\gamma \sigma_{lo}$	$\gamma \sigma_{hi}$	$\ell \delta \sigma_{lo}$	$\ell \delta \sigma_{hi}$
$1 \times 10^2$	0.275	0.280	0.085	0.082	0.110	0.112	0.096	0.095	0.180	0.150
$3 \times 10^2$	0.240	0.253	0.069	0.066	0.096	0.096	0.077	0.076	0.163	0.135
$5 \times 10^2$	0.222	0.202	0.039	0.039	0.085	0.084	0.090	0.092	0.066	0.067
$1 \times 10^3$	0.032	0.033	0.027	0.028	0.014	0.014	0.030	0.030	0.020	0.021
$3 \times 10^3$	0.022	0.022	0.015	0.015	0.010	0.010	0.016	0.016	0.013	0.012
$5 \times 10^3$	0.053	0.047	0.028	0.028	0.021	0.020	0.031	0.034	0.032	0.031
$1 \times 10^4$	0.040	0.039	0.041	0.041	0.019	0.019	0.031	0.031	0.022	0.022
$3 \times 10^4$	0.050	0.052	0.031	0.032	0.023	0.023	0.033	0.033	0.028	0.028
$5 \times 10^4$	0.028	0.028	0.019	0.019	0.012	0.013	0.020	0.020	0.017	0.017
$1 \times 10^5$	0.061	0.063	0.029	0.029	0.027	0.029	0.028	0.029	0.027	0.027
$3 \times 10^5$	0.042	0.043	0.035	0.035	0.021	0.021	0.027	0.029	0.022	0.022
$5 \times 10^5$	0.029	0.027	0.020	0.019	0.014	0.013	0.017	0.017	0.015	0.015
$1 \times 10^6$	0.035	0.036	0.035	0.035	0.016	0.017	0.029	0.030	0.025	0.025
$3 \times 10^6$	0.025	0.025	0.015	0.015	0.012	0.012	0.013	0.013	0.012	0.012

Tabla B.10: Incertidumbres ( $\sigma_{lo}$ ,  $\sigma_{hi}$ ) para todos los parámetros a  $\theta = 65^\circ$ .