

# MÉTODO DE THINNING Y DETHINNING PARA LLUVIAS DE PRIMARIOS CON ALTA ENERGÍA

Alex Francisco Estupiñán López

Universidad Industrial de Santander  
Facultad de Ciencias  
Escuela de Física  
Bucaramanga  
2015

# MÉTODO DE THINNING Y DETHINNING PARA LLUVIAS DE PRIMARIOS CON ALTA ENERGÍA

Alex Francisco Estupiñán López

Trabajo de grado para optar al título de Físico

Director: Doctor en física. Hernán Gonzalo Asorey

Co-Director: Doctor en física. Luis Alberto Núñez

Universidad Industrial de Santander

Facultad de Ciencias

Escuela de Física

Bucaramanga

2015

A mi Dios y señor  
por siempre estar conmigo,  
amarme, darme el conocimiento  
y la sabiduría para poder  
desarrollar este trabajo...  
Isaías 49:23

## Agradecimientos

---

Le agradezco a Dios por haberme acompañado y guiado a lo largo de mi carrera, por ser mi fortaleza en los momentos de debilidad y por brindarme una vida llena de aprendizajes, experiencias y sobre todo de felicidad.

Le doy gracias a mis padres Carlos y Adela por apoyarme en todo momento, por los valores que me han inculcado, y por haberme dado la oportunidad de tener una excelente educación en el transcurso de mi vida. Sobre todo por ser un excelente ejemplo de vida a seguir.

A mi hermano Carlos y a mi abuelita Adelina por ser parte importante de mi vida y representar la unidad familiar. A todos mis tíos por ser un ejemplo de desarrollo profesional a seguir, a mis primos por llenar mi vida de alegrías y amor cuando más lo he necesitado.

Al pastor Juan y a todos los hermanos de la iglesia “Rey de gloria” por sus plegarias al Dios altísimo para que todo me saliera bien, además de escucharme y comprenderme en todos los momentos difíciles de mi vida.

Le agradezco la confianza, apoyo, dedicación de tiempo, enseñanza y guía a mis profesores: Dr. Hernán Asorey y al Dr. Luís Nuñez. Por haber compartido conmigo sus conocimientos y sobre todo su amistad.

Al profesor Jose Omar por haber sido un excelente amigo, por haberme tenido la paciencia necesaria y por motivarme a seguir adelante en los momentos de desesperación y sobre todo por hacer de su familia, una familia para mí.

A mis amigos por confiar y creer en mí y haber hecho de mi etapa universitaria un trayecto de vivencias que nunca olvidaré.

# Índice general

---

<b>Introducción</b>	<b>VI</b>
<b>1 Rayos Cósmicos</b>	<b>1</b>
1.1 Introducción . . . . .	1
1.2 Historia . . . . .	3
1.3 Espectro de energía . . . . .	7
1.4 Fuentes y mecanismos de aceleración . . . . .	10
1.4.1 Posibles fuentes . . . . .	12
1.4.2 Mecanismos de Aceleración . . . . .	20
1.5 Técnicas de detección . . . . .	22
1.5.1 Detección directa . . . . .	24
1.5.2 Detección indirecta . . . . .	24
<b>2 Lluvias Atmosféricas Extendidas</b>	<b>34</b>
2.1 Introducción . . . . .	34
2.2 Componente Electromagnética (EM) . . . . .	37

2.3	Componente Hadrónica . . . . .	40
2.4	Componente Muónica . . . . .	42
2.5	Fenomenología de las EAS . . . . .	44
2.5.1	Desarrollo Longitudinal de la EAS . . . . .	46
2.5.2	Distribución lateral de las EAS . . . . .	47
2.6	Lluvia iniciada por un fotón . . . . .	50
2.7	Lluvia iniciada por un hadrón . . . . .	51
2.8	Lluvia iniciada por un electrón . . . . .	52
<b>3</b>	<b>Métodos</b>	<b>60</b>
3.1	Método de Thinning . . . . .	60
3.1.1	Introducción . . . . .	60
3.1.2	Descripción del método . . . . .	61
3.2	Método de Dethinning . . . . .	63
3.2.1	Introducción . . . . .	63
3.2.2	Descripción del método . . . . .	63
<b>4</b>	<b>Análisis de datos</b>	<b>66</b>
4.1	Modelo Atmosférico . . . . .	66
4.2	Distribución lateral de las partículas. . . . .	69
4.3	Desarrollo del método de Dethinning y sus optimizaciones. . . . .	70
4.3.1	Optimizaciones . . . . .	72

4.4	Comparaciones . . . . .	74
<b>5</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>84</b>
<b>A</b>	<b>Mecanismos de aceleración</b>	<b>87</b>
A.1	Mecanismo de Fermi de primer orden . . . . .	87
A.2	Mecanismo de Fermi de segundo orden . . . . .	90
<b>B</b>	<b>Distribuciones de probabilidad</b>	<b>94</b>
B.1	Distribución binomial . . . . .	94
B.2	Distribución de Poisson . . . . .	96
B.3	Distribución Exponencial . . . . .	99
B.4	Distribución Gaussiana . . . . .	101
B.5	La bondad del ajuste . . . . .	105
	<b>Bibliografía</b>	<b>107</b>

## Índice de figuras

---

1	Esquema de una lluvia atmosférica extendida producida por un rayo cósmico de alta energía . . . . .	VI
2	Fragmentación de un núcleo en la atmósfera como blanco de impacto . . . . .	VII
1.1	Victor Hess condujo una serie de experimentos a bordo de un globo aerostático . . . . .	4
1.2	En 1925 cuando el físico estadounidense Robert Andrew Millikan introdujo el término “rayos cósmicos” . . . . .	4
1.3	Anderson encuentra el positrón. . . . .	5
1.4	Pierre Auger descubre las “lluvias atmosféricas”. . . . .	6
1.5	Espectro energético de los rayos cósmicos . . . . .	9
1.6	espectro diferencial energético normalizado, para los diferentes experimentos realizados . . . . .	11
1.7	Remanente de supernova SN 1006 . . . . .	12
1.8	Diagrama de Hillas, en su versión original y la versión moderna. . . . .	13
1.9	Vista esquemática de las diferentes partes de un AGN . . . . .	14
1.10	Foto compuesta de Centaurus A. . . . .	15

1.11	La estrella de neutrones “Cercana” (a 11 mil años luz de distancia en nuestra galaxia) . . . . .	17
1.12	Púlsar de la Nebulosa del Cangrejo . . . . .	18
1.13	Gráfico del tiempo en función del número de ráfagas . . . . .	19
1.14	Espectro de energía del fondo de radiación de microondas . . . . .	21
1.15	Tipos de partículas detectadas de los rayos cósmicos. . . . .	23
1.16	Distintas técnicas de detección indirecta de rayos cósmicos . . . . .	25
1.17	Principales componentes de un detector de centelleo. . . . .	26
1.18	polarización de las moléculas atmosféricas producida por el paso de una partícula cargada . . . . .	27
1.19	En este esquema se muestran los diferentes tipos de detectores empleados	29
1.20	En esta figura se muestra el detector de superficie con un multiplicador.	30
1.21	Diferentes capas de las placas resistivas que hacen parte de un detector RPC. . . . .	31
1.22	El gráfico muestra el principio de funcionamiento de un MWPC. . . . .	32
2.1	Fotografía de la región central de una lluvia casi vertical . . . . .	35
2.2	Diagrama esquemático mostrando los procesos principales en las cascadas	37
2.3	Desarrollo longitudinal y lateral de una lluvia atmosférica extendida vertical iniciada por un fotón . . . . .	39
2.4	Desarrollo longitudinal y lateral de una lluvia atmosférica extendida vertical iniciada por un núcleo de hierro . . . . .	41
2.5	Desarrollo longitudinal y lateral de una lluvia atmosférica extendida vertical iniciada por un protón . . . . .	44

2.6	Estructura geométrica del chubasco de partículas en relación con el plano de los detectores . . . . .	49
2.7	Lluvia originada por la interacción entre un protón energético y las moléculas de la atmósfera . . . . .	58
2.8	(a) Vista esquemática de una cascada electromagnética (Izquierda) . . . . .	59
2.9	Izquierda: Evolución como función de la profundidad atmosférica $\chi$ de la edad de la lluvia $S$ . . . . .	59
3.1	Geometría de un cono gaussiano con el vértice ubicado en una posición arbitraria . . . . .	64
3.2	corrección de la coherencia temporal en la simulación de la EAS . . . . .	65
4.1	(a) Profundidad atmosférica como función de la altura para las cinco capas del modelo atmosférico de Linsley . . . . .	68
4.2	(a) Distribución de las partículas secundarias al piso para una lluvia iniciada por un fotón vertical . . . . .	70
4.3	(a) Distribución de las primeras $10^4$ partículas secundarias al piso para una lluvia iniciada por un protón vertical . . . . .	71
4.4	(a) Distribución de las partículas secundarias al piso para una lluvia <i>Dethinned</i> iniciada por un fotón vertical . . . . .	72
4.5	(a) Histograma bidimensional de las primeras $10^4$ partículas secundarias al piso para una lluvia iniciada por un protón . . . . .	72
4.6	(a) Función de distribución de probabilidad Gaussiana . . . . .	73
4.7	(a) Distribución de las partículas secundarias al piso para una lluvia iniciada por un protón . . . . .	74
4.8	(a) trayectoria de las partículas secundarias hijas al piso para una lluvia iniciada por un fotón. . . . .	75

4.9	(a) Vectores momentum lineal de las partículas secundarias hijas al piso para una lluvia iniciada por un fotón . . . . .	76
4.10	(a) Histograma de la fluctuación de la energía de las partículas hijas respecto a un electrón secundario representativo (padre) de una lluvia iniciada por un fotón . . . . .	77
4.11	Histograma de Absorción Atmosférica de las partículas hijas . . . . .	77
4.12	Energía promedio en función de la distancia radial de las partículas secundarias, originadas por una lluvia iniciada por un electrón vertical con energía de $10^{15}$ eV. . . . .	78
4.13	Energía promedio en función de la distancia radial de las partículas secundarias, originadas por una lluvia iniciada por un protón vertical con una energía de $10^{15}$ eV. . . . .	79
4.14	Energía promedio en función de la distancia radial de las partículas secundarias, originadas por una lluvia iniciada por un fotón vertical con energía de $10^{15}$ eV. . . . .	80
4.15	Energía promedio en función de la distancia radial de las partículas secundarias, originadas por una lluvia iniciada por un núcleo de hierro vertical con energía de $10^{15}$ eV. . . . .	81
4.16	Densidad en función de la distancia radial de las partículas secundarias, originadas por una lluvia iniciada por un electrón vertical con energía de $10^{15}$ eV. . . . .	82
4.17	Densidad en función de la distancia radial de las partículas secundarias, originadas por una lluvia iniciada por un protón vertical con una energía de $10^{15}$ eV. . . . .	82
4.18	Densidad en función de la distancia radial de las partículas secundarias, originadas por una lluvia iniciada por fotón vertical con energía de $10^{15}$ eV. . . . .	83
4.19	Densidad en función de la distancia radial de las partículas secundarias, originadas por una lluvia iniciada por un núcleo de hierro vertical con energía de $10^{15}$ eV. . . . .	83

A.1	Frentes de onda de choque originados durante la explosión de una supernova	88
A.2	Dinámica de partículas de alta energía en las cercanías de una onda de choque . . . . .	90
B.1	(a) Distribución binomial para $n = 50$ realizaciones con distintos valores de $p$ . . . . .	97
B.2	(a) Distribución exponencial para distintos valores de $\beta$ . . . . .	103
B.3	(a) Distribución de poisson para un conjunto de datos . . . . .	106

## Índice de tablas

---

3.1	Tiempo de simulación y número de partículas para varios niveles de <i>thinning</i> $\epsilon_{th}$ para una lluvia iniciada por un protón vertical de energía $E_p = 10^{16}$ eV. . . . .	61
3.2	Tiempo de simulación y número de partículas para varios niveles de <i>thinning</i> $\epsilon_{th}$ para una lluvia iniciada por un fotón vertical de energía $E_p = 10^{16}$ eV. . . . .	61
3.3	Tiempo de simulación y número de partículas para varios niveles de <i>thinning</i> $\epsilon_{th}$ para una lluvia iniciada por un núcleo de hierro vertical de energía $E_p = 10^{16}$ eV. . . . .	62
4.1	Parámetros atmosféricos que representan a la atmósfera de Buncaramanga, Santander, empleada para la realización de las diferentes simulaciones (tabla extraída de [103]). . . . .	67
4.2	En esta tabla, se muestra el número de partículas secundarias para cada tipo de partícula y el valor porcentual para una lluvia iniciada por un fotón vertical con una energía de energía $1 \times 10^{17}$ eV . . . . .	69

## Resumen

**TÍTULO:** MÉTODO DE THINNING Y DETHINNING PARA LLUVIAS DE PRIMARIOS CON ALTA ENERGÍA <sup>1</sup>.

**AUTOR:** ESTUPIÑÁN LÓPEZ, Alex Francisco<sup>2</sup>.

**PALABRAS CLAVES:** Thinning, Dethinning, Lluvias atmosféricas extendidas, Rayos cósmicos.

### DESCRIPCIÓN:

El interés en el estudio de las partículas cósmicas más energéticas engloba a físicos de varias disciplinas. Con el fin de estudiar la viabilidad de un observatorio de este tipo en el marco del proyecto PAS (Polo de Astronomía Social) en el Páramo de Berlín (Colombia), que estará ubicado más exactamente en el páramo oriental colombiano, en las coordenadas  $7, 1277^\circ$  de latitud Norte y  $72, 9143^\circ$  de longitud Oeste, a una altura media de 3400 m s.n.m, Se necesita de la simulación de un flujo de Rayos Cósmicos primarios y fotones en el rango de energías  $10^{10} < E/eV < 10^{17}$ .

La simulación de estos procesos demandan elevados requerimientos computacionales, para la solución de esta clase de inconvenientes, es cuando entra a jugar un papel importante este trabajo. En esta tesis se realizó la descripción, desarrollo y perfeccionamiento de un método de análisis, utilizado para restaurar la información perdida durante la aplicación de un adelgazamiento estadístico de datos conocido como *Thinning* en simulaciones EAS (*Extensive Air Showers*, por sus siglas en inglés), iniciadas por RC (Rayos Cósmicos) de alta energía.

En el capítulo de Análisis de datos, se muestran los resultados comparativos de las simulaciones reconstruidas utilizando el método de *Dethinning* y sus optimizaciones explicadas en este mismo capítulo, para tres niveles de adelgazamiento  $\epsilon_{th} = 10^{-6}$ ,  $\epsilon_{th} = 10^{-7}$  y  $\epsilon_{th} = 10^{-8}$  respectivamente usando el método de *Thinning*, donde se puede notar el número de partículas por familia, la distribución lateral de la densidad de las partículas y la distribución lateral de la energía de las partículas a nivel del detector.

Por último se darán las recomendaciones más relevantes, ventajas y desventajas para de esta manera poder implementar algunas optimizaciones en un futuro a dicho método.

---

<sup>1</sup>Trabajo de grado.

<sup>2</sup>Facultad de Ciencias, Escuela de Física, Hernán Gonzalo Asorey (Director), Luis Alberto Núñez (Co-Director).

## Abstract

**TITLE:** THINNING AND DETHINNING METHOD FOR SHOWERS COSMIC RAYS HIGH ENERGY <sup>3</sup>

**AUTHOR:** ESTUPIÑÁN LÓPEZ, Alex Francisco <sup>4</sup>.

**KEY WORDS:** Thinning, Dethinning, Extensive Air Showers, Cosmic Rays.

### DESCRIPTION:

The interest in the study of the most energetic cosmic particles physicists encompasses several disciplines. With the purpose of studying the viability of an observatory of this type within the framework of PAS Project (Polo Social Astronomy) in the Paramo de Berlin (Colombia), to be located more precisely in the Colombian eastern wasteland at coordinates  $7, 1277^{\circ}$  N latitude and  $72.9143^{\circ}$  West longitude, at an average altitude of 3400 m above sea level, is required for simulating flow RC primary and photons in the energy range  $10^{10} < E/eV < 10^{17}$  using Corsika.

In this thesis we propose the description, development and refinement of a method of analysis used to restore the lost information during the application of statistical data known as thinning in EAS (Extensive Air Showers) simulations initiated by CR (Cosmic Rays) high energy. The method of Dethinning involves converting obtained particles of a shower thinned in representative particles of a shower without thinning, which will have similar properties and characteristics to these particles, provided the simulation of the showers are make with the same input parameters such as the hadronic interaction model, atmospheric model, zenith angle and components of the geomagnetic field and others.

In the chapter of data analysis, are shown the comparative results using the *Dethinning* method and optimizations explained in this chapter for three levels of thinning  $\epsilon_{th} = 10^{-6}$ ,  $\epsilon_{th} = 10^{-7}$  and  $\epsilon_{th} = 10^{-8}$  respectively using Thinning method, where one can notice the number of particles per family, the lateral distribution of the density of the particles and the sidewall of the particle energy distribution level detector.

Finally the most relevant recommendations, advantages and disadvantages to this way to implement some optimizations in this method.

---

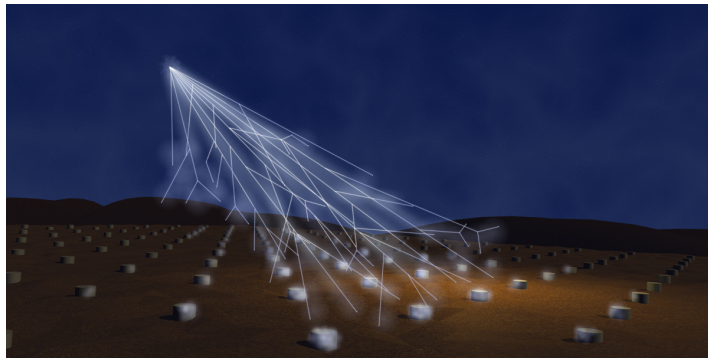
<sup>3</sup>Degree work.

<sup>4</sup>Facultad de Ciencias, Escuela de Física, Hernán Gonzalo Asorey (Advisor), Luis Alberto Núñez (Co-Advisor).

## Introducción

---

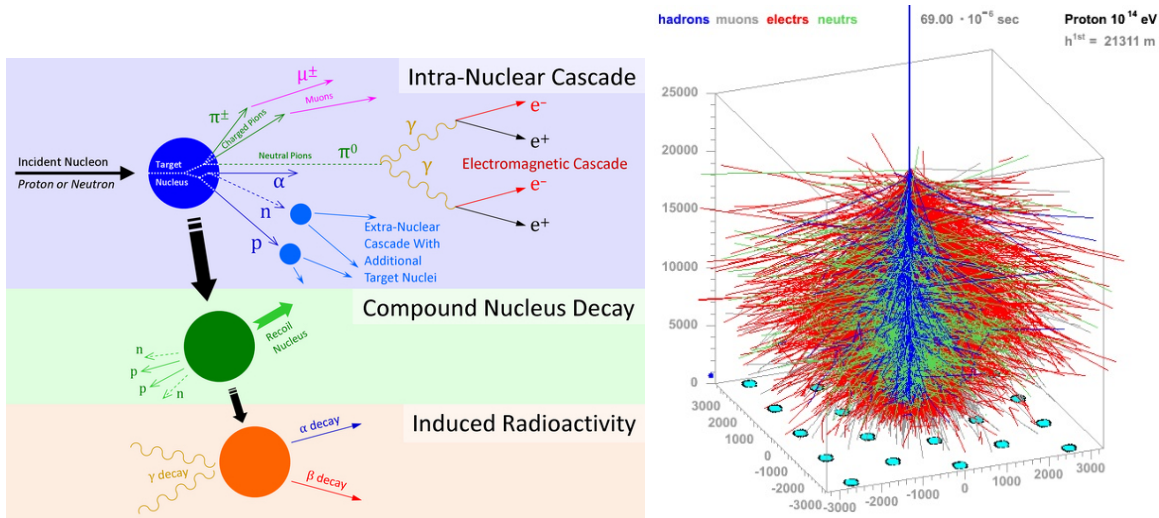
Los Rayos Cósmicos han sido un tema de gran interés para el mundo científico desde su descubrimiento en 1912 [3]. Los mismos son partículas cargadas, con excepción de los fotones, y siendo en su mayoría núcleos atómicos que se originan fuera del Sistema Solar y llegan a la Tierra o su entorno cercano. Los rayos cósmicos que llegan a la Tierra están formados por: 89% de protones (núcleos de hidrógeno), 9% de partículas alfa (núcleos de helio), 1% de núcleos de elementos más pesados y 1% de electrones. Estas partículas ultrarrelativistas llegan a la Tierra desde todas las direcciones y el resultado de su interacción con los átomos y los iones que componen la atmósfera, es una especie de cascada de partículas, apareciendo nuevas partículas, muchas de ellas inestables, que bien o producen nuevas interacciones con el aire o decaen, generando a su vez, más y más partículas a medida que el proceso avanza a lo largo de la atmósfera. Estos secundarios van perdiendo energía a medida que la cascada evoluciona (Véase la figura 1), así la atmósfera terrestre actúa como una capa protectora contra los rayos cósmicos provenientes del espacio que están bombardeando constantemente la Tierra. En el capítulo 1 se hace una breve reseña histórica de los RC, se muestra del espectro de energía, se describen las fuentes fuentes y los mecanismos de producción de los mismos.



**Figura 1:** Esquema de una lluvia atmosférica extendida producida por un rayo cósmico de alta energía, gran parte de las partículas provenientes de esta cascada alcanzan a ser registradas por el arreglo de detectores.

Las partículas secundarias son el resultado de lo que se conoce como las lluvias at-

mosféricas extendidas EAS por sus siglas en inglés o cascada de partículas, iniciadas cuando los rayos cósmicos procedentes del universo, los cuales se conocen también como primarios, han alcanzado el entorno terrestre e interactúan con los núcleos que constituyen la atmósfera. El escenario habitual, se ilustra en la figura 2, en el que se muestra la interacción de un protón incidente con un blanco en la atmósfera, muy probablemente un núcleo de nitrógeno o de oxígeno. Esto debido a la composición de la atmósfera terrestre la cual esta conformada mayormente por nitrógeno  $N_2$  en un 78 % del volumen del aire y un 21 % está representado por oxígeno  $O_2$ . El nucleón incidente es comúnmente un protón y será tomado como RC primario, pero un protón o un neutrón secundario resultante de una interacción nuclear anterior dentro de la atmósfera también puede ser el caso. Un evento de fragmentación a un blanco nuclear puede resultar en un número de diferentes escenarios dependiendo principalmente de la energía cinética del nucleón incidente. En el capítulo 2 se describen las principales propiedades de las cascadas y los principales observables que relacionan la distribución longitudinal (a lo largo de la dirección de movimiento del rayo cósmico primario) y transversal de las lluvias con la energía y la composición del rayo cósmico.



**Figura 2:** Izquierda: Fragmentación de un núcleo en la atmósfera como blanco de impacto, causado por un protón o neutrón como primario incidente. Derecha: Ilustración del desarrollo de una lluvia vertical iniciada por un protón con una energía de  $10^{14}$  eV, en la que los colores muestran las principales componentes y partículas de la misma, donde el color azul indica la componente hadrónica, el rojo los electrones, el gris los muones y el verde los neutrones [4].

Para estudiar la evolución y las propiedades de las EAS que ocurren en la atmósfera, se utiliza un código llamado CORSIKA (COsmic Ray SIMulation for KAscade) versión 73500 y fue desarrollado originalmente para realizar simulaciones en el experimento Kascade [5] en Karlsruhe, Alemania. Éste es un programa que se basa en una técnica matemática computarizada conocida como Monte Carlo. Además, este programa nos permite simular las interacciones y los decaimientos de los núcleos, hadrones, muones, electrones y fotones en la atmósfera hasta energías del orden de algunos  $10^{18}$  eV, al

finalizar dicha simulación el programa nos dará como resultado un archivo de salida en el que aparece el tipo de partícula, la localización, el momento lineal y el tiempo de llegada de todas las partículas secundarias que se crean en una EAS y logran pasar a un nivel de observación seleccionado.

Así, el programa de CORSIKA consiste básicamente en 4 partes. La primera parte es un marco general del programa en el manejo de entrada y salida, realizando el decaimiento de las partículas inestables y el seguimiento de las partículas teniendo en cuenta la pérdida de energía de ionización y la deflexión por múltiples dispersiones del campo magnético. La segunda parte trata las interacciones hadrónicas de los núcleos en el aire a altas energías. La tercera parte se simulan las interacciones hadrónicas a bajas energías y la cuarta parte describe el transporte y la interacción de los electrones, positrones y fotones. CORSIKA contiene varios modelos para las tres últimas partes del programa que pueden activarse opcionalmente con diferentes valores de precisión en la simulación y el consumo de tiempo de la CPU.

Las lluvias atmosféricas provocada por un RC de alta energía  $10^{15} < E/eV < 10^{17}$ , generan un gran número de partículas (del orden de  $10^6 - 10^8$  partículas), almacenando un archivo de salida cuyo peso en el disco es de aproximadamente 800 Mb y tardan un tiempo de simulación alrededor de 2 días. De esta manera una simulación completa de dichas lluvias se puede realizar con recursos computacionales habituales pero ocupan un excesivo espacio en disco y tardan demasiado tiempo en finalizar. La técnica de *Thinning* se elige para obtener dentro de un tiempo reducido de computo y una capacidad de almacenamiento limitado, estimaciones tanto del perfil longitudinal como de la distribución de las partículas secundarias a nivel del detector. De esta forma se proporciona a una muestra de partículas con pesos estadísticos que permiten obtener estimadores con algunos sesgos de cualquier cantidad que pueda ser expresada como una suma sobre las partículas, como lo es el flujo local a través de una superficie dada, la distribución temporal, etc.

Una de las consecuencias que trae consigo la aplicación de un adelgazamiento de datos a las simulaciones de las EAS es la pérdida de información de los observables, que después será necesaria para darnos los antecedentes de los datos requeridos de la lluvia. Seguidamente se quieren recuperar los datos acerca de las partículas de la simulación de una lluvia adelgazada, para de esta forma rescatar la mayor información posible de tal manera que podamos aproximarnos a la lluvia original sin adelgazamiento al momento de realizar el análisis.

La idea de reconstruir la información perdida debido a la aplicación de un proceso de adelgazamiento, fue introducida inicialmente por un método conocido como *Unthinning* [6], el cual necesita hacer un remuestreo en un esfuerzo para recuperar una descripción

precisa de la distribución de las partículas en la superficie del detector, usando una muestra de las partículas representativas de las lluvias EAS.

En el 2012 se presentó un método innovador, llamado *Dethinning* [7], el cual está basado en realizar la conversión de partículas ponderadas a partir de simulaciones adelgazadas a conjuntos de partículas con características similares, tales como la energía, coordenadas y tiempo de arribo al detector entre otras. El capítulo 3 está dedicado a la descripción detallada de los dos métodos estudiados y desarrollados en esta tesis, el método de *Thinning* y *Dethinning* respectivamente.

En el capítulo 4 se muestran detalladamente los resultados obtenidos en esta tesis, donde se pueden apreciar las comparaciones realizadas de las lluvias simuladas con varios primarios, para diferentes energías ( $10^{15} \leq E/\text{eV} \leq 10^{17}$ ) y niveles de adelgazamiento ( $10^{-8} \leq \epsilon_{th} \leq 10^{-5}$ ), con el objetivo de verificar la calidad y la eficacia del método desarrollado, que tiene el propósito de reconstruir la información de las partículas, además se aplican las optimizaciones que se realizaron en el método de *Dethinning* y por último se da a conocer la eficiencia que puede alcanzar este método.

Es de gran importancia dejar en claro, que este documento se elaboró no solo con un propósito científico sino también informativo (Documento de consulta para el grupo de investigación), lo cual justifica la información consignada.

---

# Capítulo 1

## Rayos Cósmicos

---

### SECCIÓN 1.1

#### Introducción

Desde las primeras civilizaciones el hombre ha sentido una enorme curiosidad por el espacio exterior. Siempre intentó comprender su formación, disposición, funcionamiento y dimensiones. Por supuesto el siglo XX no ha sido la excepción, el descubrir que la radiación de un amplio espectro de energía mas allá del rango visible por el ojo humano estaba llegando a la superficie terrestre, abrió una nueva puerta en el conocimiento de la naturaleza. Incluso hoy, casi 100 años después de su descubrimiento algunas incógnitas siguen desvelando a la comunidad científica tales como la naturaleza, origen y mecanismo de producción de esta radiación cósmica.

Muchas preguntas han sido respondidas, pero todavía restan muchas por responder, una de ellas es la dificultad de concebir los mecanismos subyacentes para lograr que un núcleo atómico alcance energías macroscópicas, millones de veces más altas que las energías accesibles en la máquina más compleja que el ser humano ha podido construir [1],[2].

Las t3cnicas para su detecci3n han evolucionado. Se han implementado cada vez m3s y mejores mecanismos para vislumbrar sus propiedades, como en el caso de detectores m3s sofisticados o redes de estaciones detectoras cada vez m3s eficientes y con varias t3cnicas de detecci3n; se han propuesto mecanismos de aceleraci3n congruentes con los resultados del c3lculo de su espectro de energ3a; se han desarrollado diversos modelos hadr3nicos para intentar comprender la interacci3n de los rayos c3smicos con las mol3culas que conforman la atm3sfera terrestre y se cuenta con simulaciones Monte Carlo de los chubascos atmosf3ricos. En pocas palabras, el ser humano se ha esforzado por tratar de entender estas part3culas extraterrestres y qu3 mejor ejemplo que las grandes colaboraciones que re3nen cientos de participantes de diferentes latitudes.

Los modelos de producci3n actuales pueden dividirse en dos grandes grupos. En uno de ellos, se tiene la presencia de campos electromagn3ticos extremos en regiones localizadas de ciertos objetos astrof3sicos que ser3an capaces de explicar los 3rdenes de magnitud tanto de las energ3as como de los flujos observados. Por otro lado, el otro gran grupo de modelos muestran que los rayos c3smicos podr3an originarse en el decaimiento de part3culas supermasivas inestables o metaestables. Luego, durante la propagaci3n de los rayos c3smicos, aparecen nuevos procesos tanto en el medio intergal3ctico como en el medio interestelar.

Una vez que estas part3culas han logrado colisionar con la Tierra, esos rayos c3smicos, denominados tambi3n primarios, interact3an con la atm3sfera desencadenando un proceso estoc3stico conocido como lluvia atmosf3rica extendida, que consiste en una cascada de part3culas secundarias que se dirigen hacia la superficie terrestre a velocidades ultra-relativistas aproximadamente en la direcci3n del rayo c3smico incidente.

En el cap3tulo 2 se describen las principales propiedades de las cascadas y los principales observables que relacionan la distribuci3n longitudinal (a lo largo de la direcci3n de movimiento del rayo c3smico primario) y la distribuci3n transversal de las lluvias con la energ3a y la composici3n del rayo c3smico.

Se han detectado eventos asociados a part3culas relativistas que ingresan a la atm3sfera terrestre con energ3as superiores a  $10^{20}$  eV<sup>1</sup>. Sin embargo el estudio de tales part3culas no es sencillo: m3s all3 de los mecanismos de detecci3n, la probabilidad de que una de estas part3culas impacte sobre la superficie terrestre es, de menos de una part3cula por  $100 \text{ km}^2$  de superficie terrestre cada a3o [9].

Pero se debe tener en cuenta que estos son los valores mas altos de un espectro energ3tico

---

<sup>1</sup>Tal energ3a cin3tica es equivalente a la de una pelota de tenis movi3ndose aproximadamente a 100 km/h, pero concentrada en una part3cula cuyo volumen es aproximadamente  $10^{24}$  veces menor!.

que inicia en  $10^9$  eV, y cuyo flujo de part3culas resulta abundante a bajas energ3as y decrece como  $\sim E^{-3}$  conforme se aumenta la energ3a (V3ase la figura 1.5).

## SECCI3N 1.2

### Historia

La historia de la investigaci3n de los rayos c3smicos es una historia de aventura cient3fica. Durante tres cuartos de siglo, investigaciones de los RC han escalado monta3as, montando globos de aire caliente, y viajado a los rincones m3s lejanos de la tierra en la b3squeda para entender estas part3culas en r3pido movimiento desde el espacio. Sus exploraciones han resuelto, y a3n m3s revelado misterios cient3ficos. El Proyecto Pierre Auger contin3a la tradici3n, ya que comienza con la b3squeda de las fuentes desconocidas de los RC de mayor energ3a jam3s observados.

En un globo a una altitud de 5.000 metros, V3ctor Hess en 1912 (V3ase la figura 1.1), descubre lo que se conoce como “la radiaci3n penetrante” proveniente del espacio. El suyo fue el primero de muchos viajes realizados por los f3sicos para estudiar los rayos c3smicos. As3, el y sus colaboradores comprobaron que la conductividad el3ctrica de la atm3sfera terrestre se debe a la ionizaci3n y que 3sta aumenta con la altitud. Concluyeron que la ionizaci3n se debe a la radiaci3n procedente del espacio exterior, formada fundamentalmente por part3culas cargadas, que son desviadas debido a la presencia del campo magn3tico terrestre.

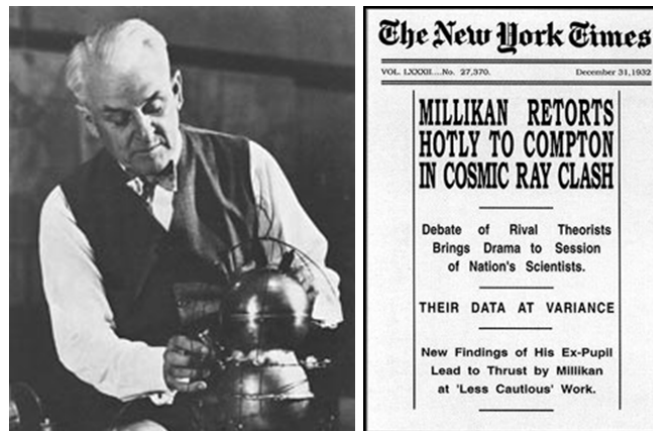
En 1929 usando una c3mara de niebla reci3n inventada, Dimitry Skobeltsyn observ3 los primeros rastros que dejan los RC, luego en el a3o 1932 se llev3 a cabo un debate sobre la naturaleza de los mismos, acorde a una teor3a de Robert Millikan que 3stos eran rayos gamma provenientes del espacio y de all3 su nombre de “Rayos C3smicos” (V3ase la figura 1.2), pero la evidencia estaba mostrando que estos, eran de hecho en su mayor3a part3culas energ3ticas. Mientras se ven las huellas de los RC que pasan a trav3s de su c3mara de niebla, Carl Anderson en 1933 descubri3 la antimateria en la forma de los antielectrones, m3s tarde llamado el positr3n<sup>2</sup>(V3ase la figura 1.3).

En 1937 Seth Neddermeyer y Carl Anderson descubrieron la part3cula elemental sub-

<sup>2</sup>Un positr3n es una part3cula id3ntica a un electr3n, pero con carga positiva.



**Figura 1.1:** Durante el periodo 1911-1913, Victor Hess condujo una serie de experimentos a bordo de un globo aerostático, que lo llevaron al descubrimiento de una “penetrante radiación proveniente del espacio”. El estudio de los rayos c3smicos dio origen al estudio de la fisica de altas energías.



**Figura 1.2:** En 1925 cuando el físico estadounidense Robert Andrew Millikan introdujo el término “rayos c3smicos” para describir a esta radiación, la cual aun se desconocía de qué estaba formada. En ese entonces se consideraba que podía tratarse de fotones, el mismo tipo de partículas que forman la luz, pero en este caso debían ser de muy alta energía.

atómica llamada muón<sup>3</sup>. El positrón y el muón fueron los primeros de una serie de partículas subatómicas descubiertas, usando el descubrimiento de los rayos c3smicos se dio origen a la ciencia de las partículas elementales de la física. Los físicos de partículas utilizaron los rayos c3smicos para sus investigaciones hasta el advenimiento de los aceleradores de partículas en la década de 1950.

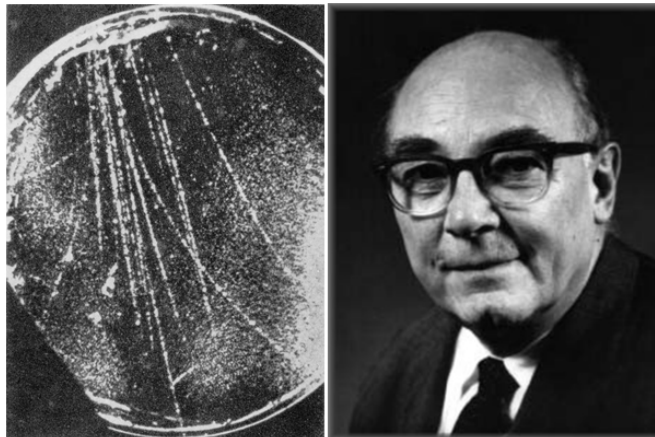
Un año después, Pierre Auger había colocado detectores de partículas en los Alpes, notó que dos detectores separados a bastantes metros de distancia, señalaron la llegada

<sup>3</sup>Toma su nombre de la letra griega  $\mu$ ,  $\mu$ , es una partícula elemental masiva ( $m_\mu = 105,7 \text{ MeV}/c^2$ ) que pertenece a la segunda generación de leptones, posee carga eléctrica negativa y su espín es  $1/2$ .

de part3culas exactamente al mismo tiempo. Auger hab3a descubierto las “lluvias atmosf3ricas extendidas”, lluvias de part3culas subat3micas secundarias causadas por la colisi3n de part3culas primarias de alta energ3a con las mol3culas de aire (V3ase la figura 1.4). Sobre la base de sus mediciones, Auger concluy3 que hab3a observado lluvias con energ3as de  $10^{15}$  eV.

En 1949 Enrico Fermi fue el encargado de dar la primera explicaci3n a la aceleraci3n de los rayos c3smicos. En los rayos c3smicos acelerados o lo que se conoce como el “shock” de Fermi, explica que los protones son acelerados al rebotar sobre las nubes magn3ticas en el espacio.

A principios de los a3os 1960, Arno Penzias y Robert Wilson descubrieron que las microondas de baja energ3a permean el universo. Kenneth Greisen, Vadim Kuzmin y Georgi Zatsepin se3alan que los rayos c3smicos de alta energ3a interactuar3an con el fondo de microondas. La interacci3n reducir3a su energ3a, de modo que las part3culas que viajan largas distancias intergal3cticas deb3an tener energ3as  $E < 5 \times 10^{19}$  eV.

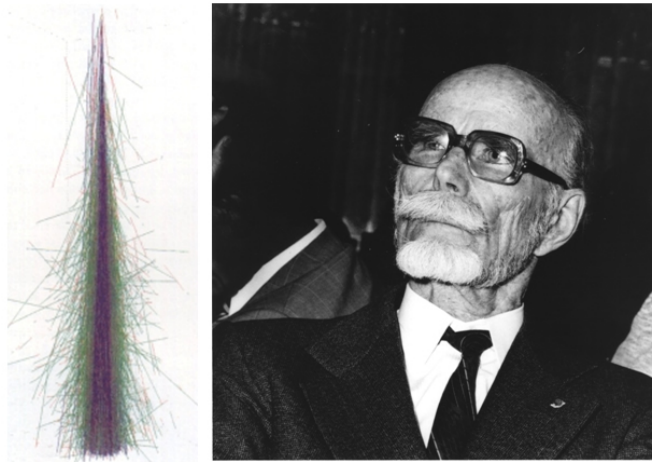


**Figura 1.3:** En 1936, con una c3mara de niebla y su estudiante Seth Neddermeyer, Anderson hizo un nuevo descubrimiento en el que se encontr3 el positr3n.

John Linsley detect3 el primer rayo c3smico con energ3a cercana a  $10^{20}$  eV, en el arreglo de superficie del Instituto Tecnol3gico de Massachusetts (MIT) ubicado en Volcano Ranch (Nuevo M3xico, EEUU), en febrero de 1962. Este singular evento aumento en un factor 50 el extremo del espectro energ3tico de los rayos c3smicos conocido hasta ese momento. El arreglo de Volcano Ranch consist3a en 19 detectores de centelleo cubriendo un 3rea de aproximadamente  $7 \text{ km}^2$ , y oper3 entre los a3os 1958 a 1972[10].

En 1991 el grupo de investigaci3n de rayos c3smicos Fly’s Eye (Ojo de Mosca) en los Estados Unidos observ3 un evento de rayo c3smico con una energ3a de  $3 \times 10^{20}$  eV. Algunos eventos con energ3as de  $10^{20}$  eV hab3an sido encontrados 30 a3os anteriores,

pero 3ste era claramente el m3s energ3tico. El grupo AGASA en Jap3n present3 un evento con energ3a de  $2 \times 10^{20}$  eV. Los eventos de Fly's Eye y AGASA son los mayores en energ3a que cualquiera visto antes. Una pregunta que a3n persiste apareci3 y es; de d3nde vienen estos dos rayos c3smicos de alta energ3a?.



**Figura 1.4:** En 1938 empleando contadores Geiger en los Alpes Franceses, Pierre Auger descubre las “lluvias atmosf3ricas”.

En 1935 un grupo internacional de investigadores empieza a dise1nar un nuevo observatorio de rayos c3smicos, el Proyecto Pierre Auger, denominado as3 en honor al descubridor de las cascadas c3smicas. El nuevo observatorio usar3 un arreglo gigante de detectores para medir un gran n3mero de lluvias a partir de los rayos c3smicos de m3s alta energ3a. Uno de los m3s recientes y de mayor energ3a reportado hasta el 2001 es el evento medido por el detector AGASA, ubicado en Jap3n, con una energ3a asignada de  $2,5 \times 10^{20}$  eV.

El proyecto LAGO (*Large Aperture Gamma-Ray Burst Observatory*, por sus siglas en ingl3s) inici3 operaciones en el a1o 2005 como una colaboraci3n en grupos de investigaci3n de Argentina, Bolivia y M3xico. Posteriormente se unieron grupos de Venezuela, Peru, Colombia, Guatemala, Ecuador y ultimamente Brasil.

El objetivo del observatorio es la detecci3n de destellos ultra energ3ticos conocidos en la literatura como GRBs, (*Gamma Ray Burst*, por sus siglas en ingl3s), mediante la instalaci3n de detectores de agua tipo Cherenkov o WCD, (*Gamma Ray Burst*, por sus siglas en ingl3s), en estaciones ubicadas en alta monta1a a lo largo de Lationam3rica.

Adem3s, los detectores instalados en diversas universidades se utilizan como una herramienta para ense1nar a los estudiantes acerca de las part3culas y la f3sica de aspart3culas, en particular, llev3ndolos a la medici3n del decaimiento del mu3n.

En 2007 el observatorio Pierre Auger se logr3 determinar, que las direcciones de arribo

de la mayor parte de los rayos c3smicos de las m3s altas energ3as detectados, apuntan a menos de 3 grados de n3cleos activos de galaxias cercanas, como Centaurus A, a 11 millones de a3os luz de la Tierra. Este descubrimiento fue considerado dentro de los mayores hallazgos cient3ficos del a3o 2007 por las revistas Science y Nature. Trazando los rayos c3smicos de alta energ3a hacia su fuente desconocida y as3 aumentando la comprensi3n del origen y evoluci3n del universo.

En 2013 se propone el proyecto PAS (*Polo de Astronom3a Social*), que consiste en realizar un centro cient3fico de primer nivel internacional, orientado inicialmente al estudio y detecci3n de rayos c3smicos en el rango de energ3a  $10 \text{ GeV} \lesssim E \lesssim 10 \text{ PeV}$ , que a su vez disponga de instalaciones que permitan tender un puente entre la ciencia y la sociedad.

### SECCI3N 1.3

## Espectro de energ3a

El elevado flujo de part3culas permite estudiar la composici3n del espectro en forma directa desde los globos [11], sat3lites [12] e incluso desde la estaci3n espacial internacional [13] para bajas energ3as. En el rango energ3tico de m3s altas energ3as del cual se concentra el observatorio Pierre Auger, se puede discriminar entre n3cleos livianos, dominados por protones, y n3cleos pesados, principalmente Hierro.

El espectro total de radiaci3n c3smica es aquella combinaci3n espectral de todos los n3cleos at3micos que impactan sobre el l3mite superior atmosf3rico, sin tener en cuenta su masa o su carga, conteniendo todos los nucleidos presentes en la naturaleza, cuya composici3n isot3pica puede diferir de las observadas en la Tierra. com3nmente la energ3a se mide en unidades de GeV por n3cleo.

El espectro de energ3a de los RC, empieza con energ3as del orden de unos pocos GeV y se extiende hasta unos cientos de EeV. El l3mite inferior queda determinado por la modulaci3n solar del flujo y por el efecto del campo geomagn3tico y del blindaje impuesto por la atm3sfera, a diferencia de los fotones gamma, los n3cleos cargados no mantienen su direccionalidad excepto los que por tener muy alta energ3a no deber3an ser desviados por el campo magn3tico gal3ctico.

Ahora bien, para estudiar el problema de la trayectoria de propagaci3n de los rayos

c3smicos a trav3s de campos magn3ticos es importante considerar la rigidez magn3tica  $R$  de las part3culas, para altas energ3as  $10^{15} \text{ eV} \lesssim E \lesssim 10^{20} \text{ eV}$ , se define la rigidez a la relaci3n entre el momento  $P$  y la carga  $Z$  de la part3cula o del n3cleo a la ecuaci3n 1.1:

$$R \equiv \frac{P \cdot c}{Z} \quad [R] = GV. \quad (1.1)$$

El espectro de los RC indica el flujo  $J$  de part3culas en funci3n de la energ3a, cubriendo un rango de energ3a desde  $10^9 \text{ eV}$  hasta m3s de  $10^{20} \text{ eV}$ . Para part3culas con energ3a  $E \lesssim 10^{10} \text{ eV}$ , el flujo est3 modulado por el viento solar. Para energ3as mayores, el espectro sigue la ley de potencias dada por la ecuaci3n 1.2.

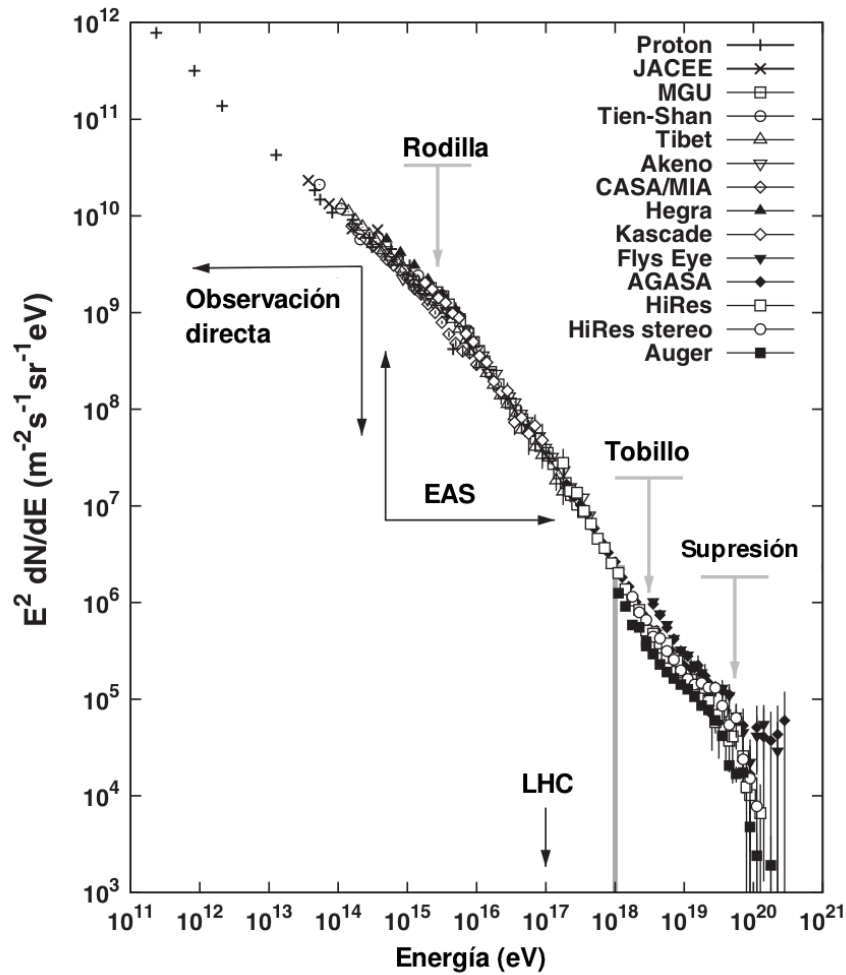
$$\frac{dN(E)}{dE} \propto E^{-\alpha} \quad (1.2)$$

El 3ndice espectral  $\alpha$  cambia en funci3n de la energ3a, estas variaciones se deben a efectos de propagaci3n y producci3n de part3culas a determinadas energ3as. Para una energ3a  $E \lesssim 10^{17} \text{ eV}$ , es probable que los rayos c3smicos sean originados por shocks difusivos de remanentes de supernovas dentro de la galaxia, donde las part3culas son aceleradas por shocks expansivos [14]. En la figura 1.5 se muestra el espectro diferencial de rayos c3smicos multiplicado por  $E^2$ , para poner m3s 3nfasis en los cambios de la pendiente del espectro.

El cambio de la pendiente del espectro de  $\alpha \sim 2.7$  a  $\alpha \sim 3.1$  para  $E \sim 10^{15.5} \text{ eV}$ , conocida como la ‘‘rodilla’’, ha sido estudiado en el experimento KASKADE [15] y tambi3n ser3 analizado por el proyecto PAS. All3 se encontr3 que el cambio en el 3ndice espectral es debido a una disminuci3n progresiva de elementos individuales con masa menor a la del carbono. Se propone que esto podr3 deberse al aumento de p3rdidas de rayos c3smicos de baja rigidez (ecuaci3n 1.1) provenientes de fuentes mientras aumenta la energ3a, o a que estas part3culas hayan llegado a la mayor energ3a posible que puedan obtener de la fuente. Si esto ultimo es cierto, se esperar3a que la aceleraci3n por remanentes de supernovas para part3culas con masa equivalente a la del Fe fuera ineficiente para una energ3a de  $E \sim 10^{17} \text{ eV}$  [16].

Adem3s algunos experimentos aportan a la observaci3n de la discontinuidad en el espectro, llamada ‘‘segunda rodilla’’ [17, 18], a energ3as entre  $10^{17.6} - 10^{17.8} \text{ eV}$ , donde el 3ndice cambia a  $\alpha \sim 3.3$ . A mayores energ3as, tales como  $E \sim 10^{18.4} \text{ eV}$ , el espectro se estabiliza a  $\alpha \sim 2.7$  en el llamado ‘‘tobillo’’, detectado inicialmente por Haverah Park [19], HiRes [20] y el observatorio Pierre Auger [21].

Se han presentado muchas explicaciones para describir c3mo y d3nde los rayos c3smicos con energ3a mayor a la rodilla obtienen su energ3a, y reproducir las caracter3sticas observadas en el espectro. Algunos modelos predicen la existencia de otras fuentes de



**Figura 1.5:** Espectro diferencial de los RC multiplicado por  $E^2$ , en el que se indican con las flechas grises las tres regiones en las que se produce un cambio significativo en el valor del índice espectral. A estas regiones, en orden de energía creciente, se las denomina respectivamente rodilla, tobillo y supresión. Como referencia, se incluye la energía de protones acelerados en el LHC a 7 TeV,  $E_{cm} = 14$  TeV, expresados en el sistema del laboratorio, donde uno de los protones está en reposo. En este caso, se encuentra que  $E_{lab} = (E_{cm}^2 - 2m_p^2)/m_p \simeq 10^{17}$  eV. (Figura extraída de [22]).

aceleración además de remanentes de supernova, como supernovas Tipo II o Gamma-ray bursts. Se postula que estos eventos ocurren con una frecuencia lo suficientemente alta como para crear partículas con energías hasta el tobillo, donde el flujo de partículas extra galácticas comienza a dominar [23, 24], Otros aseguran que la transición de rayos cósmicos galácticos extra galácticos ocurre en la segunda rodilla [25, 26], y que el tobillo es el resultado de la producción de pares  $e^+e^-$  debida a un espectro dominado por protones, que interactúan con la radiación cósmica de fondo.

El tobillo podría representar el punto de transición entre las componentes galácticas y extragalácticas del flujo de partículas cósmicas, el resultado de la creación de pares por

protones propagándose en el fondo de radiación c3smica o el resultado de la propagaci3n difusa de n3ucleos extragal3cticos a trav3s de campos magn3ticos intergal3cticos.

Finalmente, la observaci3n del corte a  $E_p \sim 40$  EeV consistente con la observaci3n del llamado efecto GZK, corresponde a una disminuci3n en el flujo de rayos c3smicos debida a la interacci3n de UHECR con el fondo de radiaci3n de microondas, que fue predicha por Greissen [27] y Zatsepin y Kuzmin [28], pero que tambi3n podr3a originarse en un posible agotamiento en la capacidad de aceleraci3n de las fuentes [29, 30].

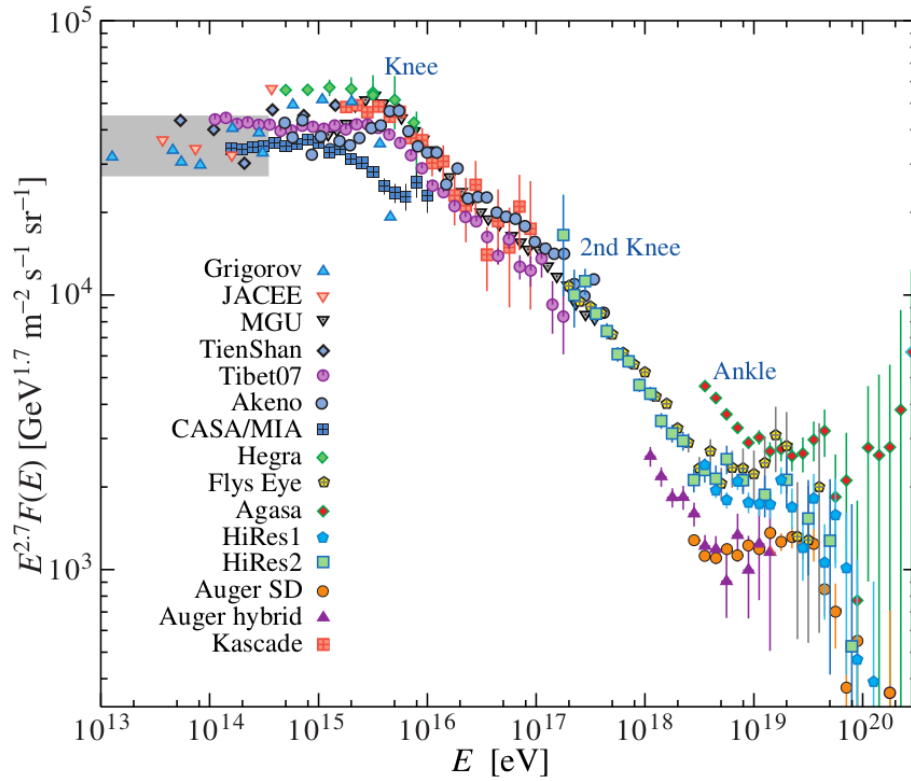
## SECCI3N 1.4

### Fuentes y mecanismos de aceleraci3n

A3n hay muchas preguntas por responder acerca de los rayos c3smicos, una de ellas es su origen, el cual hace parte de los mayores problemas astrof3sicos sin resolver. Cuando se habla acerca del origen de los rayos c3smicos, se debe distinguir entre la fuente y los mecanismos de aceleraci3n aunque ambos est3n estrechamente relacionados.

As3, teniendo en cuenta la forma del espectro energ3tico de los rayos c3smicos de alta energ3a, debe existir un mecanismo de aceleraci3n de estas part3culas para que puedan adquirir la energ3a observada. Actualmente se mantienen dos de las m3s influyentes teor3as que nos hablan al respecto.

La primera consiste en que las part3culas inicialmente con baja energ3a alcanzan altas energ3as en forma progresiva por alg3n medio causado por un acelerador natural, mas conocido como “bottom - up”, la segunda propuesta trata del decaimiento de part3culas supermasivas (creadas en el proceso que datan del universo primitivo) responsables de las part3culas ultra energ3ticas observadas. Adem3s, la distribuci3n de las direcciones de arribo de las part3culas ultra energ3ticas deber3a ser determinante para la decisi3n sobre uno u otro mecanismo. Las part3culas que provienen de un acelerador astrof3sico ubicado a una distancia menor del corte GZK (Greisen–Zatsepin–Kuzmin limit), no sufren grandes desviaciones por la presencia de campos magn3ticos, mientras que si son producto del decaimiento de part3culas supermasivas la distribuci3n de las direcciones de arribo deber3a ser esencialmente isotr3pa relacionada con la distribuci3n de materia en el Universo.



**Figura 1.6:** Espectro diferencial de energa de los RC, reconstruido de lluvias observadas por varios experimentos. El cuadro gris indica la regi3n donde se han realizado observaciones directas de los RC. El espectro ha sido multiplicado por  $E^{2.7}$  para mejorar la apreciaci3n de los peque3os cambios en el ndice espectral. El primero cerca de  $10^{15} - 10^{16}$  eV (La rodilla), el segundo en  $10^{17}$  eV (la segunda rodilla) y el ultimo en  $10^{19}$  eV (el tobillo). Aqu3 se evidencia la controversia de las mediciones en la regi3n de ultra alta energa, donde se observa la existencia del corte GZK segun algunos experimentos, y su inexistencia segun otros. Las grandes barras de error se deben a la falta de estadística en esa regi3n. (Figura extraida de [31]).

Los rayos c3smicos pueden ser producidos por interacciones entre part3culas en los lugares de aceleraci3n, o bien, pueden ser parte de la materia nuclear de la fuente o del medio que los rodea, como es el caso de los pulsares. Los mecanismos de aceleraci3n pueden estar basados en las leyes de interacci3n f3sica usando potenciales gravitacionales o electromagn3ticos, tales como los remanentes de supernova o en n3cleos activos de galaxia [32]. Se asume generalmente que los rayos c3smicos son acelerados en la fuente o cerca de ella.

A continuaci3n se discutirán algunas de las posibles fuentes de rayos c3smicos y los mecanismos de aceleraci3n.

### 1.4.1 Posibles fuentes

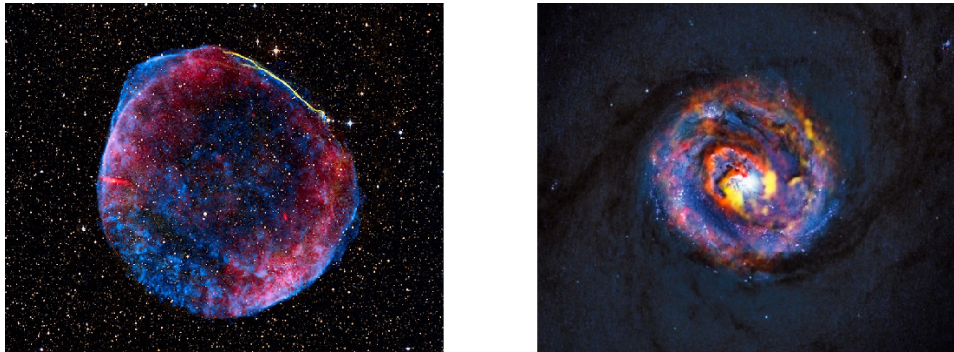
Revisemos el principio de la base de argumentaci3n de Hillas, para poder identificar los objetos que pueden llegar a ser candidatos de fuentes de rayos c3smicos de ultra alta energa (UHECR).

El campo magn3tico ( $B$ ) que tiene la partcula en contacto con el sitio de aceleraci3n y el tamao ( $R$ ) de la regi3n de aceleraci3n que tiene que ser mayor que el di3metro de la 3rbita de la partcula son aspectos principales. Tomando en cuenta el efecto de la velocidad caracterstica de los centros de dispersi3n magn3tica, dicha condici3n se expresa como:

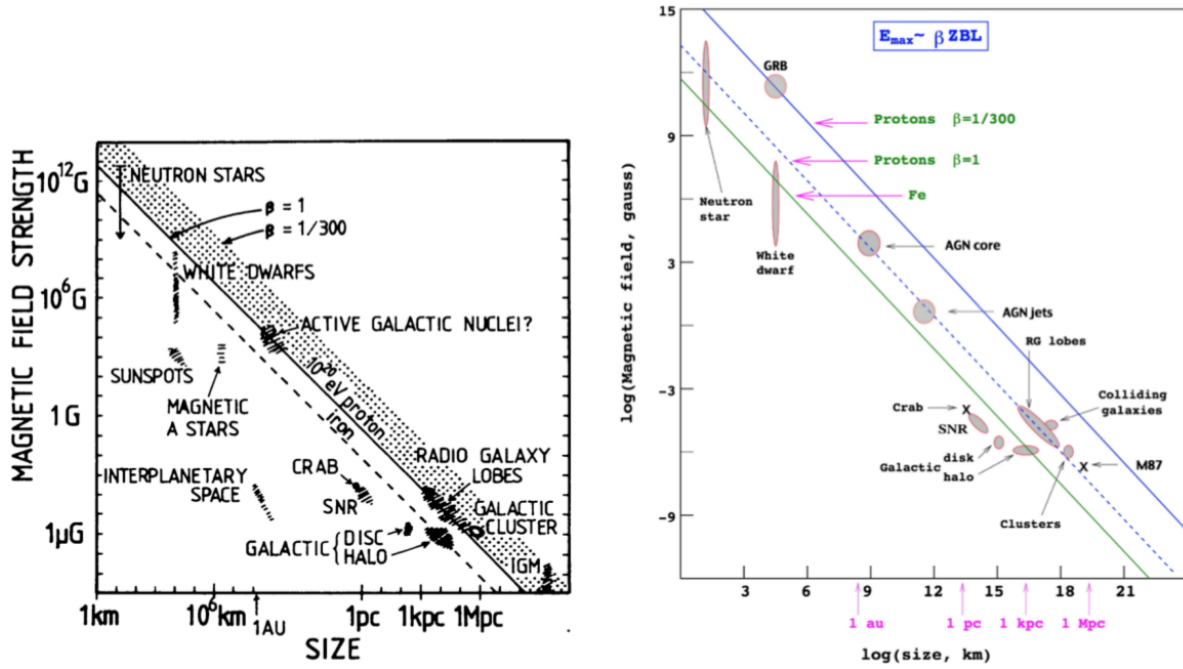
$$\left(\frac{B}{\mu T}\right) \left(\frac{R}{kpc}\right) > 2 \left(\frac{E}{10^{18} eV}\right) \frac{1}{Z\beta} \quad (1.3)$$

El argumento expresado por la ecuaci3n (1.3) es presentado para describir el diagrama de Hillas (V3ase figura 1.8). En la figura 1.8 se muestra el campo magn3tico en funci3n del tamao de la regi3n de aceleraci3n, en ella queda claro que ya sea por un campo magn3tico grande o un gran tamao de la regi3n de aceleraci3n, 3stas ser3n necesarias para poder alcanzar un m3ximo de energa dada (v3ase la ecuaci3n 1.4).

En el caso de partculas aceleradas, las cuales logran alcanzar una energa por encima de  $10^{20}$  eV, a3n no se han dado concluyentes modelos te3ricos, aunque s3 varios intentos para el rango de altas energas, como lo son; en los p3lsares, c3mulos de galaxias o GRBs, entre otros. Algunas de estas fuentes candidatas se muestran en la figura 1.7.



**Figura 1.7:** Izquierda: Remanente de supernova SN 1006 en la constelaci3n del Lobo a  $\sim 700$  ly de la Tierra, donde pueden observarse la formaci3n de frentes de choque en la zona d3nde el material eyectado por la supernova se encuentra con el medio interestelar. Derecha: Esta detallada visi3n muestra las partes centrales de la galaxia activa cercana NGC 1433. La imagen con el tenue fondo azul, que muestra los rastros de polvo centrales de esta galaxia, procede del telescopio espacial Hubble de NASA/ESA.



**Figura 1.8:** Diagrama de Hillas, en su versi3n original (izquierda, extraído de [33]), y moderna (derecha, extraído de [34]). El diagrama de Hillas es una representaci3n gráfica de la conexi3n entre el campo magnético (ordenadas) y el tamaño de la regi3n de aceleraci3n (abscisas). Los objetos localizados en el área debajo de las líneas no son capaces de acelerar protones o núcleos de hierro respectivamente para una energía dada.

Como se pudo ver en la secci3n anterior, los mecanismos de aceleraci3n pueden ser galácticos o extragalácticos. Para describir estos procesos, Hillas desarroll3 un modelo en el que la aceleraci3n de núcleos cargados, debe ser impulsada por el campo magnético de un objeto que contenga al núcleo en su interior. Por lo tanto, se puede acceder al cálculo te3rico de la energía de aceleraci3n máxima reescribiendo de otra forma la ecuaci3n (1.3), dada por la siguiente expresi3n:

$$E_{max} < \gamma e Z B R \quad (1.4)$$

Donde  $\gamma$  es el factor de Lorentz,  $Z$  es la carga del núcleo,  $B$  es el campo magnético, y  $R$  es la dimensi3n lineal del objeto. Es evidente que existen muy pocos sitios en el universo donde se pueden generar partícula con energías  $E \geq 10^{20}$  eV, esto s3lo puede ocurrir en objetos compactos con grandes campos magnéticos o en objetos muy extendidos. Estas posibles fuentes son: estrellas de neutrones o púlsares, galaxias con núcleos activos o AGNs y destellos gamma o GRBs[35] (Véase la figura 1.8).

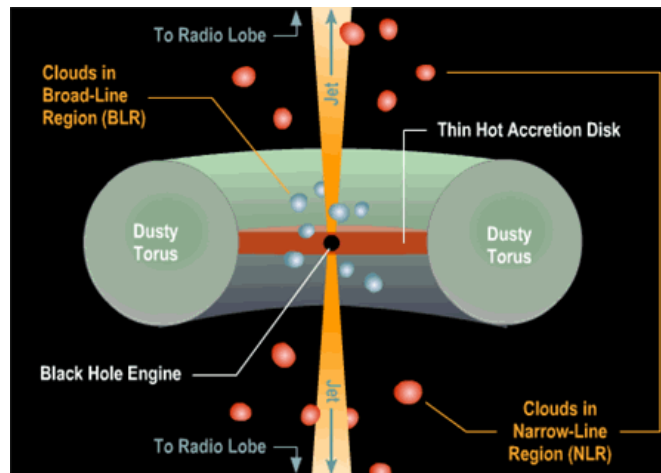
### 1.4.1.1. N3ucleos activos de galaxia (AGNs)

Los AGNs son los objetos m3as poderosos en el Universo. Los datos recientes confirman la idea te3rica de que la fuente de alimentaci3n est3 en la acreci3n de un agujero negro masivo ubicado en el centro de la galaxia, el cual emite por s3 solo la mayor parte de la radiaci3n electromagn3tica total de la galaxia.

La mayor parte de las galaxias tienen un agujero negro en su n3cleo. Cuando el agujero negro est3 activo, atrapa toda la materia que le rodea, como un remolino. Cuando ya no tiene capacidad para atrapar m3s masa, la materia contin3a girando en torno a 3l, pero ya no cae dentro. Las galaxias cuyo agujero negro a3n est3 activo se llaman galaxias activas.

Estas galaxias presentan un n3cleo altamente brillante ( $10^{41-48}$  erg/s) y muy masivo ( $10^6 - 10^{10}$  veces la masa solar [36]) que, al atrapar el gas interestelar y el polvo circundante, puede desatar la actividad nuclear e involucrar una gran liberaci3n de energ3a.

La parte interior brillante de las galaxias anfitrionas, como lo son las galaxias espirales o el3pticas son llamadas Active Galactic Nuclei (AGN, por sus siglas en ingl3s), hay algunas partes fundamentales que las hacen distintivas entre cada una de ellas (V3ase la figura 1.9).



**Figura 1.9:** Vista esquem3tica de las diferentes partes de un AGN. El polvo toroidal se mueve en la direcci3n del agujero negro convirti3ndose en un delgado disco de acreci3n. Justo antes del agujero negro logran eyectar materia en jets. Las nubes con diferentes velocidades son localizadas por encima y por debajo del disco de acreci3n. Ellos cambian las propiedades 3pticas de la luz emitida. [87]

As3, los AGNs se distinguen por su forma y por la gran cantidad de radiaci3n que emiten. El agujero negro del n3cleo est3 rodeado de un brillante disco de materia, polvo y gas muy caliente. Se le conoce disco de acreci3n, y gira en espiral mientras emite radiaci3n

de alta energa. Desde los polos, el agujero negro lanza al espacio enormes chorros de partculas, que pueden alcanzar distancias de miles de aros luz de [37].

#### 1.4.1.2. Quasares

El tipo de AGN m3s luminoso se da por un Quasar. Este es el t3rmino para los objetos los cuales son fuentes de radio cuasi-estelares. Se presentan con una apariencia estelar: su imagen es similar a la de una estrella com3n. Sin embargo, analizando detalladamente varios de estos objetos se pudo comprobar que pueden distinguirse ciertas peculiaridades a su alrededor (nebulosidades o “agregados”), que los diferencian notablemente de las estrellas y que sugieren una estructura mucho m3s compleja y adem3s se sit3an a grandes distancias de la Tierra.

El espectro desplazado altamente al rojo de los qu3sares da una pista de que son objetos extragal3cticos con distancias de algunos Mpc a varios cientos Mpc [38]. Aunque los qu3sares pueden ocurrir en cada tipo de galaxia la mayor3a de ellos se encuentran en galaxias el3pticas [39].



**Figura 1.10:** Izquierda: Rayos x/radio/3ptico foto compuesta de Centaurus A, adem3s cabe resaltar que t3cnicamente no es un blazar porque sus jets no est3n alineados con la Tierra. Credito: X-ray: NASA/CXC/CfA/R.Kraft et al; submilim3trica; Optical: ESO/WFI. Derecha: La imagen compuesta que muestra el brillo de radio de Centaurus A en comparaci3n con la de la luna llena. Las antenas de primer plano son Australia Telescope Array Compact CSIRO's, que reuni3 los datos de esta imagen.

El Quasar que aparece en el cielo como el m3s brillante es el 3C 273 de la constelaci3n de Virgo. Est3 a una distancia de  $\sim 670$  millones de parsecs. Tiene una magnitud aparente de 12.8. A una distancia de 10 p3rsecs ( $\sim 33$  ly), este objeto brillar3a en el cielo con mayor intensidad que el Sol. La luminosidad de este cu3asar es de unos 2 billones ( $2 \times 10^{12}$ ) de veces mayor que la del Sol, o cien veces m3s que la luz total de una galaxia media como la V3a L3ctea.

Algunos qu3asares muestran cambios r3pidos de luminosidad, lo que implica que son peque1os, ya que un objeto no puede cambiar m3s r3pido que el tiempo que tarda la luz en viajar desde un extremo al otro. El corrimiento al rojo m3s alto conocido de un qu3asar es de 6.4 [40].

Los agujeros negros tambi3n forman chorros de materia que es expulsada desde el centro de la galaxia. Estos chorros pueden ser expulsados a lo largo de millones de a1os luz. Los quasares son un tipo de n3cleo gal3ctico activo que tienen sus chorros de emisi3n de materia no totalmente alineados con la l3nea de visi3n que apunta en direcci3n hacia la Tierra.

#### 1.4.1.3. Blazares

A los blazares se les considera como una subclase de los Quasares, los cuales s3lo ocurren en las galaxias el3pticas y caracterizados por emitir un jet relativ3stico. Actualmente se acepta que un blazar es un cu3asar, con la 3nica diferencia de que su jet se encuentra apuntando en direcci3n a la Tierra.

El hecho de que se tenga el jet orientado directamente a la Tierra, explica tanto la intensidad como la r3pida variabilidad y rasgos de los distintos tipos de blazares. Muchos blazares parecen experimentar velocidades superlum3nicas dentro de los primeros p3rsecs de sus jets, probablemente debido a los frentes de onda de choque relativ3sticos [41]. Los Blazars emiten radiaci3n  $\gamma$  hasta energ3as de TeV, que son incluso superiores a las emitidas por los cu3asares.

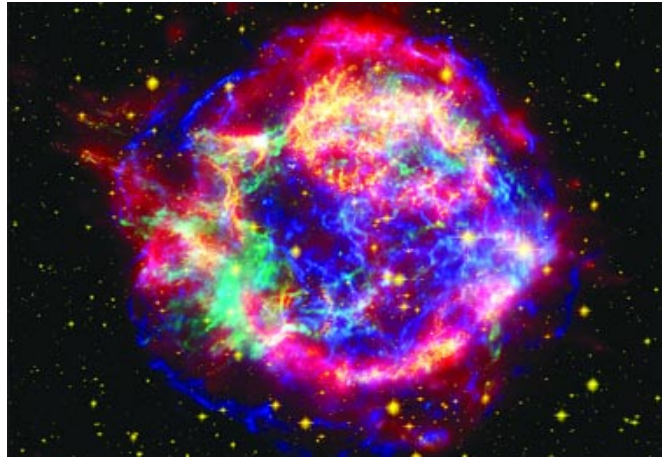
Entre las fuentes cercanas se puede mencionar M87 (18M pc) y Cygnus A (200M pc) entre las lejanas.

#### 1.4.1.4. Estrella de neutrones

Las estrellas de neutrones son uno de los posibles estados finales de una estrella. Son el resultado de estrellas masivas que tienen masa mayor de 4 a 8 veces la masa del Sol, despu3s de que estas estrellas han terminado de quemar su combustible nuclear, se someten a una explosi3n de supernova. Esta explosi3n expulsa las capas exteriores de una estrella en un remanente de supernova. La regi3n central de la estrella se colapsa bajo la gravedad. Seguidamente los protones y los electrones se combinan para formar neutrones. De ah3 el nombre de “estrella de neutrones”.

Las estrellas de neutrones pueden aparecer en los remanentes de supernova, como objetos aislados, o en sistemas binarios. Una estrella de neutrones es un sistema binario, los astr3nomos son capaces de medir su masa. Desde un n3mero de tales binarios observados con radio telescopios o telescopios de rayos X, las masas de las estrellas de neutrones se ha encontrado por ser de aproximadamente de 1.4 veces la masa del Sol. Para los sistemas binarios que contienen un objeto desconocido, esta informaci3n ayuda a distinguir si el objeto es una estrella de neutrones o un agujero negro, ya que los agujeros negros son m3s masivos que las estrellas de neutrones.

Una estrella de neutrones es de unos 12-20 km de di3metro [42] y tiene la masa de aproximadamente 1.4-2.1 [43, 44, 45] veces la de nuestro Sol<sup>4</sup>. En principio, la densidad necesaria para que se d3e la neutronizaci3n (recombinaci3n de electrones con protones para dar neutrones) es de  $2.4 \times 10^7 \text{ g/cm}^3$ . Como en las estrellas degeneradas<sup>5</sup> no hay protones libres, la densidad necesaria es, en realidad, m3s elevada, dado que los electrones han de superar una barrera coulombiana bastante mayor, necesit3ndose aproximadamente unos  $10^9 \text{ g/cm}^3$ .



**Figura 1.11:** La estrella de neutrones ‘‘Cercana’’ (a 11 mil a3os luz de distancia en nuestra galaxia) mostrada en la figura, se ubica en el centro del remanente de la supernova Cassiopeia A, en la imagen compuesta por im3genes de los telescopios espaciales Spitzer, Hubble y Chandra.

---

<sup>4</sup>Esto significa que una estrella de neutrones es tan densa que en la Tierra, una cucharita pesar3a mil millones de toneladas! Debido a su peque3o tama3o y alta densidad, una estrella de neutrones posee un campo gravitatorio en la superficie de aproximadamente  $2 \times 10^{11}$  veces la de la Tierra. Las estrellas de neutrones tambi3n pueden tener campos magn3ticos de un mill3n de veces m3s fuerte que los campos magn3ticos m3s fuertes producidas en la Tierra.

<sup>5</sup>Es una estrellas que ha colapsado hasta alcanzar una alta densidad de manera que la presi3n de degeneraci3n es su principal soporte frente a un colapso mayor.

### 1.4.1.5. P3ulsares

Los p3ulsares son algunos de los objetos m3s extra3os del Universo. En 1967, en el Observatorio de Cambridge, Jocelyn Bell [46] y Anthony Hewish [47, 48] estudiaban las estrellas cuando se tropezaron con algo extraordinario. Era un objeto similar a una estrella que parec3a estar emitiendo pulsos r3pidos de ondas de radio. Se conoc3a que fuentes de radio hab3an existido en el espacio desde hace bastante tiempo. Pero esta fue la primera vez que se observ3 a un objeto emitiendo pulsos demasiado r3pidos. Eran tan regulares, con per3odos de pulso entre 1,4 ms y 8,5 segundos.

Estos objetos de masa mediana terminan sus vidas como estrellas de neutrones, y algunos de ellos pueden llegar a ser los p3ulsares o magnetares. Cuando estas estrellas colapsan, mantienen su momento angular. Pero con un tama3o mucho m3s peque3o, su velocidad de rotaci3n aumenta dram3ticamente. Este objeto relativamente peque3o, muy denso, emite una potente r3faga de radiaci3n a lo largo de sus l3neas de campo magn3tico, aunque este haz de radiaci3n no se alinea necesariamente con su eje de rotaci3n. As3, los p3ulsares son estrellas de neutrones en rotaci3n, simplemente. Y as3, en la Tierra, cuando los astr3nomos detectan un haz intenso de las emisiones de radio varias veces por segundo, a medida que el p3ulsar gira alrededor de su propio eje se puede ver como si este fuere un faro.



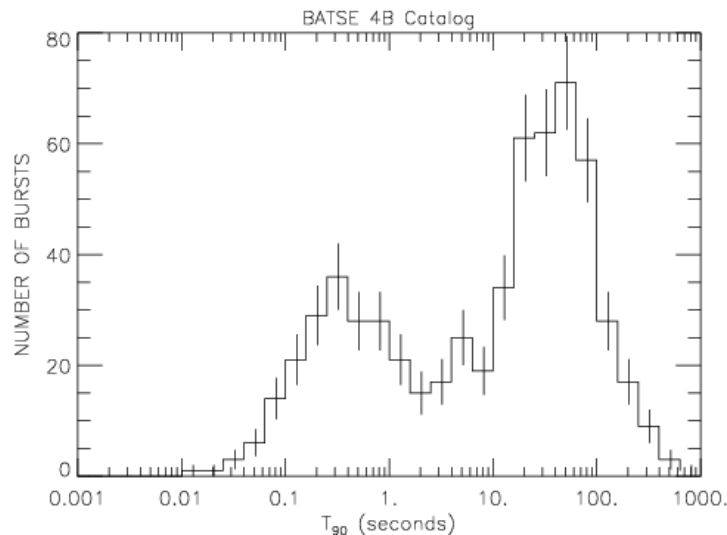
**Figura 1.12:** P3ulsar de la Nebulosa del Cangrejo. Esta imagen combina im3genes del telescopio espacial Hubble (rojo), e im3genes en rayos X obtenidas por el Telescopio Chandra (azul).

### 1.4.1.6. Gamma-ray bursts (GRBs)

Son destellos de rayos gamma asociados con explosiones extremadamente energ3ticas en galaxias distantes. Son los eventos electromagn3ticos m3s luminosos que ocurren en el universo. Los brotes pueden durar desde unos nanosegundos hasta cerca de una hora, pero por lo general, un brote t3pico suele durar unos pocos segundos. Con frecuencia son seguidos por una luminiscencia residual de larga duraci3n de radiaci3n a longitudes de onda mayor, (rayos X, radiaci3n ultravioleta, luz visible, radiaci3n infrarroja y radiofrecuencia) [50].

#### Tipos de GRBs.

Cuando los astr3nomos observaron el n3mero de r3fagas contra el tiempo que dur3, se encontraron con dos clases diferentes de r3fagas: larga duraci3n y de corta duraci3n (V3ase la figura 1.13). Estas dos clases son probablemente creados por diferentes procesos, pero el resultado final en ambos casos es la marca de un nuevo agujero negro.



**Figura 1.13:** Gráfico del tiempo en función del número de ráfagas de los estallidos de rayos gamma observados por el instrumento BATSE en el Telescopio de Rayos Gamma Compton.

Larga duraci3n de estallidos duran de 2 segundos a unos mil segundos, con un tiempo medio de unos 30 segundos. Est3n asociados con la muerte de estrellas masivas en hipernovas; aunque no todas las hipernovas producen un estallido de rayos gamma.

Explosiones de corta duraci3n son las que duran menos de 2 segundos; que dura desde unos pocos milisegundos a 2 segundos, con una duraci3n media de alrededor de 0.3 segundos (o 300 milisegundos). Estas explosiones parecen estar asociados con la fusi3n

de dos estrellas de neutrones en un nuevo agujero negro o una estrella de neutrones con un agujero negro para formar un agujero negro m1s grande.

## 1.4.2 Mecanismos de Aceleraci3n

Para ser consistentes con las observaciones obtenidas de los diferentes experimentos, telescopios, detectores y laboratorios, se debe satisfacer la condici3n que cualquier mecanismo responsable de acelerar rayos c3smicos debe cumplir los siguientes requisitos:

- Producir un espectro energ3tico que se ajuste a una ley de potencias.
- Acelerar las part3culas hasta energ3as del orden de  $10^{20}$  eV.
- En el proceso de aceleraci3n, la abundancia qu3mica de los rayos c3smicos primarios debe ser similar a la abundancia de los elementos.

Existen varios modelos de aceleraci3n, lo que muestra que a3n no se entiende en su totalidad el mecanismo real. Cabe mencionar que es posible que diferentes mecanismos de aceleraci3n est3n actuando para diferentes rangos de energ3as.

En general, los mecanismos de aceleraci3n se pueden clasificar en tres tipos [51]. En 1949 Fermi [52] fue el primero en proponer un modelo que produce una ley de potencia como espectro. En el ap3ndice A se describe brevemente este modelo, conocido como mecanismo de Fermi, en el cual la aceleraci3n de rayos c3smicos se produce con frentes de choque (primer orden) y por su interacci3n con nubes de gas magnetizadas (segundo orden) y. Para una descripci3n detallada ver por ejemplo [53].

### 1.4.2.1. Modelos de Aceleraci3n directa:

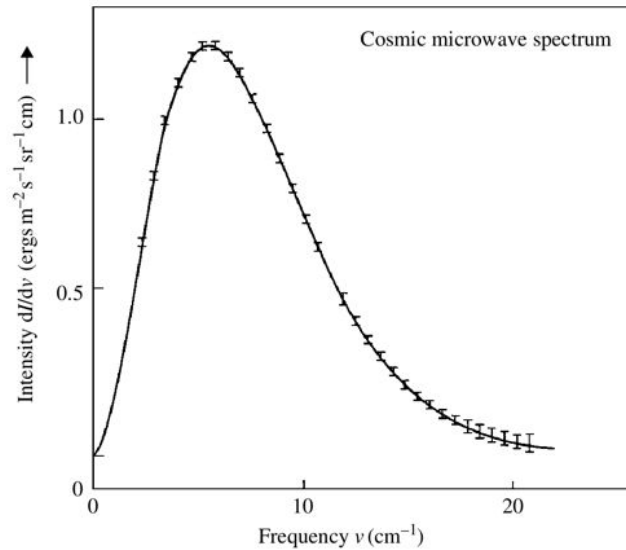
Estos modelos describen la aceleraci3n de part3culas como un proceso muy diferente donde las part3culas ganan su energ3a completa en tan s3lo unos pasos. Los modelos proponen fuertes campos magn3ticos y el3ctricos incluso para fuentes extra gal1cticas. sus fuentes pueden ser chorros de supernovas, chorros en n3cleos gal1cticos activos, chorros relativistas, o coronas polares de pulsares girando r1pidamente. Estos modelos permiten acelerar las part3culas hasta energ3as de  $E \approx 10^6$  eV.

### 1.4.2.2. Modelos Top-Down:

Estos modelos describen las grandes energías hasta ahora observadas, como resultado f3sico m3s all3 del Modelo Est3ndar de part3culas elementales; posiblemente la desintegraci3n de una part3cula ex3tica ultra pesada, que posibilita la creaci3n de part3culas ultra energ3ticas mediante su decaimiento. Como ejemplos tenemos cuerdas c3smicas y en general defectos topol3gicos, remanentes del ‘‘Big Bang’’ [32, 56]. Estos modelos permiten acelerar part3culas a energ3as del orden de  $E = 10^{20}$  eV.

### 1.4.2.3. Propagaci3n

En 1965 Penzias y Wilson [57], descubrieron la radiaci3n c3smica de fondo de microondas (CMB, por sus siglas en ingl3s). 3ste hab3a sido predicho por Gamow muchos a3os antes, como una reliquia del Bing Bang [58]. En la figura 1.14 se observa el espectro obtenido por el sat3lite COBE (Cosmic Background Explorer) [59]. Datos recientes muestran un total acuerdo con un espectro de cuerpo negro a una temperatura de  $2.725 \pm 0.0001$  K, con una densidad de fotones  $n_\gamma \approx 411 \text{ cm}^{-3}$  y un valor de energ3a media dado por:  $E_{CMB} \sim 0.6$  meV.



**Figura 1.14:** Datos del espectro de energ3a del fondo de radiaci3n de microondas obtenidos del experimento del sat3lite COBE.

Poco tiempo despu3s del descubrimiento del CMB, Greisen [27] por un lado y Georgi Zatspein y Vadem Kuz'min [28] por otro lado, estos demostraron casi simult3neamente

que la propagaci3n de los rayos c3smicos de m3s alta energ3a deber3a ser afectada por los fotones del CMB. Por lo tanto el espectro de rayos c3smicos deber3a tener un l3mite superior, denominado corte GZK. Los rayos c3smicos de m3s alta energ3a tienen un factor de Lorentz tan grande que los fotones del CMB tienen energ3as muy grandes en el sistema de referencia en el que el rayo c3smico est3 en reposo. Por lo tanto el rayo c3smico puede interactuar con los fotones del CMB a trav3s de procesos como los siguientes:

$$p^+ + \gamma_{CMB} \rightarrow p^+ + \pi^0 \quad (1.5)$$

$$\rightarrow n^0 + \pi^+ \quad (1.6)$$

$$\rightarrow \Delta_{1232}^+ + \pi^0 + \pi^0\pi^0 \quad (1.7)$$

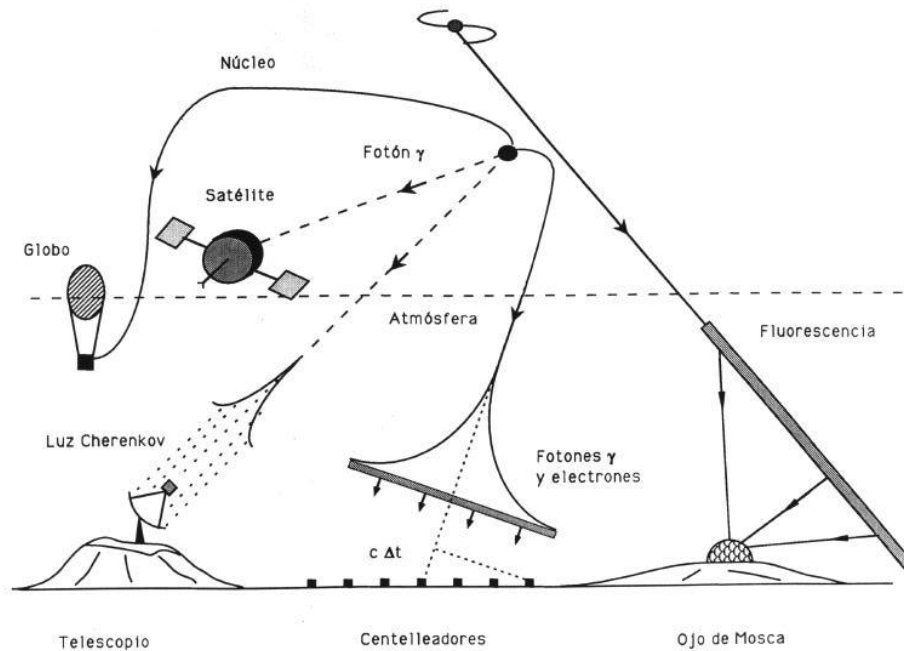
La energ3a umbral para este tipo de procesos es del orden de  $5.5 \times 10^{19}$  eV. Adem3s por ejemplo para la reacci3n 1.6 el umbral para colisiones frontales es de  $5.5 \times 10^{19}$  eV y la secci3n eficaz a esta energ3a es de  $\sigma = 2 \times 10^{-28}$  cm<sup>2</sup> [60]. Teniendo en cuenta la densidad de fotones de CMB esto nos da un camino libre medio de 4.1 Mpc<sup>6</sup>. Un prot3n que sufre una de estas interacciones pierde t3picamente un 15 % de su energ3a. Esto producir3a un apilamiento en el espectro de rayos c3smicos a energ3as ligeramente menores a la energ3a de umbral y una fuerte supresi3n del espectro a energ3as m3s altas. Las mediciones actuales del espectro de rayos c3smicos realizadas por el Observatorio Pierre Auger son consistentes con la existencia del corte GZK [61].

## SECCI3N 1.5

### T3cnicas de detecci3n

Uno de los primeros objetivos experimentales ha sido la caracterizaci3n de la radiaci3n c3smica. La energ3a de esta radiaci3n var3a en muchos ordenes de magnitud ( $10^7 - 10^{20}$  eV) y por tanto, es necesario emplear diversos m3todos experimentales dependiendo del intervalo de energ3a estudiado (V3ase la figura 1.15).

<sup>6</sup>1 Mpc =  $10^6$  pc, 1 pc  $\approx$  3.26 a3os luz



**Figura 1.15:** Los rayos c3smicos primarios pueden ser detectados de forma directa en globos y sat3lites o de forma indirecta con dispositivos en el suelo que detectan la cascada de part3culas. A diferencia de los fotones gamma, los n3cleos cargados no mantienen su direccionalidad excepto los que por tener muy alta energ3a no deber3an ser desviados por el campo magn3tico gal3ctico. (Figura extra3da de [89]).

Como se desarroll3 en la secci3n 1.2, existen diversas t3cnicas que se han utilizado en la detecci3n de los rayos c3smicos para los diferentes intervalos o valores de energ3a. Hay un antes y despu3s en el tiempo de observaci3n y es alrededor de un valor en la energ3a de  $10^{15}$  eV, donde, bajo este umbral de energ3a, el flujo de rayos c3smicos es lo suficientemente alto como para permitir ser detectados por mediciones directas. Para valores que est3n por encima de este rango el flujo de part3culas es tan peque1o ( $1 \text{ part3cula} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{a1o}^{-1}$ ), como se puede ver en la secci3n 1.3, decrece muy r3pidamente (siguiendo una ley de potencias), por lo cual se hace imposible la medici3n directa de las part3culas y se recurre a los m3todos indirectos de detecci3n de rayos c3smicos.

Los m3todos que se utilizan actualmente para detectar un rayo c3smico son muy variados. El objetivo de estos es caracterizar su energ3a y direcci3n de incidencia. Estos pueden ser clasificados en dos grandes grupos: m3todos directos e indirectos. En los primeros, las part3culas primarias inciden directamente en el detector, raz3n por la cual los dispositivos de detecci3n est3n situados en sat3lites, globos o aviones. Por su parte, los m3todos indirectos, tal como su nombre lo indica, no detectan directamente la part3cula c3smica, sino la cascada de part3culas secundarias que se producen en la atm3sfera. Para detectar dicha radiaci3n se utilizan detectores ubicados en tierra tipo WCD, telescopios de fluorescencia y detectores de centelleo.

### 1.5.1 Detecci3n directa

Como vimos en la secci3n [1.4 Fuentes y mecanismos de aceleraci3n](#), el flujo de part3culas cae r3pidamente a medida que aumenta la energ3a. Este es el factor discriminante entre los m3todos. Entonces, a medida que se incrementa el 3rea efectiva del detector se incrementa la energ3a m3xima detectable. De esto se deduce un l3mite t3cnico para los m3todos directos pues los sat3lites y globos tienen un 3rea limitada. En la actualidad las energ3as m3ximas detectables por m3todos directos est3n situados alrededor de 30 GeV para fotones primarios ( $\gamma$ ) del orden de 1 PeV ( $10^{15}$  eV) para Hadrones.

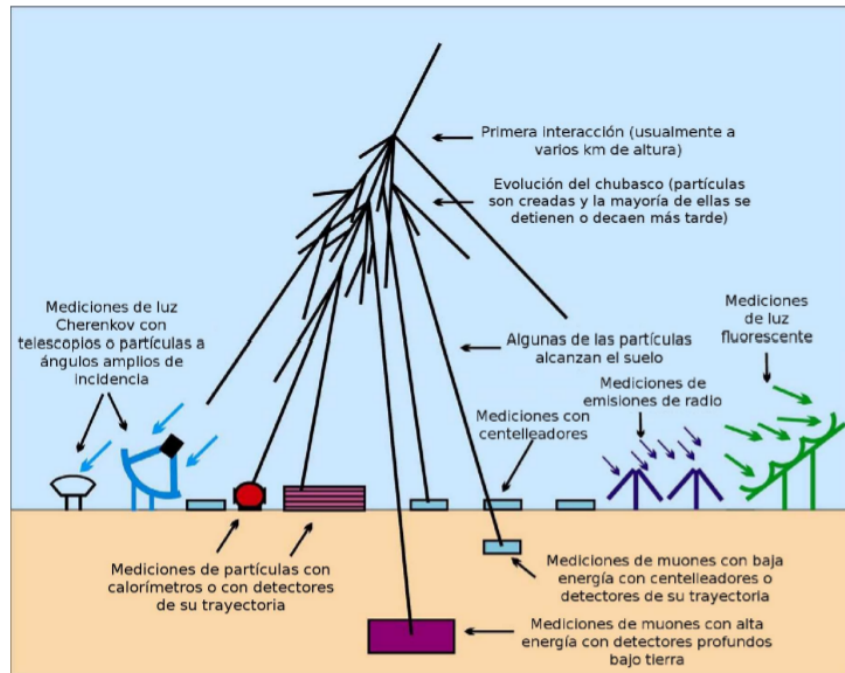
Las t3cnicas y herramientas utilizadas para 3ste tipo de detecci3n son similares a las usadas en otros experimentos en F3sica de Altas Energ3as. Calor3metros, emulsiones y detectores de transici3n de radiaci3n son colocados en globos aerost3ticos, en sat3lites y en transbordadores espaciales. Estas t3cnicas proporcionan mediciones directas del espectro de energ3a y la composici3n de los rayos c3smicos hasta energ3as del orden de  $10^{15}$  eV. En esta regi3n de energ3a se encuentran involucrados aquellos experimentos conocidos como los aceleradores de part3culas, siendo el Gran Colisionador de Hadrones el CERN en Suiza ("Large Hadron Collider", LHC), el experimento m3s prometedor para estudiar colisiones tal como las que suceden en las primeras capas de la atm3sfera generadas por los rayos c3smicos. El LHC est3 dise1ado para producir colisiones a energ3as m3s all3 de  $1.4 \times 10^{13}$  eV en el sistema de centro de masa, lo que permitir3a poner a prueba los modelos de interacci3n hadr3nica m3s precisos que los actuales que los actuales a muy altas energ3as y podr3 estimar de forma m3s acertada la composici3n de las part3culas primarias en los rayos c3smicos en estos rangos de energ3a.

### 1.5.2 Detecci3n indirecta

En la figura [1.16](#) muestra las distintas t3cnicas de detecci3n de lluvias de part3culas de acuerdo a la componente que se quiere estudiar.

Se pueden detectar y analizar a nivel del piso las part3culas secundarias, productos de la lluvia y a partir de 3stas reconstruir el espectro de energ3a y estudiar la composici3n de las part3culas primarias. Adem3s, de esta forma se pueden estudiar tanto su direcci3n de arribo, como su distribuci3n, entre otras propiedades del chubasco.

La desventaja es que no es posible obtener la composici3n de la part3cula primaria de manera directa, s3lo a trav3s de modelos de interacci3n hadr3nica mediante los cuales se interprete la informaci3n que se registra en el experimento. Los modelos de interacci3n



**Figura 1.16:** Distintas t3cnicas de detecci3n indirecta de rayos c3smicos, midiendo las partículas secundarias generadas en los chubascos atmosf3ricos o radiaci3n secundaria asociada. Cr3dito de la imagen: Andreas Haungs [62]

hadr3nica se calibran con los resultados directos que se obtienen de los aceleradores de partículas para que ajusten lo mejor posible los resultados conocidos y posteriormente se extrapolan para estudiar las colisiones de rayos c3smicos a muy altas energías [63].

La mejor forma hasta ahora conocida para detectar los chubascos atmosf3ricos es utilizando redes de detectores a nivel del suelo, y de gran extensi3n. El tamaño de las redes van desde algunos cientos de metros cuadrados, hasta  $3000 \text{ km}^2$  hoy en día. Como ejemplo est3 el observatorio Pierre Auger Sur ubicado en la Pampa Amarilla, Argentina [64]. El observatorio Norte comprender3 una red de  $20000 \text{ km}^2$ , cuyos planes de diseño y construcci3n siguen en discusi3n [65].

Los experimentos que pueden dar una mejor descripci3n de la lluvia son los que emplean diferentes t3cnicas de detecci3n, en estos casos se puede comparar la congruencia entre los resultados de las diferentes t3cnicas de detecci3n. A continuaci3n se hablar3 acerca de los cuatro mecanismos experimentales m3s sobresalientes en la detecci3n indirecta.

### 1.5.2.1. Detectores de Centelleo

Existen otra clase de detectores de radiaci3n que no operan con la ionizaci3n de un gas. Uno de los m3s empleados es el llamado detector de centelleo. En 3l se aprovecha el hecho de que la radiaci3n produce peque1os destellos luminosos en ciertos s3lidos. Esta luz se recoge y transforma en un pulso el3ctrico.

Los detectores de centelleo se basan en el hecho de que cuando ciertos materiales son atravesados por la radiaci3n sus 3tomos o mol3culas son excitados, produci3ndose su casi inmediata desexcitaci3n mediante emisi3n de luz cuya longitud de onda es pr3xima al espectro visible.

Los elementos b3sicos de un detector de centelleo pueden observarse en la figura 1.17. Consiste, en general, en un material centelleador acoplado 3pticamente a un fotomultiplicador (PMT *photomultiplier*, por sus siglas en ingl3s) ya sea directamente o a trav3s de una gu3a de luz. La luz incide en la ventana del PMT, construido generalmente por materiales alcalinos con gran rendimiento de este efecto, amplific3ndose en el interior del PMT el pulso el3ctrico.

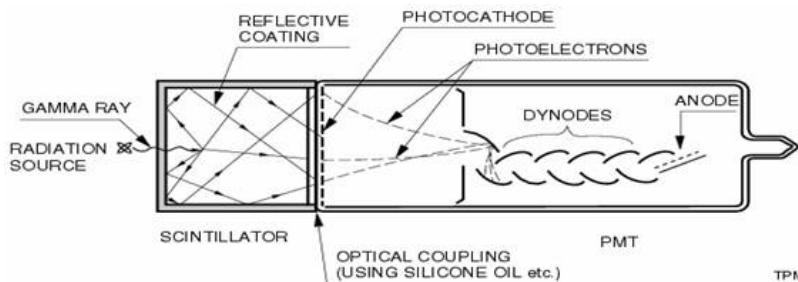


Figura 1.17: Principales componentes de un detector de centelleo.

Los detectores de centelleo tienen algunas ventajas sobre los de gas. En primer lugar, un s3lido, por su mayor densidad, es m3s eficiente en detener la radiaci3n que un gas. Por lo tanto la eficiencia de un detector de centelleo es muy superior a la de uno de gas, especialmente para rayos gamma. En segundo lugar, el proceso de luminiscencia, o sea la absorci3n de radiaci3n y la posterior emisi3n de luz, es muy r3pido, disminuyendo el tiempo muerto<sup>7</sup>.

Cuando un material conocido como centelleador (transparente a la luz emitida) se le acopla un sistema de transducci3n-amplificaci3n tal como un fotomultiplicador (PMT *photomultiplier*, por sus siglas en ingl3s), el pulso de luz se convierte en un pulso el3ctrico

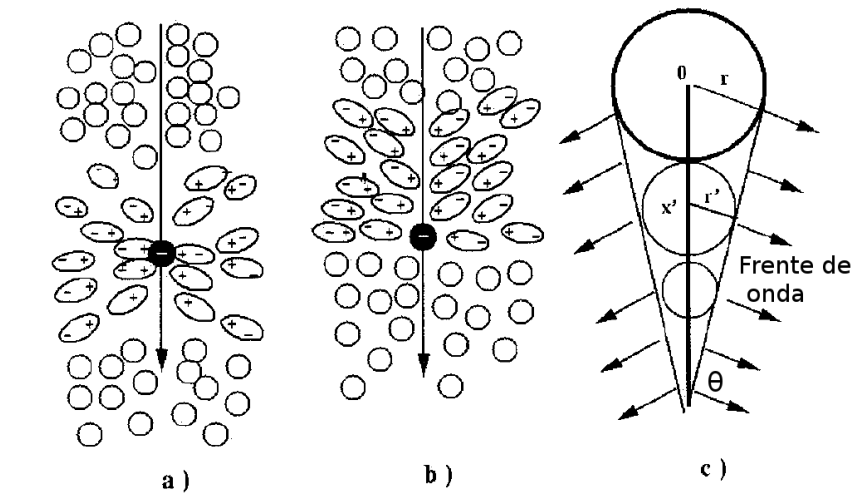
<sup>7</sup>se le define as3, a la separaci3n temporal m3nima entre dos pulsos

que puede ser analizado mediante un sistema electr3nico, obteni3ndose as3 informaci3n acerca de la radiaci3n incidente.

### Radiaci3n Cherenkov

Este tipo de radiaci3n se origina cuando una part3cula cargada se mueve en un medio con una velocidad mayor que la de la luz en dicho medio. El origen de esta radiaci3n puede explicarse de la siguiente manera: una part3cula cargada polariza los 3tomos del material, al repeler cargas iguales y atraer cargas contrarias, hace de estos peque1os dipolos. Si la part3cula cargada se mueve r3pidamente en la materia, los 3tomos tras ella son polarizados, mientras que delante de ella la polarizaci3n todav3a no ha tenido lugar, pues la interacci3n el3ctrica se propaga a trav3s de la materia con la velocidad de la luz. Se origina as3 un momento dipolar resultante en la posici3n de la part3cula, ver figura 1.18. Esta desaparici3n r3pida del momento dipolar es la causa de la emisi3n electromagn3tica. En general las ondas de distintos puntos de la traza de la part3cula se anulan mutuamente por interferencia.

Sin embargo, si la velocidad de la part3cula supera a la velocidad de la luz, las ondas se refuerzan en un frente de ondas que se emite con un 3ngulo caracter3stico  $\theta$  con la relaci3n a la trayectoria de la part3cula.



**Figura 1.18:** En la figura se puede apreciar la polarizaci3n de las mol3culas atmosf3ricas producida por el paso de una part3cula cargada con velocidad (a) es inferior a la velocidad de la luz, (b) superior a la velocidad de la luz en determinado medio y (c) diferentes frentes de onda de la radiaci3n o cono cherenkov.

La energ3a m3nima que necesita un electr3n para inducir la producci3n de luz Cherenkov

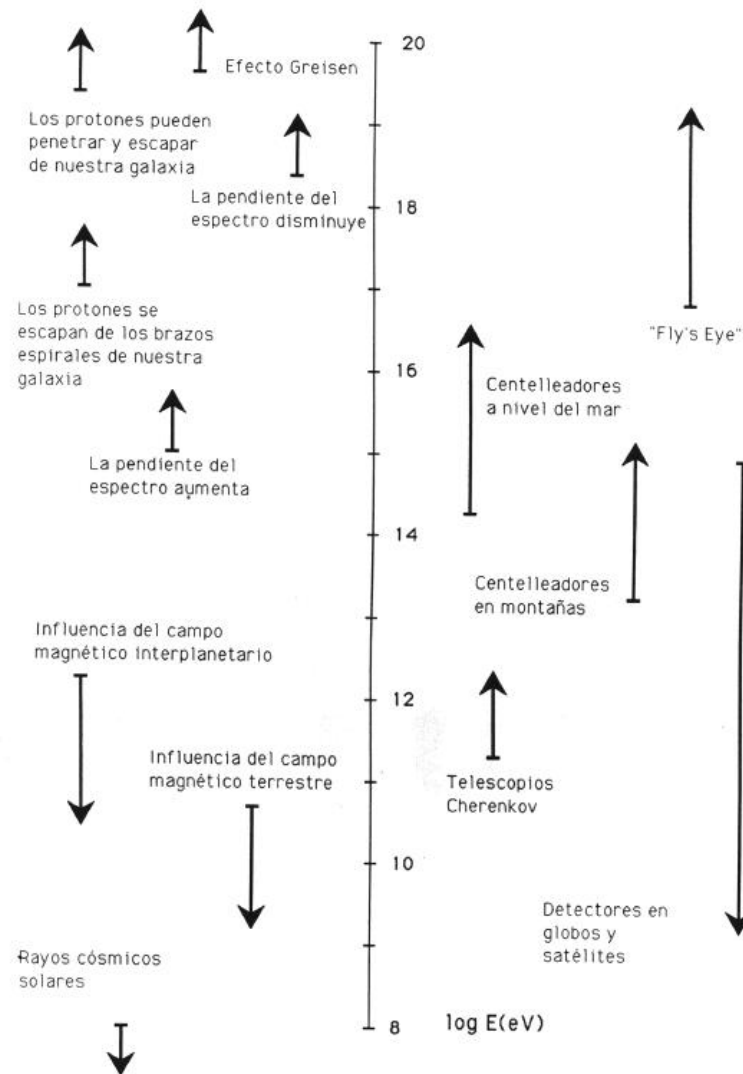
viene dada por:

$$E_{min} = \frac{0.511}{\sqrt{2\delta}}, \text{ donde } \delta = n - 1, [88] \quad (1.8)$$

Siendo  $n$  el 3ndice de refracci3n en el medio y la unidades de  $E_{min}$  son MeV. El 3ngulo de emisi3n Cherenkov con respecto a la direcci3n de la part3cula viene dada por:

$$\theta = \cos^{-1} \left( \frac{1}{\beta_n} \right) \quad (1.9)$$

Donde  $\beta = v/c$  siendo  $v$  la velocidad de la part3cula y  $c$  la velocidad de la luz en el vac3o. En la figura 1.19 se puede ver un esquema que relaciona el tipo de detector y el rango de energ3a al que apunta.

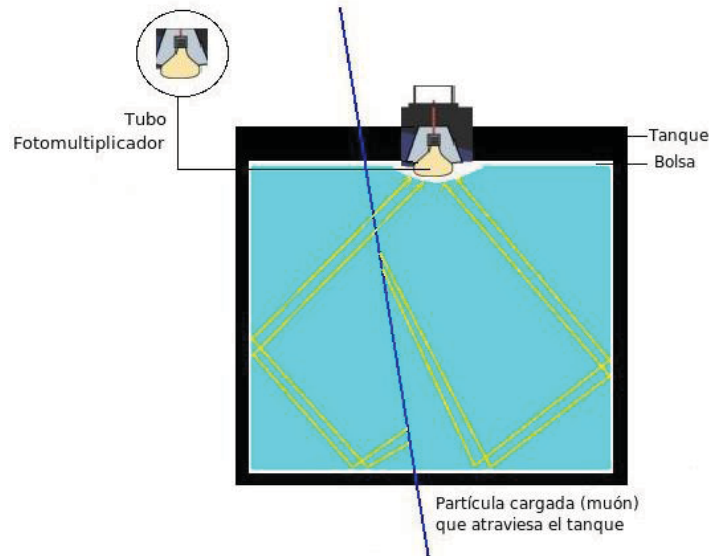


**Figura 1.19:** En este esquema se muestran los diferentes tipos de detectores empleados dependiendo del rango de energa a estudiar. (Figura extrida de [35]).

### 1.5.2.1.1. Detectores Cherenkov

Un detector Cherenkov consiste b3asicamente en un tanque (muy com3nmente de resina de polietileno) de forma cil3ndrica cubierto por una capa de manto asf3ltico que act3a como una barrera previniendo el ingreso de luz externa, con una superficie libre que depende del tama5o del tanque y una columna de agua que varía de 1 m o m3s metros de profundidad. Los litros de agua son contenidos por una bolsa fabricada de tyvek (véase la figura 1.20), con el prop3sito de aumentar la reflexi3n de la luz Cherenkov en el interior del tanque.

La luz cherenkov producida por el pasaje de part3culas relativistas por el tanque es reflejada por el tyvek y captadas desde abajo por un fotomultiplicador (PMT) de 9 pulgadas, colocado en el centro del tanque en la parte superior, acoplado al tyvek lo mejor posible para minimizar las p3rdidas de luz Cherenkov. La se3al que se genera es digitalizada por una electr3nica local y los datos son enviados a una pc.



**Figura 1.20:** En esta figura se muestra el detector de superficie con un multiplicador.

### 1.5.2.2. Detectores RPC

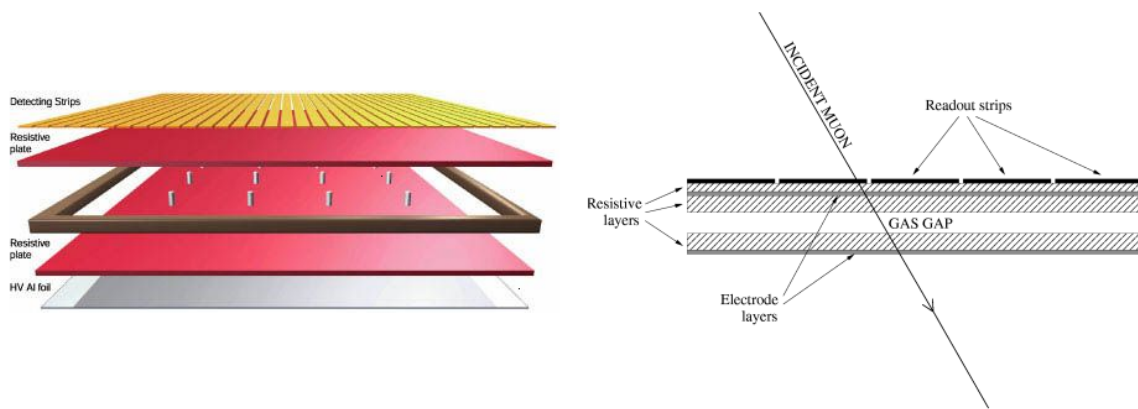
C3mara de placas resistivas RPC (*Resistive plate chamber*, por sus siglas en ingl3s), las cuales est3n compuestas de dos placas resistivas con gas fluyendo a trav3s de estas, ha sido originalmente desarrollado por Santonico a principios de 1980 [67] y han sido ampliamente utilizado para muchos experimentos de f3sica de part3culas. La estructura t3pica esta formada por una gruesa separaci3n de 2 mm entre las placas resistivas de 2 mm de espesor [68] (V3ase la figura 1.21). Este ha sido utilizado en los recientes experimentos B-factory (BaBar [69], BELLE [70], ARGO-JBJ) y adoptado en el sistema de disparo de los experimentos del LHC (ALICE [71], ATLAS [72], CMS [73]).

Un detector de este tipo deber3a tener en cuenta las cuestiones de costos ya que el 3rea es grande, problemas de ruido ya que la tasa c3smicos de muones es baja en el laboratorio subterr3neo y cuestiones ambientales especiales incluyendo la humedad, fondos de rayos gamma desde la roca y el rad3n, etc.

Los detectores RPC son buenos candidatos para la gran 3rea subterr3nea detector de

rayos c3smicos, ya que tiene una alta eficiencia y no son sensibles a los rayos gamma ambientales de las rocas cercanas. Los Centelleadores pl3sticos son una posible opci3n pero son m3s sensible a los rayos gamma.

Mientras el centelleador l3quido tiene un bajo costo, su alta sensibilidad a los rayos gamma y las dificultades mec3nicas impiden que sea elegido como el candidato. Por lo anterior, el experimento de reactor de antineutrinos Daya Bay elige a RPC como el detector de muones veto<sup>8</sup> [74].



**Figura 1.21:** Izquierda: En esta figura que muestran las diferentes capas de las placas resistivas que hacen parte de un detector RPC. Derecha: Esquema en el que se puede ver el momento en el que un mu3n incide entre las capas y muy probablemente atravesar3 la brecha de gas y est3 seal ser3 emitida a las bandas de lectura.

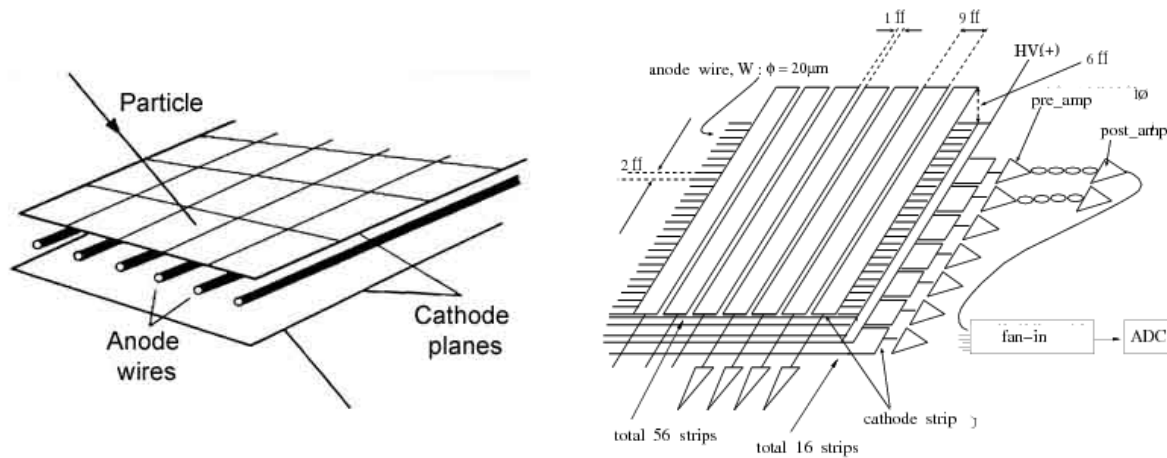
### 1.5.2.3. Detectores MWPC

En los conceptos b3sicos usados en las convencionales c3maras proporcionales de multi-hilo y sus c3maras derivadas, hay otra generaci3n de detectores gaseosos de posici3n sensible que se han mejorado para una gran variedad de aplicaciones. Muchas limitaciones de las c3maras multi-hilo han sido mejoradas, algunas por varios ordenes de magnitud. Tomando como punto de partida un detector basado en un convencional MWPC, C3mara Proporcional de multi-hilo (*Multi-Wire Proportional Chambers*, por sus siglas en ingl3s) con tres electrodos planos [75, 86].

Los MWPC preceden de uno o varios electrodos contribuyendo a la definici3n de un “conversion/drift gap”. En este volumen, el evento inicial es la absorpci3n de una part3cu-

<sup>8</sup>Indica que pone de manifiesto cuando un rayo c3smico pasa al detector primario, lo que permite la actividad correspondiente en el detector principal para ser ignorada (“vetado”).

la por un gas at3mico o molecular con la emisi3n de un foto electr3n o electr3n Auger. El resultado final de la conversi3n es una nube de electrones e iones los cuales se derivan en bajas velocidades en direcciones opuestas a lo largo de l3neas de campo el3ctrico, el volumen entre los dos c3todos es la brecha de amplificaci3n.



**Figura 1.22:** Izquierda: El dibujo muestra el principio de funcionamiento de un MWPC. Varios hilos an3dicos est3n sujetos entre dos planos cat3dicos. Esta figura muestra un ejemplo de una c3mara de hilos plana, pero otras soluciones geom3tricas existen tambi3n. Derecha: Vista esquem3tica de la construcci3n de un MWPC que muestra la orientaci3n de la traza del c3todo con respecto a los cables de 3nodo.

En la mayor parte de este volumen, el campo es uniforme y los electrones liberados en el gas ser3n atra3dos hacia el 3nodo de los alambres a una velocidad constante. En las inmediaciones de alambre de 3nodo, el campo es radial y en r3pido aumento. de manera que la energ3a adquirida por un electr3n es suficiente para expulsar m3s electrones de los 3tomos con los que choca. iniciando as3 una avalancha de electrones. Los voltajes son ajustados con el fin de mantener la ganancia (es decir, el factor multiplicativo de la avalancha) por debajo de la saturaci3n. Este modo normal de operaci3n tiene caracter3sticas importantes. La avalancha permanece localizada en torno a su posici3n inicial y se auto-extinci3n, su tama3o est3 determinado por la cantidad inicial de ionizaci3n, que es a su vez proporcional a la energ3a depositada por la part3cula entrante.

La ventaja principal de MWPC son muy conocidas. Su sensible 3rea puede ser adaptada para una gran variedad de aplicaciones. Su radiaci3n dura, la cual es intr3nseca a la descarga del detector con la ganancia del gas interno. La ganancia de gas puede alcanzar hasta  $10^6$ , haciendo esto posible para detectar individualmente los fotones con precisi3n de tiempo y de sensibilidad de la posici3n. Siendo contadores proporcionales, los MWPC tienen una muy buena resoluci3n de energ3a. El ruido intr3nseco de un MWPC es casi

despreciable: con el rechazo adecuado, esencialmente, todos los eventos son significantes, incluso para la acumulaci3n de grandes columnas de datos.

---

# Capítulo 2

## Lluvias Atmosféricas Extendidas

---

### SECCIÓN 2.1

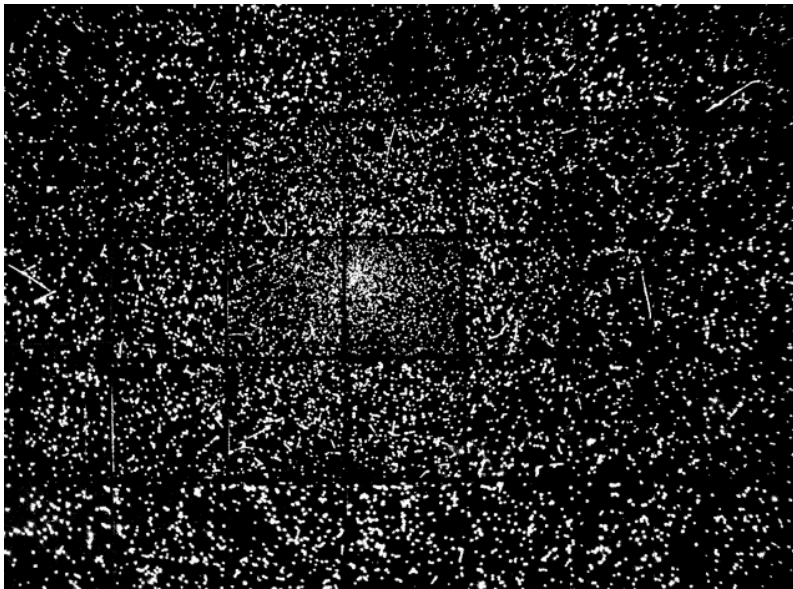
#### Introducción

En el capítulo 1, se han estudiado los fenómenos físicos asociados a la generación y propagación de un rayo cósmico en el espacio. Una vez en el entorno del sistema solar, una serie de fenómenos se ponen de manifiesto. En primer lugar, el campo magnético medio se incrementa en la región de transición del espacio interestelar con la heliósfera, y esto, junto con el transporte heliosférico modifican la trayectoria de los RC de baja energía.

Seguidamente, los rayos cósmicos o primarios interactúan con la atmósfera terrestre produciendo billones de partículas secundarias, o simplemente secundarios, que se generan a partir de esta interacción. Estas verdaderas cascadas de partículas fueron descubiertas por P. Auger, R. Maze y T. Grivet-Meyer en 1938, afirmando la siguiente frase: “ Hemos puesto en evidencia coincidencias entre contadores separados horizontalmente por 5 m, mostrando que algunas lluvias pueden cubrir áreas mayores a  $25 \text{ m}^2$ ” [76]. En el mismo año, Pierre Auger comenta el método usado en sus observaciones en el laboratorio de Jung Fraujoch, a 3500 m s.n.m., y sugiere un método para estimar la densidad superfi-

cial de partículas, comparando la relación entre la cantidad detectada por los distintos contadores en coincidencia en relación a su distribución espacial: “ La comparación del número de coincidencias obtenidas con 2, 3 ó 4 contadores ( $N_2 : N_3 = 2.4$ ,  $N_4 = 1.6$ ) permite evaluar la densidad media de secundarios a nivel de superficie en alrededor de 50 por metro cuadrado, habiendo supuesto una distribución uniforme de probabilidad para los mismos [77, 78].

En la figura 2.1 se aprecia la región central de una lluvia similar en alguna de las que pudo haber observado P. Auger en sus experimentos pioneros, obtenida en un detector de descarga  $35 \text{ m}^2$  instalado en la Universidad de Leeds. Un detalle muy importante que cabe resaltar y se puede observar en la figura 2.1 es, que la densidad de puntos disminuye en función del aumento a la distancia de la región central de la lluvia, caracterizada por la mayor densidad de partículas. Al mismo tiempo el tamaño de los puntos aumenta, lo cual constituye un indicador de la dispersión lateral de las partículas en la lluvia.



**Figura 2.1:** Fotografía de la región central de una lluvia casi vertical por el arreglo de 35 cámaras de descarga de  $1 \text{ m}^2$  cada una, situada en la universidad de Leeds. Ligeramente desplazado el centro del centro de la fotografía, se nota la región de mayor densidad de partículas secundarias. A medida que aumenta la distancia a ese punto, la densidad de partículas disminuye y el tamaño de los puntos aumenta, lo cual indica que el recorrido de la partículas está más inclinado respecto al plano del detector, evidencia de la dispersión lateral de las mismas. Figura extraída de [93].

Dado que a las más altas energías el extremadamente bajo flujo de RC hace impracticable realizar mediciones directas instalando detectores en globos aerostáticos o en satélites, el estudio de los HECR se basa principalmente en la interpretación de las señales producidas por las cascadas de partículas secundarias, o bien a lo largo de su evolución y propagación en la atmósfera, o bien en la distribución de secundarios a nivel del suelo.

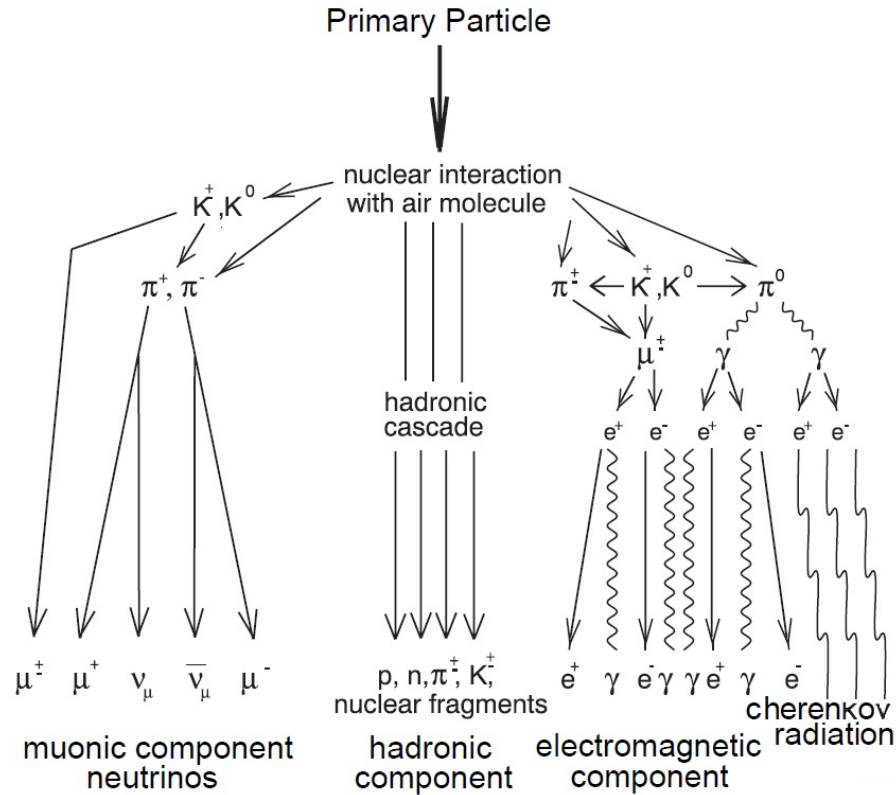
De esta manera, una vez los rayos cósmicos llegan a la Tierra, el método más eficiente de detección depende de la energía de la partícula incidente. Así para bajas energías del orden de  $0.1 - 100$  TeV, métodos directos de detección son suficientes debido al gran flujo. Por otro lado los rayos cósmicos de alta energía, tienen un flujo mucho menor y requieren la detección de las EAS que resultan cuando los primarios interactúan con las moléculas de la atmósfera produciendo billones de partículas secundarias. Para este caso la lluvia resultante puede ser detectada mediante la observación de la fluorescencia causada por la excitación del nitrógeno o midiendo las propiedades de las partículas que llegan al detector.

Así para una cascada particular, el desarrollo de la misma dependerá de muchos factores: la energía del primario es un factor preponderante, junto con la especie del rayo cósmico, será importante notar que la evolución no será igual si se trata de un fotón, donde las interacciones dominantes de la cascada serán electromagnéticas, o si es un protón o un núcleo, dominados por interacciones hadrónicas. Será por lo tanto el análisis de las diferencias en el desarrollo de esas tres componentes mencionadas las que porten información sobre la energía y la composición del primario.

Las cascadas o EAS poseen tres componentes principales (Ver figura 2.2), las cuales son:

1. Componente Electromagnética (EM).
2. Componente Hadrónica.
3. Componente Muónica.

En éste capítulo se desarrollan los principales temas asociados con la física de las cascadas. Además se estudiarán las particularidades que se presentan en las cascadas iniciadas por un primario de tipo electromagnético o hadrónico, en el que se explicarán las similitudes y diferencias entre ambos casos y las maneras o formas de poder distinguir unas de otras. Para una descripción mucho más amplia y completa de los diferentes tipos de desarrollos de las lluvias en la atmósfera, se recomienda consultar las referencias [93] y [79].



**Figura 2.2:** Diagrama esquemático mostrando los procesos principales en las cascadas. Las componentes muónicas y electromagnéticas cubren un área extensa. Dependiendo del tipo de partícula primaria, la energía y la inclinación del eje la cascada, además se observa a nivel del suelo una distinta contribución de cada una de las componentes.

## SECCIÓN 2.2

### Componente Electromagnética (EM)

Cuando los RC penetran en la atmósfera, estos colisionan con un núcleo de nitrógeno o de oxígeno. En esta colisión se da la creación de piones a la vez que el núcleo original es fragmentado. Entre los piones hay piones neutros que posteriormente decaen en dos fotones.

Asumiendo el modelo de Heitler [80], en el que un fotón inicial tiene una energía inicial  $E_0$  y viaja una distancia  $R_1$ , antes de crear un par  $e^-e^+$ . En promedio cada partícula tendrá una energía  $E_0/2$ . El par  $e^-e^+$  sigue viajando una distancia  $R_2$  antes de que

ocurra el fenómeno conocido como *Bremsstrahlung*<sup>1</sup> cada uno de ellos emite un fotón, de tal manera que cada fotón tiene la mitad de la energía inicial del electrón o positrón, (Véase la figura 2.3). Estas reacciones se muestran en la ecuación (2.1).



Después de recorrer una distancia  $nR$ , se podrán crear aproximadamente  $2^n$  partículas, cada una con una energía de  $E_0/2^n$ . Este proceso continúa hasta que el promedio de la energía de las partículas está por debajo de una energía crítica,  $E_c$ . Para electrones y positrones,  $E_c$  es la energía donde la sección eficaz para que ocurra el bremsstrahlung sea mas pequeña que la sección eficaz para la ionización. Para los fotones  $E_c$  es la energía donde la dispersión de Compton es la dominante en la interacción de la creación de pares.

Para altas energías, la longitud de la producción de pares,  $\epsilon_0$ , es aproximadamente igual a la longitud de radiación para el bremsstrahlung. Si  $R$  es la distancia donde la probabilidad para la producción de pares o el Bremsstrahlung es  $1/2$ , entonces  $R = \epsilon \ln 2$  [94]. Así el máximo número de partículas por una cascada, vendrá dado por la ecuación (2.2).

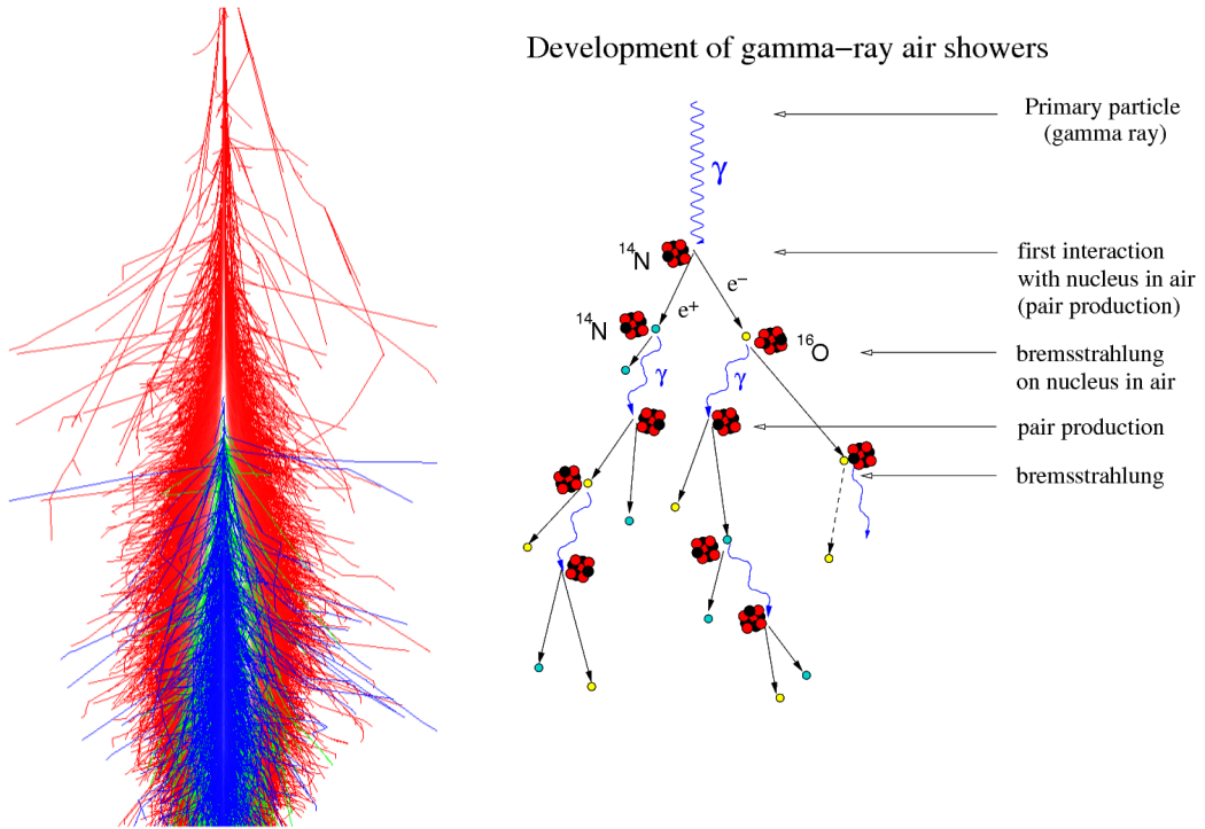
$$X_{max} = \frac{\ln(E_0/E_c)}{Ln2} \quad (2.2)$$

Esta ecuación nos dice la profundidad atmosférica máxima ( $X_{max}$ ), o la profundidad a la cual el número de partículas cargadas alcanza su valor máximo ( $N_{max}$ ), donde  $N_{max}$  es proporcional a la energía.

La profundidad atmosférica se denotará como  $X(l)$  y se define como la masa de aire por unidad de área que atravesó una partícula a lo largo de la atmósfera desde el infinito hasta una posición  $l$  a lo largo de la trayectoria que describe su movimiento.

---

<sup>1</sup>Del alemán Bremsen “frenar” y Strahlung “radiación”, es decir, “radiación de frenado” es una radiación electromagnética producida por la deceleración de una partícula cargada, como por ejemplo un electrón



**Figura 2.3:** Izquierda: Desarrollo longitudinal y lateral de una lluvia atmosférica extendida vertical iniciada por un fotón de energía  $E_p = 5,4 \times 10^{14} \text{ eV}$ . Los diferentes colores identifican las tres cascadas principales: electromagnética (rojo), muónica (verde) y hadrónica (azul). Donde es muy notable que la lluvia es dominada mayormente por la componente EM. Derecha: Se puede notar las diferentes interacciones a las que son sometidas las partículas. (Figura extraída de [88]).

Está descrita por la ecuación (2.3).

$$X(l) = \int_l^\infty \rho(l') dl' \quad (2.3)$$

Donde para el caso de la atmósfera  $\rho(l)$  corresponde a la densidad de aire en la posición  $l$ .

## SECCIÓN 2.3

**Componente Hadrónica**

Una EAS iniciada por un hadrón es una superposición de cascadas electromagnéticas de  $\pi^0$  que han decaído cuando inicialmente se tenía un núcleo hadrónico. En adición a las cascadas electromagnéticas, hay presencia de piones cargados  $\pi^+$  y  $\pi^-$  que decaen en muones. Los decaimientos ocurren en la región donde la probabilidad que tienen las partículas para decaer es más alta que la probabilidad para interactuar, o a grandes alturas atmosféricas donde esta es más densa. (Véase la figura 2.4)

Por lo tanto la mayoría de los muones que llegan a la Tierra se crean en la etapas iniciales de la lluvia. La profundidad en el desarrollo de la lluvia, electrones y positrones son producidos debido a la creación de pares y el Bremsstrahlung. Como se puede ver la cascada electromagnética no está completamente atenuada en el desarrollo de la lluvia, esta persiste debido al decaimiento del  $\pi^0$ .

Será importante notar que los piones neutros  $\pi^0$  aparecerán gracias a que decaen algunos núcleos hadrónicos, el  $X_{max}$  dependerá en el modelo que se use para la interacción hadrónica y la composición del rayo cósmico. Los protones tienen una trayectoria libre media más larga en la atmósfera, mientras que un núcleo de hierro tiene una trayectoria libre media más corta. Además, para un rayo cósmico con energía  $E_0$ , el valor medio de la energía por nucleón es mucho más bajo  $(E_0)/A$  que si este fuera un protón  $P$ . El resultado es que el  $X_{max}$  es más pequeña para el núcleo de hierro y fluctúa menos que para una lluvia iniciada por un protón.

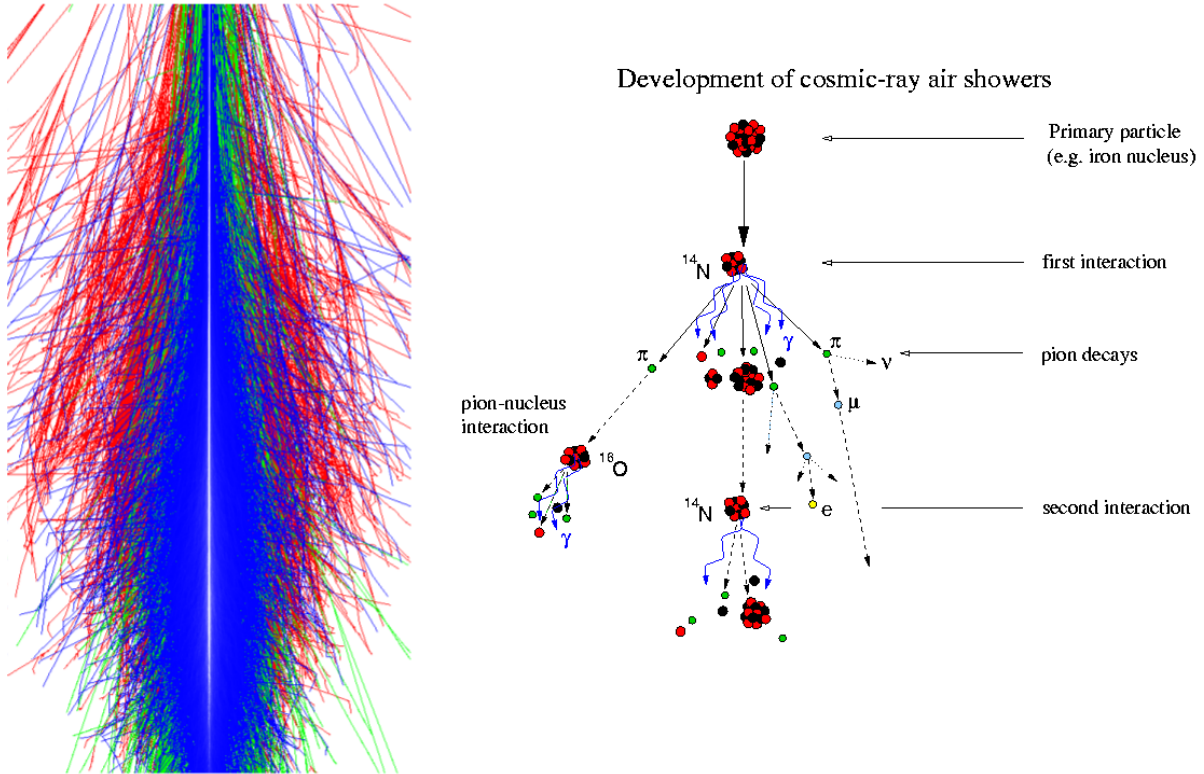
Así, el estudio de  $X_{max}$  dependerá mayormente de la masa del primario<sup>2</sup> y en menor medida del modelo de interacción hadrónica usado.

Las primeras interacciones hadrónicas dan origen a piones cargados y neutros los cuales, en los altos niveles de la atmósfera, tienen una mayor probabilidad de decaer que de interactuar con los escasos átomos presentes. Los piones neutros alimentan la componente

---

<sup>2</sup>la partícula que provoca la cascada y es la primera que interacciona con algún núcleo en la atmósfera.

EM al producir fotones y electrones muy energéticos según las siguientes reacciones [95]:



**Figura 2.4:** Izquierda: Desarrollo longitudinal y lateral de una lluvia atmosférica extendida vertical iniciada por un núcleo de hierro de energía  $E_p = 5,4 \times 10^{14} \text{ eV}$ . Los diferentes colores identifican las tres cascadas principales: electromagnética (rojo), muónica (verde) y hadrónica (azul). Donde es muy notable que la lluvia es dominada mayormente por la componente hadrónica. Derecha: Se puede notar las diferentes procesos a las que son sometidas las partículas. (Figura extraída de [88]).

Por su parte, los piones cargados decaen en muones energéticos que dan origen a la componente muónica de la lluvia, la cual es mayor en estas lluvias respecto a las iniciadas por partículas EM:



y sus conjugados de carga. Mesones extraños, principalmente kaones, son también fuente de muones luego de su decaimiento.



y sus conjugadas de carga, que a su vez decaen en más muones, salvo el último que desencadenará una sub-lluvia EM. Finalmente, mesones encantados, con una vida media mucho más corta, decaen antes de interactuar produciendo kaones y muones de alta energía que forman la llamada componente prompt, que forman una pequeña fracción de muy alta energía (ver por ejemplo [96, 97, 98]).

La componente puramente hadrónica de la lluvia, posee un nivel de dispersión lateral mucho más pequeño que para el de las otras dos componentes. Es por esto que el núcleo hadrónico se encuentra en general en regiones cercanas al eje de la lluvia totalmente desarrollada, se estima que la misma permanece concentrada en un radio no mayor a los 150 m para una lluvia iniciada por un protón de  $10^8$  GeV.

## SECCIÓN 2.4

### Componente Muónica

La componente muónica se origina a partir del decaimiento de los piones cargados producidos a partir de las interacciones hadrónicas en las sucesivas generaciones de partículas. (Ver figura 2.5) Los  $\pi^+$  y  $\pi^-$  de la generación inicial en su mayoría no decaen, sino que realizan nuevas interacciones. Después de algunas generaciones, las energías de los piones cargados individuales ha disminuido lo suficiente, y acorde a su vida media ( $[2.6033 \pm 0.0005] \times 10^{-8} s$  [100]), es decir que comienzan a producirse los siguientes decaimientos.



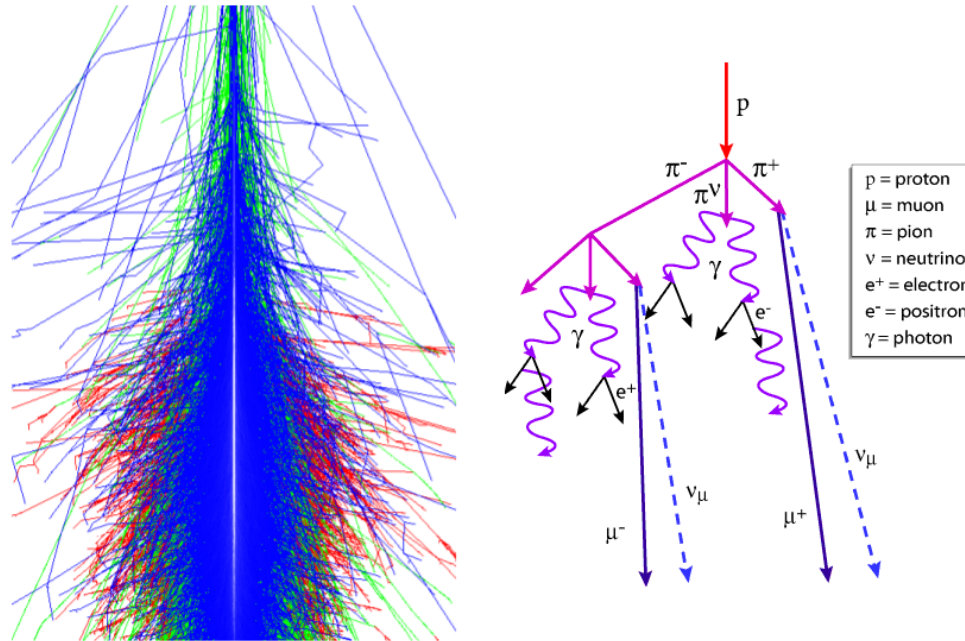
Generando la cascada muónica compuesta por muones y sus correspondientes neutrinos. Los muones no se multiplican y se absorben muy lentamente por ionización, con lo cual

la mayoría penetra hasta alcanzar el nivel del suelo.

Los muones tienen una vida media una vida media de  $2.2 \times 10^{-6}$  y un factor de Lorentz  $\gamma \approx 90$ , para valores energéticos del orden de  $E_\mu = 10\text{GeV}$ , por esto los muones deben atravesar prácticamente toda la atmósfera antes de decaer. Los muones pierden energía principalmente por procesos de ionización y procesos radiactivos, por ejemplo, debido a la desaceleración o cambio de dirección en el movimiento de los mismos, donde se ve destacado el efecto conocido como *Bremsstrahlung* o (radiación de frenado).

Este fenómeno se presenta como se vio en la sección anterior, cuando una partícula cargada se dispersa en el campo electromagnético de otra, como se muestra en la figura 2.2. Muones con poca energía pueden decaer en electrones y neutrinos antes de que alcancen el nivel del suelo de acuerdo con las siguientes reacciones:





**Figura 2.5:** Izquierda: Desarrollo longitudinal y lateral de una lluvia atmosférica extendida vertical iniciada por un protón de energía  $E_p = 5,4 \times 10^{14} \text{ eV}$ . Los diferentes colores identifican las tres cascadas principales: electromagnética (rojo), muónica (verde) y hadrónica (azul). Donde es muy notable que la lluvia al inicio de su desarrollo es dominada por la componente muónica. Derecha: Se puede notar las diferentes procesos a las que son sometidas las partículas. (Figura extraída de [88]).

## SECCIÓN 2.5

### Fenomenología de las EAS

La figura 2.2 nos muestra un ejemplo del desarrollo de una EAS o chubasco atmosférico, junto con sus distintas componentes, a lo largo del desarrollo de la lluvia en la atmósfera terrestre.

Los rayos cósmicos primarios se ven afectados en la atmósfera al momento de interactuar con las moléculas que la conforman. La probabilidad de que un rayo cósmico interactúe con alguna molécula depende de la sección eficaz entre las partículas ( $\sigma$ ), la cual es función de la energía; ésta probabilidad, además depende de la cantidad de moléculas que el rayo cósmico encuentre a su paso, de tal manera que la densidad atmosférica juega un papel importante en la generación de las EAS, cuyo valor se estima que tiene un valor aproximadamente de  $1.29 \text{ kg/m}^3$ , cuando la presión atmosférica está alrededor de un valor de 100 Kpa.

Hay que tener en cuenta que cuando se consideran lluvias iniciadas por primarios con un ángulo cenital  $\theta \geq 45^\circ$  la masa de aire por unidad de área que éste tendrá que atravesar en la atmósfera será mucho mayor que para un primario vertical, y por lo tanto el primario y sus partículas secundarias tendrán mayor probabilidad de interactuar con más partículas y núcleos que se encuentren en la atmósfera. Así el aumento de esta cantidad para primarios con ángulo cenital  $\theta < 60^\circ$ , conocida como profundidad atmosférica vendrá dada por el siguiente factor:

$$\approx \frac{1}{\cos(\theta)}, \quad (2.9)$$

donde  $\theta$  es igual al ángulo cenital (ángulo de incidencia de las partículas respecto a la vertical) [32].

Otro factor importante para la interacción de los rayos cósmicos con las moléculas de la atmósfera, es la altitud sobre el nivel del mar, ya que de ésta también dependerá la primera interacción con la atmósfera, la cual está sujeta a fluctuaciones en un rango de 15 – 20 km [32]. Para conocer la altitud de interacción de los rayos cósmicos con las partículas atmosféricas, es importante expresar la profundidad atmosférica en unidades de *longitud de interacción* (medida convencional de la densidad atmosférica que nos proporciona un referente de la distancia que los rayos cósmicos recorren en la atmósfera antes de que interaccionen con las moléculas de aire), dada por:

$$\lambda = \frac{A}{N_A \sigma_{h-a}}, \quad (2.10)$$

Donde  $A$  es la masa atómica del blanco (en este caso las moléculas de aire en la atmósfera),  $N_A$  nos indica el número de Avogadro<sup>3</sup> (número de núcleo por gramo) y  $\sigma_{h-a}$  se le define como la sección eficaz total entre el rayo cósmico (hadrón) y el aire. Las unidades de la longitud de interacción son  $\text{g}/\text{cm}^2$ . Teniendo en cuenta que la longitud de interacción para los hadrones es en promedio  $90 \text{ g}/\text{cm}^2$  (para energías por encima de  $10^{14} \text{ eV}$ )<sup>4</sup>, dando así una muy poca por no decir mínima probabilidad de que un hadrón primario pueda llegar al piso en lugares tales que tengan alturas no mayores al nivel del mar.

---

<sup>3</sup>es el número de partículas elementales, usualmente átomos o moléculas en un mol de una sustancia cualquiera

<sup>4</sup>significando que el tamaño longitudinal de la atmósfera equivale a 11 longitudes de interacción para los hadrones.

Otra variable importante que se debe tener en cuenta a la hora de caracterizar la dispersión tanto de los rayos cósmicos al interactuar con el aire, como el de las partículas secundarias generadas en la lluvia, es el parámetro conocido como la *longitud de radiación* y nos da una idea de la distancia a la cual las partículas cargadas alcanzan antes de emitir radiación, perdiendo energía principalmente el efecto de dispersión de frenado. Las partículas ligeras, como los electrones y los positrones, son las más propensas a este efecto por poseer menos energía que las partículas masivas. Es de gran importancia, tener una idea de la longitud de interacción para los electrones y los fotones en el aire es  $X_0 = 37 \text{ g/cm}^2$ .

La EAS se desarrolla tanto longitudinal como transversalmente. Experimentalmente el desarrollo de la lluvia se puede estudiar analizando la función de distribución lateral de la componente cargada, la distribución lateral de la luz Cherenkov producida por las partículas cargadas de la lluvia durante su viaje a lo largo de la atmósfera y la función de distribución lateral de muones producidos por decaimientos de piones y kaones.

El desarrollo longitudinal de la EAS, puede ser analizado de manera indirecta calculando la distribución lateral. Seguidamente se dará una breve explicación a grandes rasgos acerca de algunos detalles sobre el desarrollo longitudinal y lateral de la lluvia.

### **2.5.1** Desarrollo Longitudinal de la EAS

Este representará la variación y la generación de partículas secundarias como función de la *profundidad atmosférica*. Para cada tipo de partícula en la lluvia se puede definir una energía crítica  $E_c$ , por debajo de la cual se vuelven más probables los decaimientos y pérdidas de energía que la producción de partículas secundarias.

Para los rayos  $\gamma$ , este punto se alcanza cuando la dispersión de Compton toma un papel más importante que la producción de pares. Cuando la lluvia alcanza este punto o *edad* se dice que la lluvia ha logrado su máximo desarrollo. Después de esto, la lluvia empieza a decaer y morir mediante la absorción de la misma en la atmósfera. Donde la edad es igual a 1 cuando se ha alcanzado el máximo desarrollo de la lluvia, igual a cero cuando la EAS inicia su vida y  $< 1$ , cuando comienza a ser absorbida.

Una forma de detección directa para lograr el estudio del desarrollo longitudinal de la lluvia es mediante la observación directa de la fluorescencia atmosférica emitida al paso de las partículas cargadas de la lluvia a través de la atmósfera. Este tipo de experimentos logran medir la fluorescencia de manera directa, experimentos como los son Fly's Eye (HiRes, High Resolution Fly's Eye) de la universidad de Utah de Estados Unidos [81].

En la actualidad, el experimento híbrido del observatorio Pierre Auger puede hacer éstas mediciones con los telescopios de fluorescencia con los que cuenta [82, 83].

Un detalle muy importante en el estudio del desarrollo longitudinal de las EAS, es que a profundidades atmosféricas grandes, después que la lluvia ha alcanzado su máximo desarrollo, el tamaño de la lluvia decrece exponencialmente con la profundidad, esto es causado debido a los diferentes procesos de ionización de partículas cargadas, dispersión de Compton y efecto fotoeléctrico para fotones. La relación inversa de la longitud de atenuación es conocida como el *coeficiente de absorción o longitud de absorción*, la cual nos da una idea de la absorción que tienen las partículas primarias al entrar en contacto con la atmósfera [84].

### 2.5.2 Distribución lateral de las EAS

Se define a la distribución lateral de la EAS, como aquella que es capaz de describir la densidad de partículas en función de la distancia al eje de la lluvia. Teniendo en cuenta que la distribución lateral para cada componente de la lluvia será muy diferente, siendo esto un interesante reflejo del mecanismo de producción de cada una de ellas y su evolución a través de la atmósfera.

La componente hadrónica está concentrada cerca del eje de la lluvia y está caracterizada por los bajos momentos transversales con el que las partículas son producidas ( $p_T \sim 0.4 \text{ GeV}$ ). Si un hadrón con momento  $p$  es generado a una altura  $h$  desde el punto de observación, su dispersión lateral será  $r = (p_T/p)h$  [85].

La distribución lateral de la componente electromagnética está dominada por la dispersión múltiple de Coulomb. El radio de Molière, definido como  $r_M = E_s/E_c \cdot \chi_0 = 9.50 \text{ g/cm}^2$  es la unidad natural del desarrollo lateral de la componente electromagnética, donde  $E_s = 21.2 \text{ MeV}$  para electrones. A nivel del mar  $r_M \approx 100 \text{ m}$  [85].

La distribución lateral que caracteriza la componente muónica es el resultado de la distribución de los momentos transversales de los piones y kaones “padres” que se producen en las interacciones hadrónicas, con una pequeña distribución debido a la dispersión múltiple de los muones, cuya probabilidad es menor por un factor de  $(m_e/m_\mu)^2 \approx 2 \times 10^{-5}$  comparando con los electrones. Debido a esta supresión y a que los muones no son afectados por interacciones fuertes, estas partículas penetran casi toda la atmósfera y la recorren en línea recta [85].

A la hora de medir el tamaño (cantidad de partículas) de las diferentes componentes de

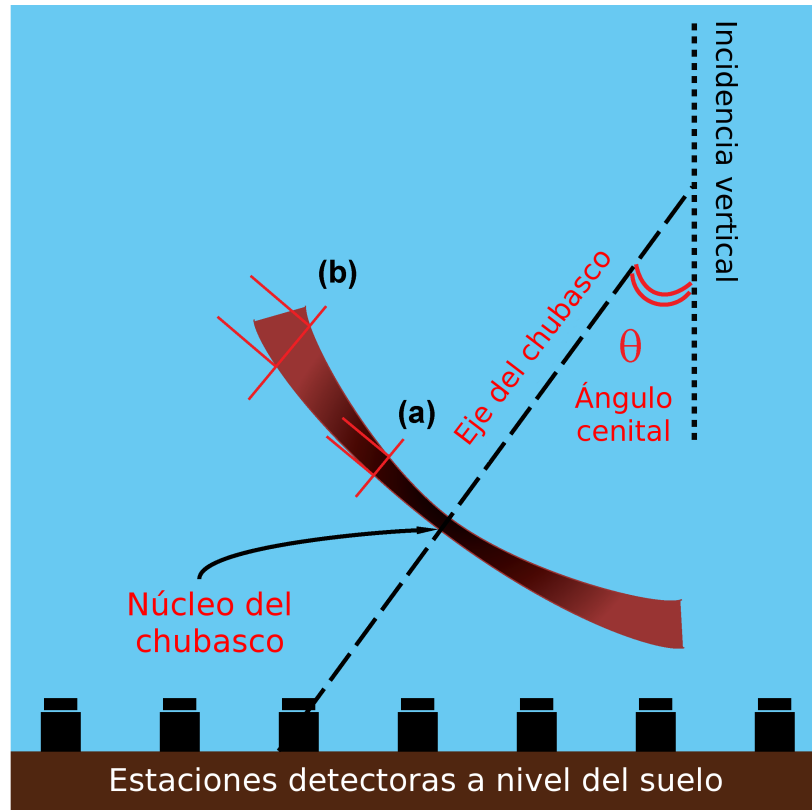
la lluvia, un experimento muy típico que se emplea con el único objetivo de registrar la distribución de la densidad lateral de las partículas del frente de la lluvia, consiste en cubrir una gran superficie de tierra (terreno extenso) con una red de estaciones detectoras. Después, usando una forma previamente definida para la distribución lateral, o función de distribución lateral, donde el número total de partículas es una constante de normalización, la densidad lateral de partículas es ajustada y se determina el tamaño de la componente respectiva del chubasco.

Ya se ha mencionado que el desarrollo de las EAS dependen de la sección eficaz de interacción del rayo cósmico primario que penetra en la atmósfera, así la lluvia generada por un protón será muy diferente al de un núcleo de un elemento pesado, debido a que la lluvia comenzará a realizar su desarrollo para diferentes profundidades y esto se evidencia de sus diferentes valores de longitud de interacción.

Además, para partículas más pesadas existe una mayor producción de mesones, siendo distinto el tamaño de las componentes electromagnéticas, muónicas y hadrónicas de la EAS. En las figuras 2.5 y 2.4 se muestra una comparación entre la lluvia generada por un protón y un núcleo de Hierro, respectivamente. Pudiéndose denotar que la sección eficaz de interacción de una partícula primaria depende de la naturaleza química de ésta (dependencia de la carga neta), por estar relacionada con la energía que alcanza el rayo cósmico a través de los mecanismos de aceleración.

Para finalizar esta sección, vale la pena mencionar que, para fines prácticos, se considera plano el frente de la lluvia de partículas para poder reconstruir su dirección de arribo. Sin embargo, este frente tiene una forma de disco, ligeramente más grueso en los bordes que en el centro (eje de la lluvia) y diámetro de 1 km, con el grosor de 1 m cerca del núcleo de la lluvia y acercándose a 100 m cerca del borde del frente de partículas (a energías alrededor de  $10^{17} - 10^{18}$ ). En la figura 2.6 representa la forma del frente de la lluvia cerca del nivel del suelo. El frente de la lluvia toma esta forma por dos razones principales:

1. La velocidad de todos los componentes de la lluvia es prácticamente la misma, considerada muy cercana a la velocidad de la luz, lo que significa que las partículas alejadas del eje de la lluvia deben sufrir un “retraso”, causa por la cual éstas no puede tener una velocidad mayor que las partículas que están cerca al eje de la lluvia, pero tendrá que recorrer una distancia mayor, así como se pueden ver en las figura 2.7(a) y 2.7(b) las partículas que forman parte de la componente hadrónica tendrán una mayor velocidad, recorrerán una distancia menor y tendrán un tiempo de arribo mas pequeño que las partículas que hacer parte de las componentes



**Figura 2.6:** Estructura geométrica del chubasco de partículas en relación con el plano de los detectores. Las dos marcas transversales (a) y (b), nos dan una idea de cómo se incrementa el grosor del frente del chubasco conforme crece la distancia al núcleo de la cascada. Imagen extraída de [51].

electromagnéticas y muónicas<sup>5</sup>.

2. La profundidad atmosférica aumenta porque es mayor el camino recorrido por estas partículas respecto a las que van cerca del eje, así las componentes hadrónicas y electromagnéticas son más absorbidas y aumenta la proporción de muones.

Esta forma de disco se aprecia más cuando la partícula primaria es un núcleo pesado ya que genera mayor producción de mesones, a mayor altitud, lo que genera una mayor dispersión lateral de la componente penetrante.

<sup>5</sup>Por esta razón se puede ver en el piso la forma achatada de disco del frente de la lluvia.

## SECCIÓN 2.6

**Lluvia iniciada por un fotón**

Una simple aproximación de una lluvia electromagnética se muestra en la figura 2.8. Un fotón primario genera un par  $e^+e^-$ . Un electrón emite un fotón después de viajar una longitud  $d = X_0 \ln 2$ , donde  $X_0$  es la longitud de radiación ( $X_0^{air} = 37 \text{ g/cm}^2$ ). Un electrón pierde en promedio la mitad de su energía a través de la radiación emitida en una distancia  $d$ . Después de viajar la misma distancia un fotón puede producir un par  $e^+e^-$  (producción de pares). En cualquier caso, se supone que la energía de una partícula se distribuyen por partes iguales entre dos partículas salientes.

Después de recorrer  $n$  capas (divisiones) de la atmósfera, en una distancia  $x = nX_0 \ln 2$ , el tamaño total de la lluvia (electrones y fotones) es  $N = 2^n = \exp(x/X_0)$  y la energía inicial  $E_0$  estará distribuida sobre las  $N$  partículas. La división continúa hasta que la energía por partícula  $E_0/N$  es demasiado baja para la producción de pares o la radiación de frenado (bremsstrahlung).

Heitler tomo la energía crítica ( $E_c^e = 85 \text{ MeV}$  en el aire), valor en el cual las pérdidas de energía por radiación e ionización son iguales. Una lluvia iniciada por un fotón primario alcanza su máximo tamaño  $N_{max}$  cuando todas las partículas tienen una energía  $E_c^e$ , cuyo valor medio es:  $E_0 = E_c^e N_{max}$ . La profundidad de penetración  $X_{max}$ , es el valor máximo alcanzado durante el desarrollo de la lluvia, y es obtenida determinando del número  $n_c$  de las longitudes divididas, lo cual se requiere para reducir el valor de la energía por partícula a  $E_c^e$ . Donde  $N_{max} = 2^{n_c}$ , se conoce como el número máximo de particiones longitudinales, para lo cual  $n_c = \ln(E_0/E_c^e)/\ln 2$ , dando  $N_{max} = E_0/E_c^e$  y

$$X_{max}^\gamma = n_c X_0 \ln 2 = X_0 \ln(E_0/E_c^e) \quad (2.11)$$

La razón de la elongación  $\Lambda$  especifica el incremento de  $X_{max}$  con la energía  $E_0$  y está definida como  $\Lambda \equiv dX_{max}/dE_0$ . Usando (1), se obtiene que  $\Lambda^\gamma = \ln 10 X_0 = 84.4 \text{ g/cm}^2$  por década de la energía del primario para una lluvia electromagnética en el aire. Así, se espera una valor para  $X_{max} = 597 \text{ g/cm}^2 + 84 \text{ g/cm}^2 \ln(E_0/\text{PeV})$ . Esta predicción se ajusta bastante bien con los resultados inferidos de las simulaciones, los cuales se pueden ver en la figura 2.8.

Este sencillo modelo describe muy bien la posición de los máximos de las cascadas elec-

tromagnéticas cuando son comparadas con las EAS y las medidas de los aceleradores. Sin embargo, el modelo sobrestima la proporción real de electrones a los fotones. Se predice que después de unas pocas generaciones, la cantidad de electrones se aproxima a  $N_e \approx \frac{3}{2}N_{max}$ .

Para extraer el número máximo de electrones en la lluvia  $N_e^{max}$  del modelo de Heitler, se requiere hacer una sencilla corrección

$$N_e^{max} = \frac{E_0}{gE_c^e} \quad (2.12)$$

es adaptada con un valor de una constante  $g$ . Cuando el número de electrones estimado se compara con las mediciones, el factor  $g$  tiene que ser ajustado con precisión. Este depende de las propiedades de los detectores utilizados como el umbral de energía y la eficiencia para detectar fotones y electrones (o positrones). Comparando con los resultados de los aceleradores indicando valores entre  $g = 10$  y  $g = 20$ . Los resultados de una simulación completa EAS se representan en la figura 2.8. Para lluvia electromagnéticas el número de electrones resulta ser casi exactamente linealmente proporcional a la energía de la lluvia como se esperaba a partir de (2.12). Un ajuste da  $N_e \propto E_0^{0.97}$  y se obtiene un factor de corrección  $g \approx 13$ , compatible con los resultados obtenidos en los aceleradores. Con este valor el número máximo de electrones; en la lluvia de acuerdo a (2.12) esta dado por,  $N_e^{max} = 9.0 \times 10^5 \times E_0/PeV$ .

## SECCIÓN 2.7

### Lluvia iniciada por un hadrón

La lluvia iniciada esta modelada usando una aproximación similar, para una gráfica ilustrativa, véase la figura 2.8. La atmósfera se divide en capas de espesor fijo  $\lambda_i \ln 2$ , donde  $\lambda_i$  es la longitud de interacción de las partículas de interacción fuerte. Una energía alrededor de  $100 GeV$  es una energía típica de piones en las lluvias y para una simple aproximación, da un valor constante  $\lambda_i = 120 g/cm^2$  es adaptada. Los hadrones interactúan después de atravesar una capa, produciendo  $N_{ch}$  piones cargados y  $\frac{1}{2}N_{ch}$  piones neutros. Este último decae rápidamente a fotones, iniciando lluvia electromagnéticas. Piones cargados siguen a través de otra capa e interactuando. El proceso continua hasta

que los piones cargados caen por debajo de una energía crítica  $E_c^\pi$ , donde suponemos que todos decaen dando como resultado muones.

La multiplicidad de partículas cargadas producidas en hadrones, interactúan aumentando muy lentamente la energía de laboratorio  $\alpha E^{0.2}$  en  $pp$  y  $p\bar{p}$ . La multiplicidad en los  $\pi^- - N$  colisiones incrementan como  $N_{ch} \approx 5, 11$  y  $27$  en  $10, 100,$  y  $10^4 GeV$ , respectivamente. Se adopto un valor constante  $N_{ch} = 10$  para el número de partículas cargadas producidas en las interacciones pion-aire, de nuevo que corresponde a una energía alrededor de  $100 GeV$ .

El segundo parámetro es la energía  $E_c^\pi$  en el que además los casos de producción de partículas  $\pi^\pm$ . La energía  $E_c^\pi$  puede ser definida como la energía en la cual la probabilidad para procesos de decaimientos e interacciones hadronicas son iguales. La energía crítica de un pion se tomará igual a  $E_c^\pi = 20 GeV$ .

Si se considera un protón con energía  $E_0$  al entrar en la atmósfera, teniendo después de  $n$  interacciones  $N_\pi = (N_{ch})^n$  piones cargados. Asumiendo que la energía se divide de igual forma durante la producción de la partículas, estos piones llevan una energía total de  $(2/3)^n E_0$ . El resto de la energía va para la componente electromagnética de la lluvia de decaimientos de los piones neutros  $\pi^0$ . Donde la energía por pion cargado es  $E_\pi = E_0 / (\frac{3}{2} N_{ch})^n$ . Después de un cierto número de generaciones  $n_c$ ,  $E_\pi$  llega a ser mucho menor que  $E_c^\pi$ . En número de generaciones necesarias para alcanzar una energía  $E_\pi = E_c^\pi$  es

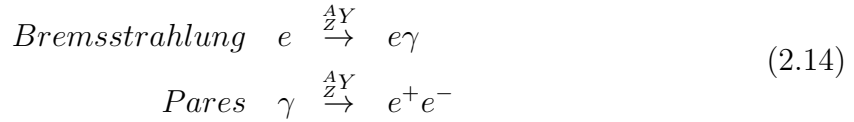
$$n_c = \frac{\ln E_0 / E_c^\pi}{\ln \frac{3}{2} N_{ch}} = 0.85 \ln \left( \frac{ER_0}{E_c^\pi} \right). \quad (2.13)$$

## SECCIÓN 2.8

### Lluvia iniciada por un electrón

La evolución de una lluvia iniciada por un fotón o un electrón (donde puede ser un electrón o un positrón), está regida esencialmente por procesos electromagnéticos. La lluvia electromagnética estará dominada principalmente por dos canales de interacción:

Bremsstrahlung y creación de pares en el aire. Así, para un dado núcleo de aire con carga  $Z$  y número atómico  $A$ ,  ${}^A_ZY$ , las correspondientes reacciones estarán dadas por:



Donde ambos procesos están acoplados, en el sentido en aquellos fotones con energía suficiente son capaces de producir pares, que a su vez experimentan radiación por frenado. Este acoplamiento de las reacciones es la razón principal para la información de la lluvia EM.

Las expresiones probabilísticas para estos procesos fueron obtenidos por primera vez por Bethe y Heitler en 1934 [110], logrando un buen acuerdo con las observaciones para la producción de pares para fotones con energías entre  $3 < E_\gamma/(m_e c^2) \lesssim 10$ . Sin embargo, las predicciones no eran buenas para fotones más energéticos y para la emisión de frenado para electrones de más 300 MeV [110]. Posteriormente, Landau y Pomeranchuk [111, 112, 113], entendieron que el proceso de Bethe-Heitler fallaba a altas energías porque la mayoría de los electrones y fotones eran emitidos en la dirección longitudinal del desarrollo de la lluvia. Si un fotón originado en el frenado es emitido con energía  $E_\gamma$ , luego las colisiones múltiples que se produzcan en una distancia  $hc/E_\gamma(1 - \beta)$  a partir del punto de emisión reducen significativamente la probabilidad de que ocurran ambos procesos [111, 113], estimando que el proceso se vuelve dominante a energías  $E \gg 10^{13}$  eV [112, 113]. Con el objeto de caracterizar las pérdidas de energía en función de la cantidad de aire atravesada, siguiendo a [95], será conveniente definir a la **longitud de interacción electromagnética** como:

$\chi_{EM}$  como la cantidad de aire atravesada por una partícula EM cuando.

- Un electrón pierde una fracción  $1 - e^{-1}$  ( $\sim 63\%$ ) de su energía por radiación de frenado;
- Un fotón recorrió  $\sim 7/9$  del camino libre medio de producción de pares [115];

y es la escala fundamental para considerar el desarrollo de la lluvia electromagnética. La expresión general para calcular en  $\chi_{EM}$  para leptones cargados de alta energía atravesando un medio material puede encontrarse en [116, 117], y cuyos valores

pueden ajustarse dentro del 2.5% [95] por la siguiente expresión que depende sólo de los valores A y Z del medio:

$$\chi_{EM} = 716.4 \frac{A}{Z(Z+1) \ln \frac{287}{\sqrt{Z}}} gcm^{-2}. \quad (2.15)$$

Usando los promedios pesados por la composición del aire para A y Z del aire,  $A = 14.5$  y  $Z = 7.3$ , se obtiene

$$\chi_{EM} = 37.1 gcm^{-2}. \quad (2.16)$$

Así a medida que un electrón pierde energía, las pérdidas por ionización comienzan a ser importantes frente a la producción de fotones por frenado, con lo cual, la llegada a una energía mínima pueden considerarse que todas las pérdidas son por ionización y la producción de nuevos fotones se detiene. Siguiendo la definición de Rossi [118].

Ahora se define a la **energía crítica**  $E_c^{EM}$ ; como la energía a la cual las pérdidas por ionización luego de recorrer una longitud de interacción son iguales a la energía del electrón.

Si bien no existe una expresión analítica para  $E_c^{EM}$ , se utiliza una forma funcional del tipo

$$E_c^{EM} = \frac{a}{(Z+b)^\alpha}, \quad (2.17)$$

siendo  $a, b$  y  $\alpha$  parámetros a ajustar experimentalmente. Se encuentra que si bien  $\alpha \sim 1$ , los valores de  $a$  y  $b$  dependen de las características del medio. Utilizando los valores para el aire dados en [95],

$$E_c^{EM} \simeq \frac{710 MeV}{Z + 0.92} = 86 MeV \quad (2.18)$$

Téngase muy en cuenta que existe otra definición para la energía crítica, y corresponde a la energía para la cual las pérdidas por frenado se igualan a las pérdidas por ionización

[119] (Véase en los cuadros de [120]) y en este caso puede aproximarse por.

$$E'_c \simeq \frac{800 \text{ MeV}}{Z + 1.2} = 94 \text{ MeV}. \quad (2.19)$$

Donde se puede ver claramente que en general  $E'_c$  es mayor a  $E_c^{EM}$  y sólo coinciden al aproximar las pérdidas por frenado como  $\approx E/\chi_{EM}$ . Para el análisis de la lluvia puede resultar conveniente definir parámetros como lo son los dos siguientes:

La profundidad normalizada es la profundidad atmosférica medida en unidades de la longitud de interacción,

$$t(\chi) \equiv \frac{\chi}{\chi_{EM}}; \quad (2.20)$$

Además, se define el **letargo**, como el logaritmo de la energía del primario, expresado en unidades de la energía crítica, como sigue;

$$y \equiv \ln \frac{E_p}{E_c^{EM}}, \quad (2.21)$$

Así para el caso más realista, la suposición original de Heitler (véase la figura 2.8) sigue siendo válida: cuando la energía media de las partículas,  $E_p/N$ , se aproxima a  $E_c^{EM}$ , su número deja de aumentar, ya que a partir de ahí se dejan de producir fotones por frenado y el acoplamiento de las reacciones 2.14 deja de ser efectivo. Es decir que el máximo desarrollo de la lluvia se da cuando  $E \simeq E_c^{EM}$ , y esto ocurre a una profundidad atmosférica, medida desde el punto de primera interacción  $\chi_0$ ,

$$\begin{aligned} \chi_{máx}^{EM} &\simeq \chi_{EM} \ln \left( \frac{E_p}{E_c^{EM}} \right) \\ t_{máx} &\simeq y, \end{aligned} \quad (2.22)$$

Por lo tanto se puede ver que el **letargo**, es sencillamente la profundidad atmosférica normalizada a la cual se produce el máximo de la lluvia, y este a su vez depende en

forma logarítmica con la energía del primario. Definiendo entonces a la **edad** de la lluvia, como la expresión que esta dada por;

$$S \equiv \frac{3t}{t + 2y} \quad (2.23)$$

se ve que para el máximo de la lluvia  $s=1$ :

$$S_{máx} = \frac{3t_{máx}}{t_{máx} + 2y} = \frac{3t_{máx}}{t_{máx} + 2t_{máx}} = 1. \quad (2.24)$$

La cascada evoluciona obedeciendo sus ecuaciones de transporte, y su desarrollo queda parametrizado por  $S$ , donde el número de partículas está en aumento para  $S < 1$ , para luego atenuarse en el régimen  $S > 1$ . Nishimura y Kamata obtuvieron aproximaciones cuasi-analíticas de las ecuaciones de la lluvia electromagnética [121]. Posteriormente Greissen parametrizó esas ecuaciones y obtuvo la evolución del número de electrones en función de la edad de la lluvia

$$N_e(S) = 0.31y^{-1/2} \exp \left[ \left( 1 - \frac{3}{2} \ln S \right) \right], \quad (2.25)$$

Con lo cual en el máximo,  $t_{máx} = y$  y  $S = 1$  y luego,

$$N_{e,máx} = 0.31y^{-1/2} \exp(y) \alpha E_p. \quad (2.26)$$

es muy importante tener presente el número de fotones en función de la producción de radiación Cherenkov en el aire, así el número de fotones Cherenkov será proporcional a la energía del primario  $E_p$ . El espectro de esas partículas también evoluciona con la edad de la lluvia de la forma:

$$\left( \frac{dN}{dE} \right) \alpha E^{-(1+s)} \exp \left[ \frac{1}{2} ((s - 1 - 3 \ln(s))) \right] \quad (2.27)$$

En la figura 2.9 se muestra la evolución de la edad  $S$  y del número de partículas cargadas  $N_e$  para lluvias electromagnéticas iniciadas por primarios con energía en el rango  $10^{16} \leq E_p/eV \leq 10^{20}$ .

Para poder obtener la distribución transversal de partículas en la lluvia es necesario resolver espacialmente las ecuaciones de transporte. Para lograr lo anteriormente dicho será necesario utilizar las soluciones aproximadas condensándolas, usando lo que se conoce como una **función de distribución lateral** (LDF): función que parametriza la distribución del número de secundarios en la dirección transversal al eje de la lluvia, su densidad superficial o la señal producida en un sistema detector.

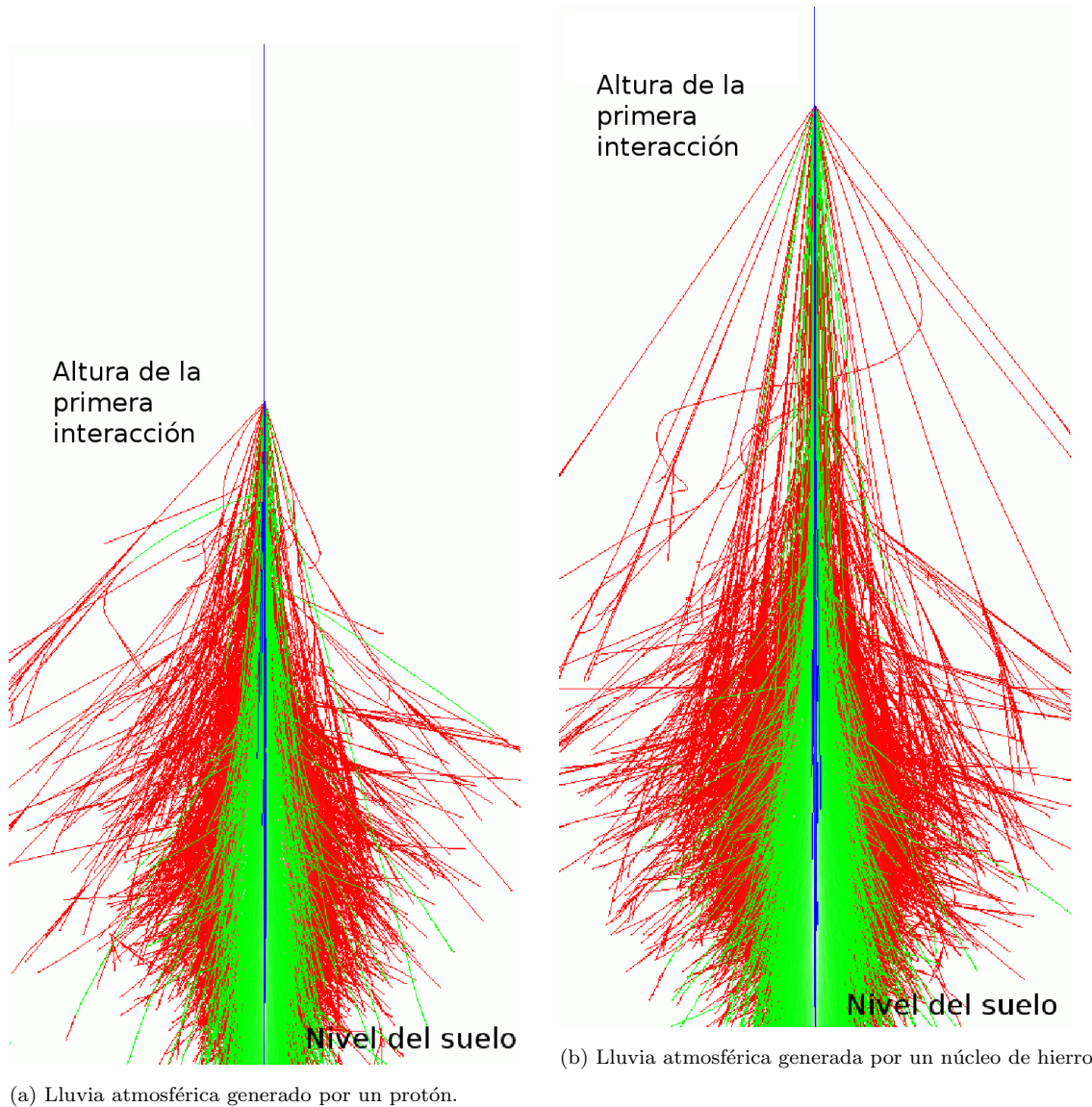
Suponiendo una distribución con simetría acimutal respecto a la densidad de partículas en torno al eje de la lluvia, Nishimura y Kamata [121] y Greisen [122] obtuvieron las primeras soluciones de las ecuaciones de transporte en la dirección transversal, la densidad de partículas cargadas está dada por:

$$e(\rho, S) = \left( \frac{\Gamma(4.5 - S)}{2\Gamma(S)\Gamma(4.5 - 2S)} \right) (\rho)^{S-2} (1 + \rho)^{S-4.5} \left( \frac{N_e(S)}{\pi R_M^2} \right) \quad (2.28)$$

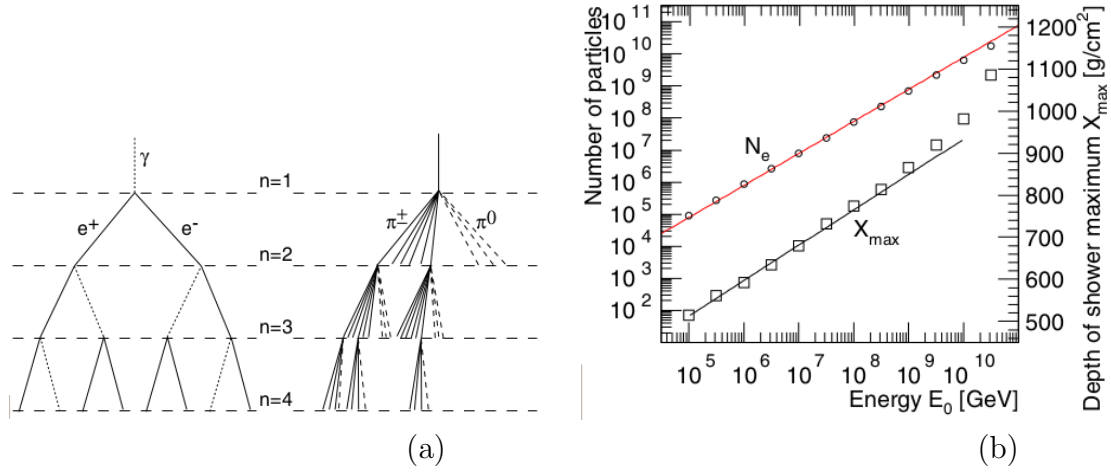
Donde  $\Gamma$  es la expansión en series del factorial a números reales y complejos,

$$\Gamma(z) = \int_0^\infty e^{-t} t^{z-1} dt \rightarrow \Gamma(n) = (n-1)! \quad \text{si } n \in \mathbb{Z}^+, \quad (2.29)$$

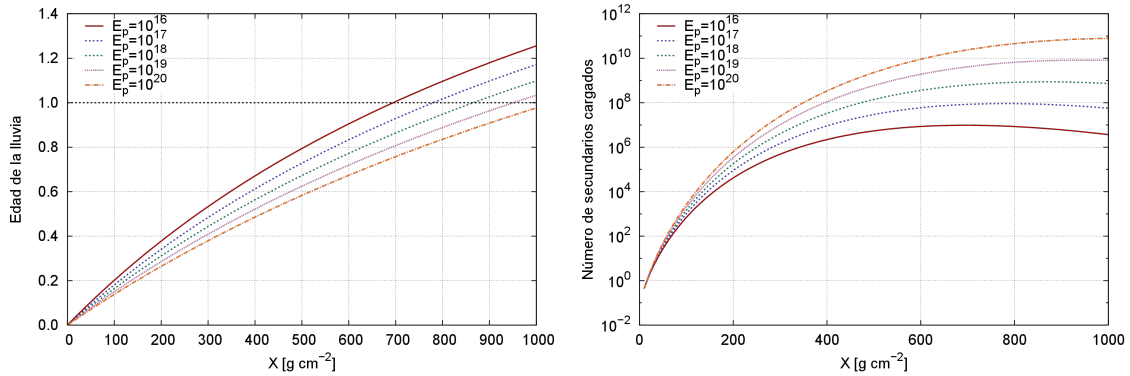
Donde  $\rho \equiv r/R_m$  es la distancia  $r$  al eje expresada en unidades del radio de Molière, y  $N_e(s)$  es el número total de electrones a la edad  $S$ , dado por la ecuación 2.25. A esta función se le conoce como LDF de Nishimura-Kamata-Greissen (NKG).



**Figura 2.7:** (a) Lluvia originada por la interacción entre un protón energético y las moléculas de la atmósfera. Primera interacción a una altura aproximada de 21 km. (b) Lluvia atmosférica originado por la interacción entre un núcleo de hierro y las moléculas de la atmósfera a la que empieza a interaccionar la partícula conocida como primario, reaccionando primero el núcleo de hierro, debido a su mayor sección eficaz (menor longitud de interacción). Ambas lluvias se han simulado en CORSIKA [103], con partículas primarias de energías a 100 TeV. Los rayos azules representan la componente hadrónica, los rayos verdes representan la componente muónica y los rayos de color rojo indican la componente electromagnética. Imagen extraída de [62].



**Figura 2.8:** (a) Vista esquemática de una cascada electromagnética (Izquierda) y una lluvia hadrónica (Derechas). No todas las líneas de piones son mostradas. (b) Número de electrones en el máximo desarrollo de una lluvia y profundidad atmosférica de la lluvia en función de la energía del fotón.



**Figura 2.9:** Izquierda: Evolución como función de la profundidad atmosférica  $\chi$  de la edad de la lluvia  $S$ , ecuación (2.23). Derecha: Número de partículas cargadas de la lluvia  $N_e$ , ecuación (2.25), para lluvias iniciadas por una partícula electromagnética en el rango  $10^{16} \leq E_p/eV \leq 10^{20}$ . El máximo desarrollo de la lluvia se produce para  $s=1$  (línea discontinua). (Figura extraída de [88]).

---

# Capítulo 3

## Métodos

---

### SECCIÓN 3.1

#### Método de Thinning

##### 3.1.1 Introducción

En el estudio de los rayos cósmicos de alta energía se utilizan principalmente tres técnicas experimentales: la detección de la fluorescencia de luz emitida por las moléculas de nitrógeno excitadas por el paso de las partículas en las EAS, la detección de las partículas, así mismo cuando golpean el suelo mediante la implementación de una serie de detectores de partículas sobre una área extensa y la detección de emisión de radiación Cherenkov en el aire.

El análisis de los datos de un detector consiste en hacer una detallada simulación Monte Carlo de la lluvia, la atmósfera y el detector [101, 102]. Sólo con esta tecnología se puede calcular la apertura como una función de la energía. simulaciones de un gran número de lluvias completas pueden ser realizadas utilizando programas como CORSIKA[103] o AIRES[104], pero hay que tener en cuenta que los requisitos de CPU son demasiado

exigentes para este tipo de requerimientos.

Por consiguiente, para evitar esta clase de inconvenientes se utilizará una técnica de aproximación conocida como adelgazamiento de datos, en la cual algunas partículas son consideradas como removibles de la lluvia. Las partículas que son consideradas, además de tener características comunes están en regiones similares de espacio de fases. Aquellas que no son removidas y que son tenidas en cuenta, se les asignan diferentes pesos estadísticos con el fin de apreciar la pérdida de datos por las partículas suprimidas.

La densidad media de las partículas en función del radio medido desde el núcleo, en una lluvia adelgazada es aproximadamente correcta, pero las fluctuaciones alrededor de la media son mucho más grandes que en una lluvia generada sin necesidad de utilizar la aproximación de adelgazamiento. Esto hace necesario la incorporación de un método que permita recuperar la información sin introducir sesgos artificiales.

### 3.1.2 Descripción del método

Para el caso cuando se realiza una simulación en la cual la energía del primario es  $E_p \geq 10^{15}$  eV se manejan tiempos de computo a gran escala (Véanse las tablas 3.1, 3.2 y 3.3 para una lluvia iniciada por un protón vertical, un fotón y un núcleo de hierro respectivamente). Una forma de enfrentar este problema es recurrir a lo que se conoce como el *thin sampling* [106] o *variance reduction* [107].

$\epsilon_{th}$	ninguna	$10^{-8}$	$10^{-7}$	$10^{-6}$	$10^{-5}$
Tiempo (h)	48.92	7.42	5.69	1.12	0.25
No. partículas	50370331	25143782	15835074	1416736	781645

**Tabla 3.1:** Tiempo de simulación y número de partículas para varios niveles de *thinning*  $\epsilon_{th}$  para una lluvia iniciada por un protón vertical de energía  $E_p = 10^{16}$  eV.

$\epsilon_{th}$	ninguna	$10^{-8}$	$10^{-7}$	$10^{-6}$	$10^{-5}$
Tiempo (h)	2.12	1.45	0.78	0.47	0.17
No. partículas	32789445	18966437	8781493	1424514	549726

**Tabla 3.2:** Tiempo de simulación y número de partículas para varios niveles de *thinning*  $\epsilon_{th}$  para una lluvia iniciada por un fotón vertical de energía  $E_p = 10^{16}$  eV.

Este método consiste en tomar todas las  $j$  partículas secundarias cuya energía está por debajo de una fracción ajustable a la energía del primario que se verán afectadas por este procedimiento. A esta fracción se le conoce como el nivel de adelgazamiento  $\epsilon_{th} = E/E_p$ . Si la suma de energía de todas las  $j$  partículas secundarias de características similares y

$\epsilon_{th}$	ninguna	$10^{-8}$	$10^{-7}$	$10^{-6}$	$10^{-5}$
Tiempo (h)	2.56	1.87	1.28	0.75	0.19
No. partículas	34866830	16815624	1754929	1552356	645925

**Tabla 3.3:** Tiempo de simulación y número de partículas para varios niveles de *thinning*  $\epsilon_{th}$  para una lluvia iniciada por un núcleo de hierro vertical de energía  $E_p = 10^{16}$  eV.

se encuentran en cierta región están por debajo de la energía de adelgazamiento  $\epsilon_{th}E_p$ , es decir:

$$\epsilon_{th}E_p > \sum_j E_j \quad (3.1)$$

Sólo una de estas partículas secundarias es seguida y seleccionada de forma aleatoria de acuerdo con su energía  $E_i$  con la probabilidad:

$$p_i = E_i / \sum_j E_j \quad (3.2)$$

Mientras que todas las otras partículas secundarias serán por ahora descartadas. Las partículas seguidas se les asignará un peso  $w_i = 1/p_i$ , notando que  $E_i \cdot w_i = \sum_j E_j$  y de esta forma tener en cuenta la conservación de la energía.

Pero además si la energía de las partículas secundarias quedan por encima de la energía de adelgazamiento, las partículas correspondientes sobreviven con una probabilidad  $p_i$  dada por.

$$p_i = E_i / (\epsilon_{th}E_p) \quad (3.3)$$

En este caso las partículas que sean seguidas tendrán un factor de peso  $w_i = 1/p_i$ . Es importante notar que este procedimiento también se aplica si la suma de energía de las partículas correspondientes supera el nivel de adelgazamiento, lo que permite que más de una partícula pueda sobrevivir en el archivo de salida al terminar la simulación.

Así, el peso de una partícula al llegar al final de la simulación después de pasar a través de  $k$  vértices<sup>1</sup> es:

$$w_{i,tot} = \prod_k 1/p_k \quad (3.4)$$

Para valores suficientemente bajos de  $\epsilon_{th}$ , está claro que la salida de la simulación adelgazada puede ser pensado como una muestra aproximada de los tipos de partículas secundarias, trayectorias, y posiciones en comparación con una simulación no adelgazada (*non thinned*), para los observables de la lluvia. En esta situación, para una partícula

<sup>1</sup>Aquí se le llamarán vértices a las interacciones de la partícula con las partículas que están en la atmósfera.

de peso  $w_i$ , la simulación en promedio remueve  $w_i - 1$  partículas de una posición similar del espacio de fase.

## SECCIÓN 3.2

### Método de Dethinning

#### 3.2.1 Introducción

Los archivos de salida después de la simulación de una EAS original de CORSIKA, consiste en una lista de datos acerca de las partículas como lo son: sus pesos, tipos, energías, posiciones, ángulos y tiempo de llegada o arribo al detector.

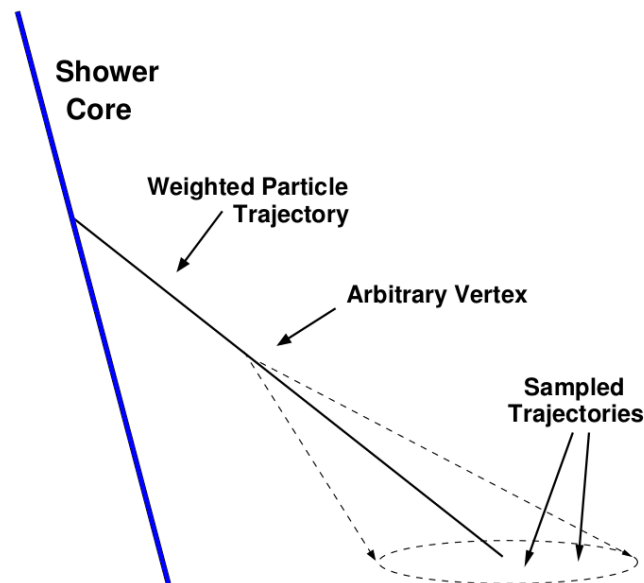
Para poder comparar la información de las partículas, obtenidas a partir de una lluvia adelgazada con una lluvia no adelgazada, las cuales tienen características y parámetros similares, es importante determinar la precisión de la muestra adelgazada (*thinned sample*). Para lograr esto nos planteamos como primer objetivo responder las siguientes preguntas:

1. ¿Cuál es el valor máximo de  $\epsilon_{th}$  para el cual la *thinned sample* representa con precisión los tipos y características de las partículas que han sido removidas?
2. ¿Cómo se utilizará la información de las partículas provenientes de una lluvia adelgazada, para que a partir de esta se logre realizar la recuperación de datos que se han perdido durante el proceso?

#### 3.2.2 Descripción del método

El método de Dethinning[7] consiste en la reposición de partículas perdidas. Para cada partícula que está dentro del archivo de salida (output) de la simulación *thinned* realizada en CORSIKA de peso estadístico  $w$ , se añadirán  $w - 1$  partículas a la lista. Cuando esto se completa el peso de cada partícula se normaliza en  $w = 1$ . Para insertar estas partículas se utilizará el siguiente procedimiento (véase la figura 3.1).

1. Se escoge un punto de salida sobre la trayectoria de la partícula ponderada<sup>2</sup>.
2. Se elige un punto en un cono centrado en la salida sobre la trayectoria de la partícula ponderada. La apertura del cono esta dada por una distribución gaussiana bidimensional con un sigma de pocos grados.
3. Se proyecta la partícula insertada al nivel del detector, asignándole a ésta un tiempo y energía dada, información que será obtenida de la partícula ponderada en la simulación de la lluvia adelgazada.
4. Se repetirán los pasos 2-3  $w - 1$  veces.



**Figura 3.1:** Geometría de un cono gaussiano con el vértice ubicado en una posición arbitraria a lo largo de la trayectoria de la partícula ponderada.

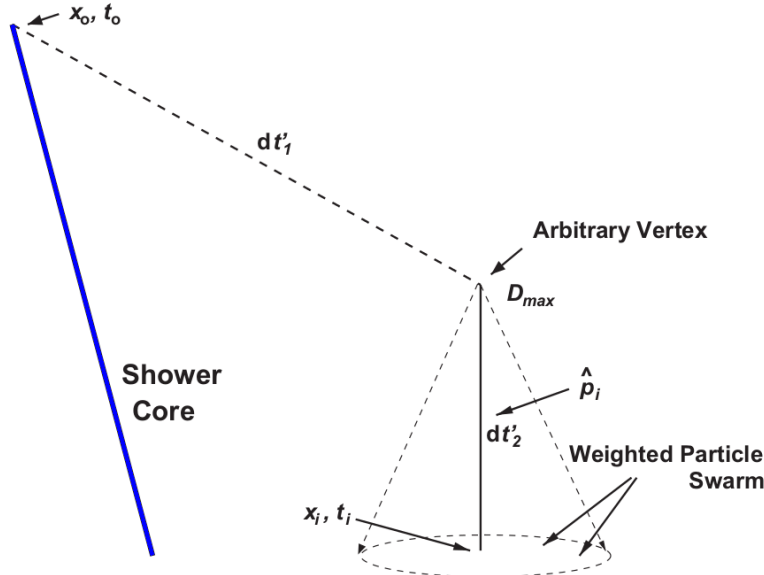
Hay una distancia máxima desde el suelo que se puede elegir para el vértice en el punto 1, que es fijado por el requisito de que ninguna partícula puede tener un tiempo de llegada que precede a la llegada del frente de la lluvia. Un tiempo demasiado pronto de llegada se produce cuando el tiempo total de vuelo desde el primer punto de interacción,  $\mathbf{x}_0$  al punto de vértice y entonces a la posición en el suelo de la partícula generada es menor que el tiempo de vuelo directamente de  $\mathbf{x}_0$  al vértice imaginario y luego hacia adelante a la posición final de la partícula ponderada,  $\mathbf{x}_i$  sera muy parecido a la diferencia en el tiempo de arribo de la partícula ponderada,  $t_i$ , y el tiempo de la primera interacción  $t_0$  (Véase figura 3.1).

<sup>2</sup>Es la partícula representativa de las que fueron removidas.

Lo anterior condiciona a que la distancia a lo largo de la trayectoria de la partícula ponderada,  $\hat{\mathbf{P}}_i$ , entre  $\mathbf{x}_i$  y el punto de vértice este dada por la ecuación 3.5:

$$D_{max} = \frac{c^2(t_i - t_0)^2 - |\vec{x}_i - \vec{x}_0|^2}{2(c(t_i - t_0) - (\vec{x}_i - \vec{x}_0) \cdot \hat{p}_i)} \quad (3.5)$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz. Es muy importante enfatizar en que  $D_{max}$  es la máxima separación entre el punto del vértice y el suelo. Cualquier separación más corta generará partículas que son temporalmente coherentes. El cálculo de  $D_{max}$  se ilustra en la figura 3.2.



**Figura 3.2:** Con el fin de garantizar la coherencia temporal en la simulación de la EAS, se requiere que  $t_i - t_0 \geq dt_1 + dt_2$ , donde  $t_i$  es el tiempo de arribo para la partícula ponderada y  $t_0$  es el tiempo de primera interacción.

La segunda pregunta se refiere a la selección del valor del  $\epsilon_{th}$ . Cabe recordar que, para que este algoritmo funcione, el valor del  $\epsilon_{th}$  debe ser lo suficiente pequeño para que la simulación adelgazada contenga una muestra lo suficientemente grande de partículas de salida para que la distribución de los tipos de partículas, trayectorias, y posiciones sea el lo mas parecido a la simulación de la lluvia no adelgazada. para darle una respuesta a esta pregunta una de las mejores formas, será de tratar esta cuestión fenomenológica comparando las lluvias adelgazadas y sin adelgazamiento.

Se recomienda realizar simulaciones con niveles de *thinning*  $\epsilon_{th} \leq 10^{-6}$ , para un  $\epsilon_{th} = 10^{-7}$  se tiene una muestra adelgazada bastante buena y una número de partículas aproximadamente igual al que se obtiene de una lluvia no adelgazada.

---

# Capítulo 4

## Análisis de datos

---

### SECCIÓN 4.1

#### Modelo Atmosférico

Cuando se realizan las diferentes simulaciones de las EAS, usando CORSIKA, se debe tener en cuenta que para la lluvia hadrónica los parámetros difieren de los parámetros por defecto de la simulación, y éstos tendrán un impacto directo sobre los resultados de las simulaciones, A continuación se muestran algunas de estas condiciones.

- Modelo hadrónico para interacciones a altas energías: QGSJET-II-03 (Quark Gluon tring model with JETs).
- Modelo hadrónico para interacciones a bajas energías: GUEISHA-2002 (Gamma Hadron Electron Interaction SHower code).
- Modelo de interacciones electromagnéticas: EGS4 (Electron Gamma Shower).
- producción de Cherenkov en el aire según el modelo de Benlöhhr.
- Soluciones sin mecanismo de *thinning*.

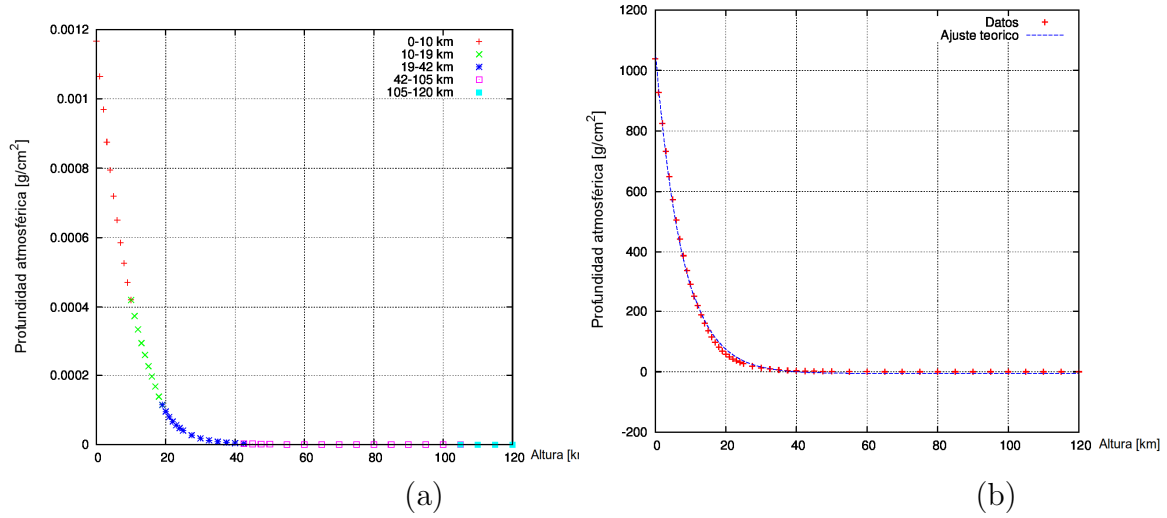
- Modelo de detector plano: la intensidad de primarios sigue una distribución  $I\alpha \sin(\theta) \cos(\theta)$  (el factor  $\cos(\theta)$  aparece al considerar la proyección sobre un arreglo plano de detectores).
- Altura de observación: 3400 m s.n.m. (altura promedio del detector.)
- Modelo atmosférico: Atmósfera E1 (Atmospheric Model 1 (tropical)), para el cielo del páramo de Berlin, Santander, Colombia. Basado en el modelo atmosférico de capas de Linsley [10]. En estos modelos se supone que la atmósfera es una mezcla de tres gases:  $N_2$ (78,1%),  $O_2$ (21%) y  $Ar$ (0,9%), cuya densidad, expresada en términos de la profundidad atmosférica  $X$ , varía en forma exponencial con la altura  $h$  a lo largo de las capas más profundas:

$$X_i(h) = a_i + b_i \exp\left(-\frac{h}{c_i}\right) \quad (4.1)$$

y los correspondientes parámetros  $a_i, b_i, c_i$  se muestran en la tabla 4.1, y en la figura 4.1. Las diferencias estacionales son más sobresaliente en la zona entre los 3 km y los 25 km de altitud, justamente donde se produce el máximo desarrollo de la lluvia. Si bien las diferencias son pequeñas a gran escala, esas diferencias integradas a lo largo de toda la columna de aire pueden ser varias decenas de  $g\text{ cm}^{-2}$ .

Capa	h [km]	$a_i$ [ $g\text{cm}^{-2}$ ]	$b_i$ [ $g\text{cm}^{-2}$ ]	$c_i$ [cm]
Capa 1	$0.00\text{km} < h < 10.0$	-135.708	1174.01	994186
Capa 2	$10.00\text{km} < h < 19.00\text{ km}$	-22.0191	1261.58	721829
Capa 3	$19.00\text{km} < h < 42.50\text{ km}$	0.587399	1350.34	636143
Capa 4	$42.50\text{km} < h < 105.00\text{km}$	-0.000577176	560.655	772170
Capa 5	$105.00\text{km} < h < 116.20\text{km}$	0.00124205	1	9.35523e+09

**Tabla 4.1:** Parámetros atmosféricos que representan a la atmósfera de Buncaramanga, Santander, empleada para la realización de las diferentes simulaciones (tabla extraída de [103]).



**Figura 4.1:** (a) Profundidad atmosférica como función de la altura para las cinco capas del modelo atmosférico de Linsley, donde se pueden observar los diferentes puntos para cada una de ellas. (b) Profundidad atmosférica estándar (E1) usado para realizar las simulaciones para todas las capas.

- Campo geomagnético: correspondiente a la posición al páramo de Berlín. El mismo está situado en el páramo oriental colombiano, en las coordenadas  $7, 1277^\circ$  de latitud Norte,  $72, 9143^\circ$  de longitud Oeste, a una altura media de 3400 m s.n.m. Entre las poblaciones cercanas se destacan los municipios de Tona y Berlín, y se encuentra a pocos kilómetros de la frontera entre los departamentos de Santander y Norte de Santander. Así para esta ubicación se tiene un campo geomagnético dado por,  $B_x = 26.590$  nT,  $B_z = 16.838$  nT, calculados según el modelo IGRF11. Para mayor información consultar [35].
- Cortes de energía para los secundarios: El límite inferior a los cuales se dejan de propagar los diferentes tipos de partículas. Puesto que en este estudio es de gran interés el análisis de los secundarios, para los cuales se utilizaron valores más bajos para los cortes con respecto a los valores por defecto:  $E_{had} = 50$  MeV;  $E_{\mu^\pm} = 50$  MeV;  $E_{e^\pm} = 500$  keV y  $E = 500$  KeV.

## SECCIÓN 4.2

**Distribución lateral de las partículas.**

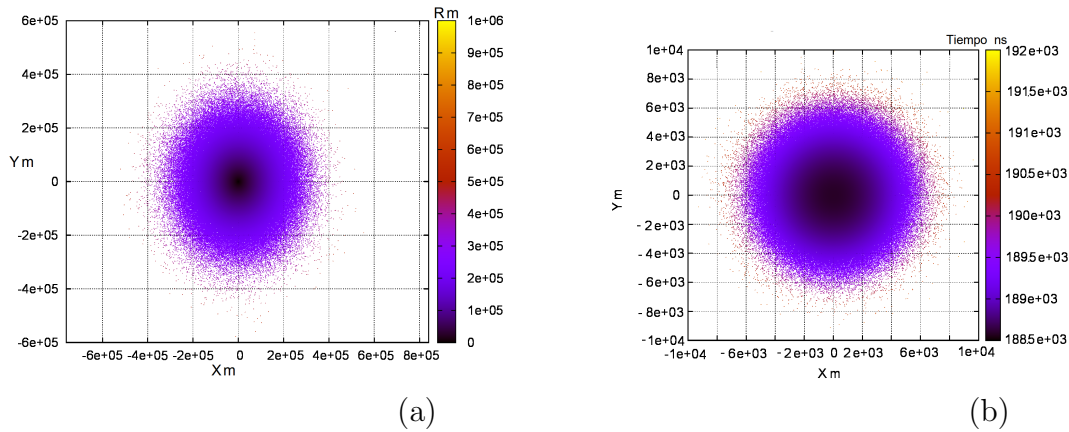
Una vez configurada la simulación con sus respectivos parámetros de entrada, es importante determinar el flujo de secundarios que se producen a medida que se desarrolla la lluvia. Si bien la simulación de una lluvia de baja energía no consume demasiado tiempo de computo, un flujo de partículas secundarias iniciadas por un primario de alta energía, involucra la simulación de millones de partículas, llegando a tardarse hasta un tiempo aproximado de días.

Es razonable suponer que el número de partículas secundarias a nivel del detector proviene de un doble compromiso entre el flujo de los secundarios a nivel del detector: por un lado, primarios de alta energía producirán un gran número de secundarios a nivel del suelo; mientras que por otro lado, a medida que se desarrolla la lluvia, a lo largo de la atmósfera las partículas irán perdiendo energía y se debe tener muy en cuenta la distribución de las partículas a nivel del detector. En la figura 4.2 podemos ver claramente la mancha dejada en el piso para dos lluvias iniciadas por dos fotones verticales, para los cuales se producen  $7.94 \times 10^7$  y  $5.21 \times 10^5$  partículas a una energía de  $10^{17}$  eV y  $10^{15}$  eV respectivamente.

En la tabla 4.2 se pueden apreciar claramente el número de cada tipo de partícula para la lluvia iniciada por el fotón vertical de energía  $10^{17}$  eV.

Id.	Sec.	Cant.	%	Id	Sec.	Cant.	%
1	$\gamma$	$6.06 \times 10^8$	93.1 %	10	$K^-$	25	0.0053 %
2	$e^+$	$2.79 \times 10^7$	75.4 %	12	$K^+$	33	0.0034 %
3	$e^-$	$4.81 \times 10^7$	82.6 %	13	n	70888	0.88 %
5	$\mu^+$	58844	0.74 %	14	p	14134	17.4 %
6	$\mu^-$	58919	0.43 %	15	$\bar{p}$	160	0.015 %
8	$\pi^+$	2455	0.092 %	25	$\bar{n}$	178	0.037 %
9	$\pi^-$	2412	0.098 %				

**Tabla 4.2:** En esta tabla, se muestra el número de partículas secundarias para cada tipo de partícula y el valor porcentual para una lluvia iniciada por un fotón vertical con una energía de  $1 \times 10^{17}$  eV



**Figura 4.2:** (a) Distribución de las partículas secundarias al piso para una lluvia iniciada por un fotón vertical de energía  $10^{17}$  eV en el cual la paleta de colores nos muestra la distancia radial de las mismas. (b) Distribución de las partículas a nivel del piso para una lluvia iniciada por un fotón vertical de energía  $10^{15}$  eV, donde la paleta de colores nos muestra el tiempo de arribo de las mismas al detector.

En la figura 4.3 se puede ver además de la ubicación de las partículas en el piso, la distribución de probabilidad con la cual llegan las partículas a nivel del detector en las dos coordenadas tanto en x como en y, dándonos idea que se puede ajustar a una distribución Gaussiana.

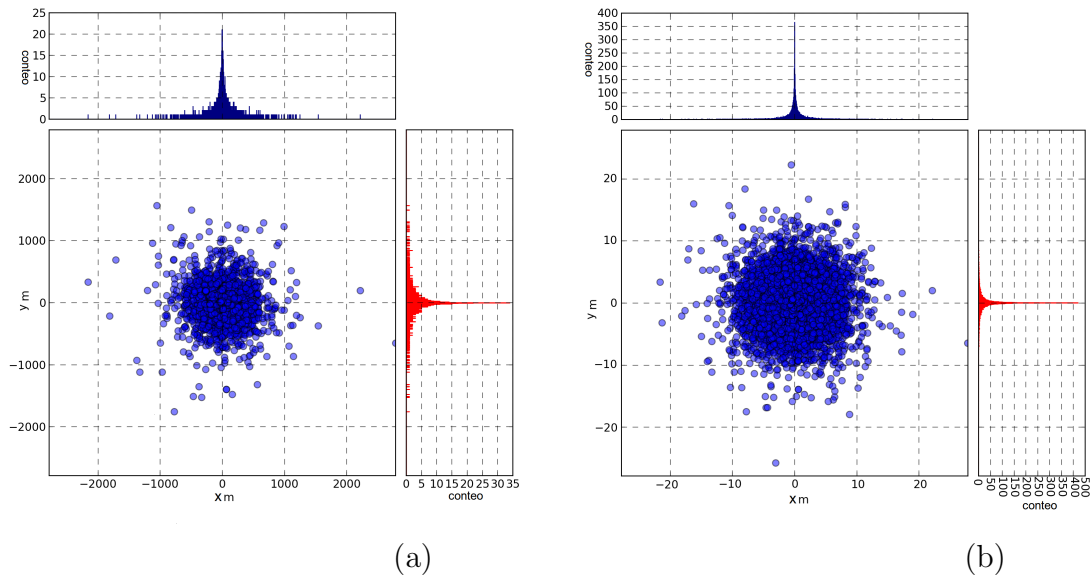
Ahora, para poder comparar el método de *Dethinning* y la distribución de las partículas en el piso, se mostrará en la figura 4.4 la distribución de las partículas en el piso para una lluvia *Dethinning* de un fotón vertical y para un protón fotón de energías  $10^{17}$  eV y  $10^{15}$  eV respectivamente.

Además podemos ver el histograma bidimensional del número de partículas por unidad de área y esto lo podemos ver en la figura 4.5.

### SECCIÓN 4.3

## Desarrollo del método de Dethinning y sus optimizaciones.

Para la realización del código del método de Dethinning, se debe tener muy en cuenta que se ha utilizado una distribución de probabilidad de tipo Gaussiano, el cual fue escogido debido a su ajuste con la distribución espacial de las partículas dejadas a nivel

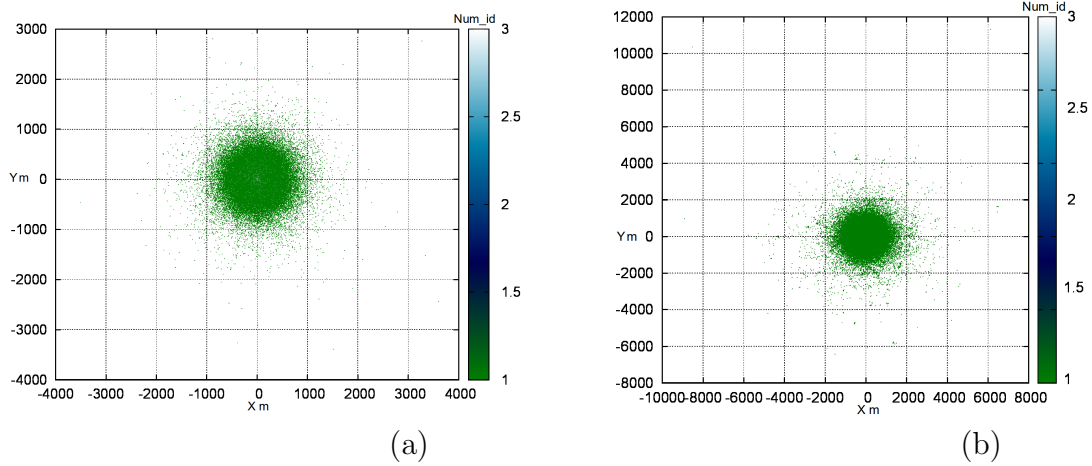


**Figura 4.3:** (a) Distribución de las primeras  $10^4$  partículas secundarias al piso para una lluvia iniciada por un protón vertical de energía  $10^{17}$  eV, donde se muestra la densidad de probabilidad en x e y. (b) Distribución de las primeras  $10^7$  partículas a nivel del piso para una lluvia iniciada por un fotón vertical de energía  $10^{17}$  eV, donde se muestra la densidad de probabilidad en x e y.

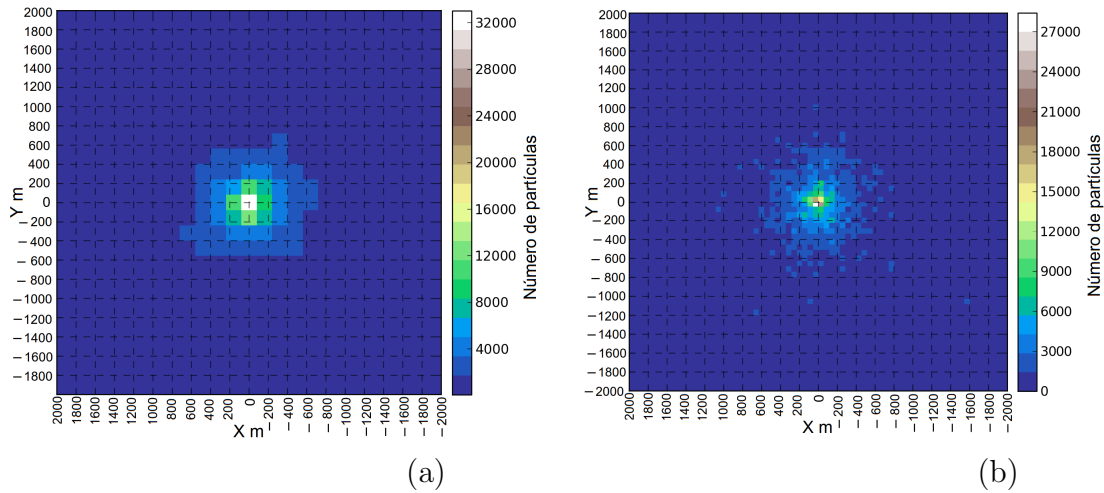
del detector véase la figura 4.6.

Para el caso, en el que la partícula incidente tiene un ángulo cenital de  $45^\circ$  como se muestra en la figura 4.7.

En la figura 4.7 se muestra el resultado de una lluvia iniciada por un protón con ángulo cenital de  $45^\circ$  y energía de  $10^{17}$  eV.



**Figura 4.4:** (a) Distribución de las partículas secundarias al piso para una lluvia *Dethinned* iniciada por un fotón vertical de energía  $10^{17}$  eV en el cual la paleta de colores nos muestra el tipo de partícula. (b) Distribución de las partículas a nivel del piso para una lluvia *Dethinned* iniciada por un fotón vertical de energía  $10^{15}$  eV, donde la paleta de colores nos muestra el tipo de partícula.

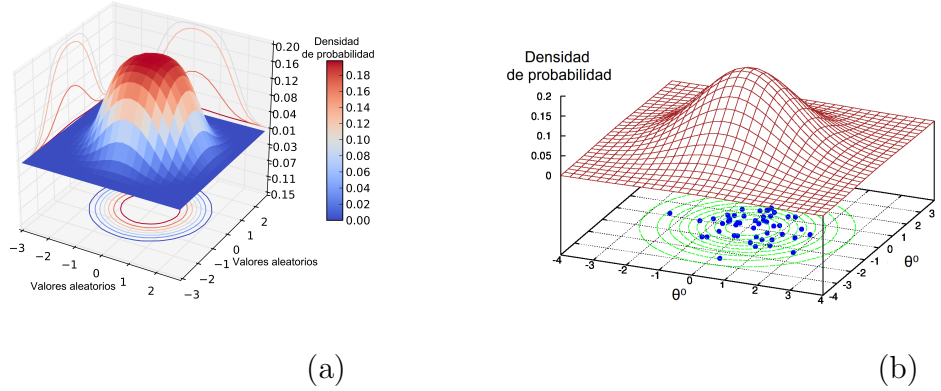


**Figura 4.5:** (a) Histograma bidimensional de las primeras  $10^4$  partículas secundarias al piso para una lluvia iniciada por un protón vertical de energía  $10^{17}$  eV (b) Histograma bidimensional de las primeras  $10^7$  partículas secundarias al piso para una lluvia iniciada por un fotón vertical de energía  $10^{17}$  eV.

### 4.3.1 Optimizaciones

Dentro de los ajustes que se le realizaron al código, se tienen los siguientes:

1. Ángulo subtendido por el cono Gaussiano: se estima un valor  $\beta d$  al valor del ángulo máximo de apertura del cono, donde  $d$  es la distancia lateral del núcleo de la lluvia

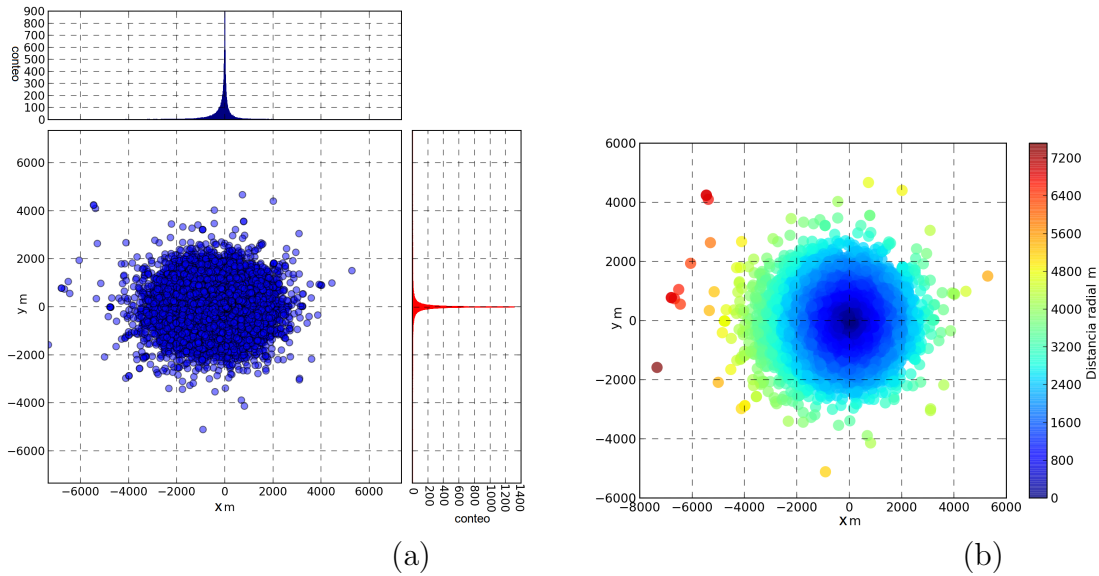


**Figura 4.6:** (a) Función de distribución de probabilidad Gaussiana en la que se evidencia un valor medio ( $\mu = 0$ ) y una desviación estándar  $\sigma = 2$ . Note que se muestran las curvas de igual probabilidad en función de las diferentes alturas. (b) Distribución de las partículas a nivel del piso para una lluvia iniciada por un fotón vertical de energía  $10^{15}$  eV, donde se muestran los diferentes puntos para las diferentes curvas de misma probabilidad.

hasta la partícula representativa, donde se decidió tomar un valor de  $\beta = 3^0/km$  para las partículas electromagnéticas y  $\beta = 1^0/km$  para los muones y hadrones (esto debido a que la componente electromagnéticas estará más alejadas o dispersa al del eje de la lluvia que la componente hadrónica). Donde hay tener en cuenta, que se deben de tomar valores de  $\beta$  necesariamente muy pequeños para aplicarlo al método de *Dethinning* con niveles de adelgazamiento  $\epsilon_{th} = 10^{-6}$ . Así un valor muy pequeño del nivel de adelgazamiento aplicado a la lluvia, nos permite usar valores de  $\beta$  muy pequeños. Esto se puede notar en la figura 4.8 donde se puede ver la formación de un cono de una lluvia iniciada por un primario vertical y otra por un primario con inclinación de  $45^0$ .

Además podemos ver en las figuras 4.9, los vectores impulso de las partículas secundarias hijas de un secundario padre.

2. Perturbación de la energía: Se hizo una variación de la energía de cada partícula de aproximadamente  $\pm 10\%$  con una distribución Gaussiana centrada en la energía de la partícula representativa. Esta corrección permite suavizar el espectro de secundarios. En la figura 4.10 se muestra la perturbación de la energía de dos partículas secundarias representativas generadas por un protón de  $10^{15}$  eV.
3. Aceptación de las partículas: Algunas partículas con trayectoria muy grandes comparadas a la partícula secundaria representativa puede que hayan sido seguidas por la simulación pero no lleguen al piso, de esta forma se introduce una probabilidad de aceptación de las partículas dada por:  $P = e^{-\Delta\chi/\epsilon}$ , es la diferencia en profundidad de penetración entre las trayectorias y  $\epsilon = 5 g/cm^2$ . Esta será una corrección apreciable sólo para las lluvias iniciadas por primarios con un alto



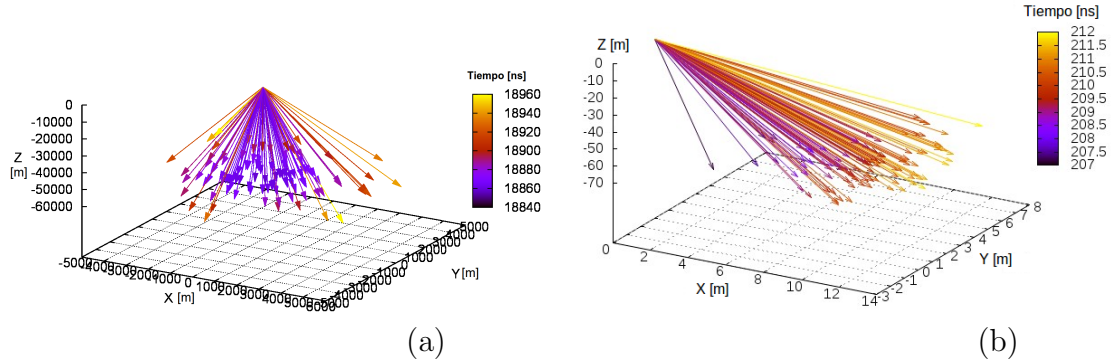
**Figura 4.7:** (a) Distribución de las partículas secundarias al piso para una lluvia iniciada por un protón con ángulo cenital de  $45^\circ$  de energía  $10^{17}$  eV en el cual se puede ver la función de distribución en x e y. (b) Distribución de las partículas a nivel del piso para una lluvia iniciada por un protón con ángulo cenital de  $45^\circ$  de energía  $10^{17}$  eV, donde la paleta de colores nos muestra la distancia radial de las partículas al núcleo de la lluvia.

ángulo cenital. En la figura 4.11 se muestra un histograma que obedece a esta distribución de probabilidad para la aceptación de las partículas secundarias hijas.

#### SECCIÓN 4.4

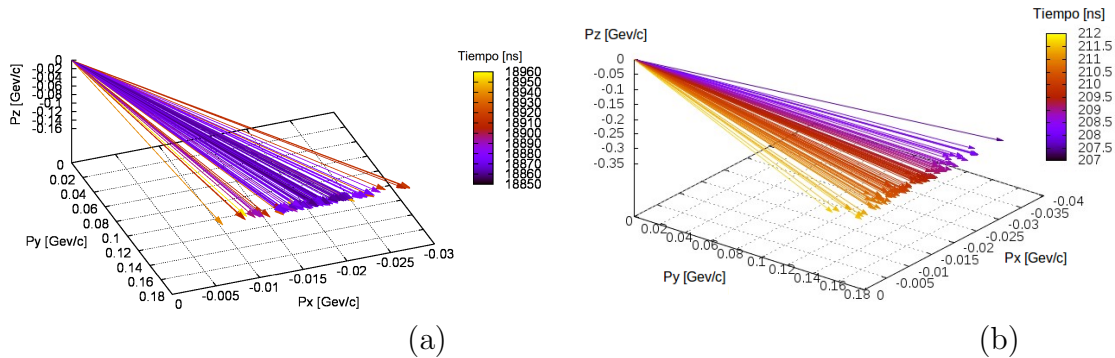
### Comparaciones

La relación de la energía promedio en función de la distancia radial de las partículas secundarias, de una lluvia iniciada por un electrón (Véase la figura 4.12), un protón (Véase la figura 4.13), un fotón (Véase la figura 4.14) y para un núcleo de hierro (Véase la figura 4.15), se puede notar que se realizaron utilizando el método de reconstrucción de información de *Dethinned*, para el cual se emplearon dos niveles de adelgazamiento  $\epsilon_{th} = 10^{-7}$  y  $\epsilon_{th} = 10^{-8}$  respectivamente.



**Figura 4.8:** (a) trayectoria de las partículas secundarias hijas al piso para una lluvia iniciada por un fotón vertical de energía  $10^{17}$  eV, para el cual se ha escogido un secundario padre (representativo) con ángulo cenital muy pequeño  $\sim 0^\circ$  y de energía grande, la paleta de colores nos muestra el tiempo de arribo al detector. (b) trayectoria de las partículas secundarias hijas al piso para una lluvia iniciada por un fotón vertical de energía  $10^{15}$  eV, para el cual se ha escogido un secundario padre (representativo) con ángulo cenital muy grande  $\sim 45^\circ$  y energía pequeña, la paleta de colores nos muestra el tiempo de arribo al detector.

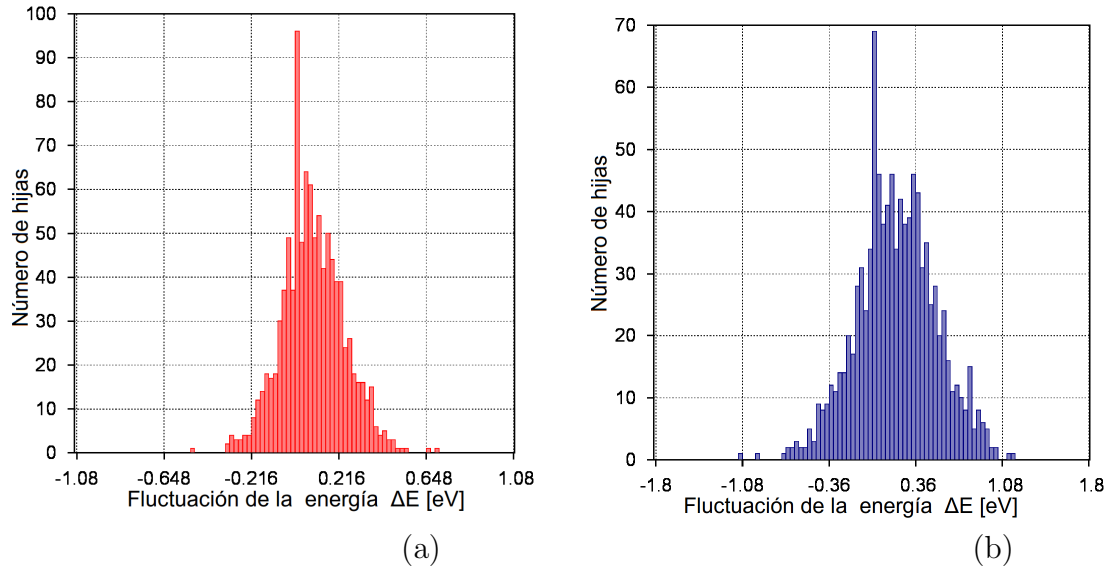
Ahora, se muestran las figuras que relacionan la densidad de las partículas secundarias en función de la distancia radial, para una lluvia iniciada por un electrón (Véase la figura 4.16), un protón (Véase la figura 4.17), un fotón (Véase la figura 4.18) y para un núcleo de hierro (Véase la figura 4.19), donde se realizaron utilizando el método de reconstrucción de información de *Dethinned*, para el cual se emplearon dos niveles de adelgazamiento  $\epsilon_{th} = 10^{-7}$  y  $\epsilon_{th} = 10^{-8}$  respectivamente.



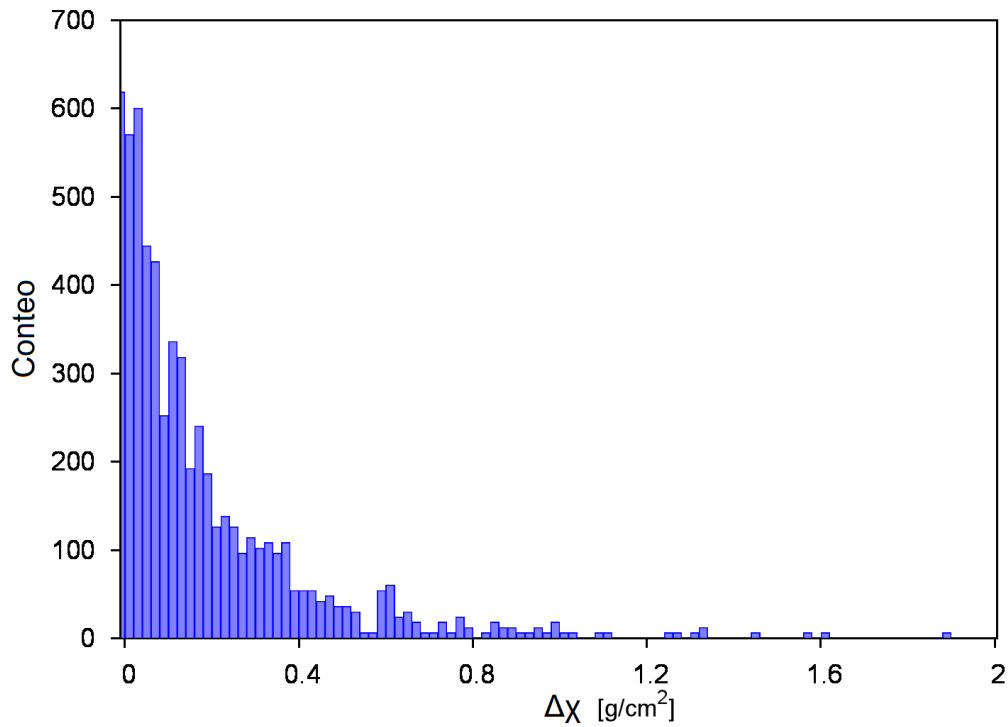
**Figura 4.9:** (a) Vectores momentum lineal de las partículas secundarias hijas al piso para una lluvia iniciada por un fotón vertical de energía  $10^{15}$  eV, para el cual se ha escogido un secundario padre (representativo) con ángulo cenital muy pequeño, la paleta de colores nos muestra el tiempo de arribo al detector. (b) Vectores momentum lineal de las partículas secundarias hijas al piso para una lluvia iniciada por un fotón vertical de energía  $10^{15}$  eV, para el cual se ha escogido un secundario padre (representativo) con ángulo cenital muy grande  $\sim 45^\circ$ , la paleta de colores nos muestra el tiempo de arribo al detector.

En las figuras anteriores (véase las figuras: 4.16, 4.17, 4.18, y 4.19), en las cuales muestran la densidad de partículas secundarias en función de la distancia radial el eje de la lluvia, se puede observar claramente que para grandes distancias, el comportamiento de la curva se empieza a ver afectada por fluctuaciones estadísticas (donde la fluctuación se define, como la variación de una medida o valor, a veces se le conoce también como *sesgo*, el cual más precisamente se define como; la diferencia entre su esperanza matemática y el valor numérico del parámetro que se estima. Un estimador cuyo sesgo es nulo se llama insesgado o centrado.), presentadas por una partícula padre con un alto peso estadístico, y esto se hace cada vez más evidente para bajos niveles de adelgazamiento.

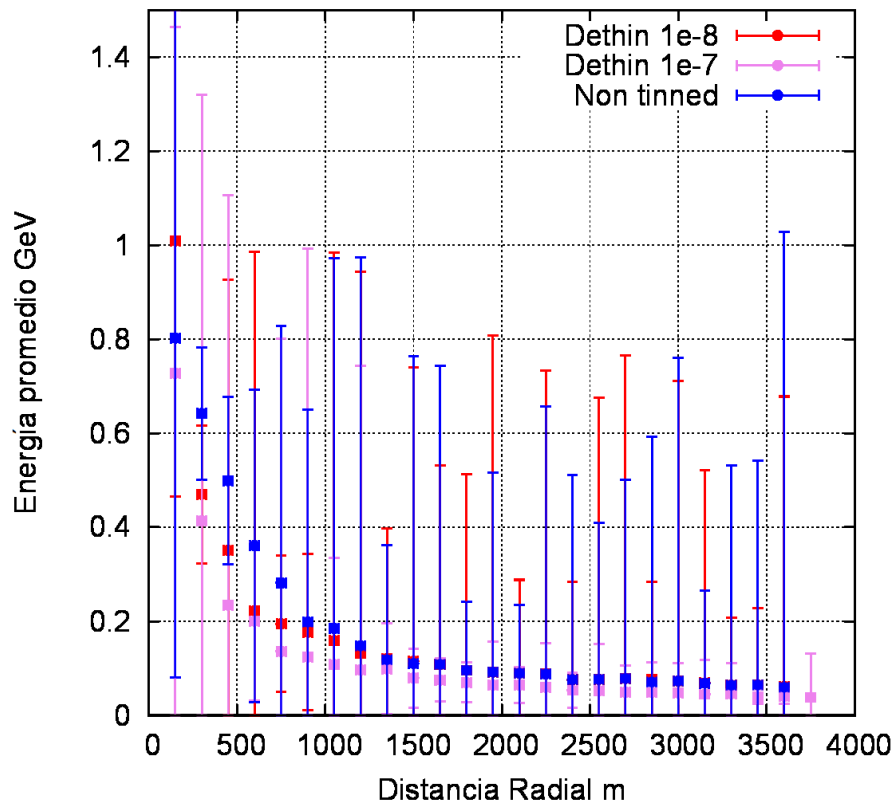
Para las figuras (véase las figuras: 4.12, 4.13, 4.14 y 4.15), en las que se muestra el comportamiento de la energía promedio en función de la distancia radial de las partículas secundarias, es de gran importancia notar que por ejemplo, para un electrón vertical (véase la figura 4.12) y para un fotón vertical (véase la figura 4.14), el comportamiento de la misma parece estar regido por una función de tipo exponencial, cuyo valor es negativo. Además se puede notar, como este comportamiento se pierde en una lluvia iniciada por un protón (véase la figura 4.13) vertical y por un núcleo de hierro (véase la figura 4.15), causado dicho cambio de evolución principalmente por la presencia de sesgos y fluctuaciones artificiales (eventos estocásticos y probabilísticos), pero sin perder el ajuste que se puede observar para las curvas con *Dethinning* para dos niveles de adelgazamiento. Por último es importante ver que las barras de error en y son grandes debido al gran número de bins (diferencias de distancias pequeñas).



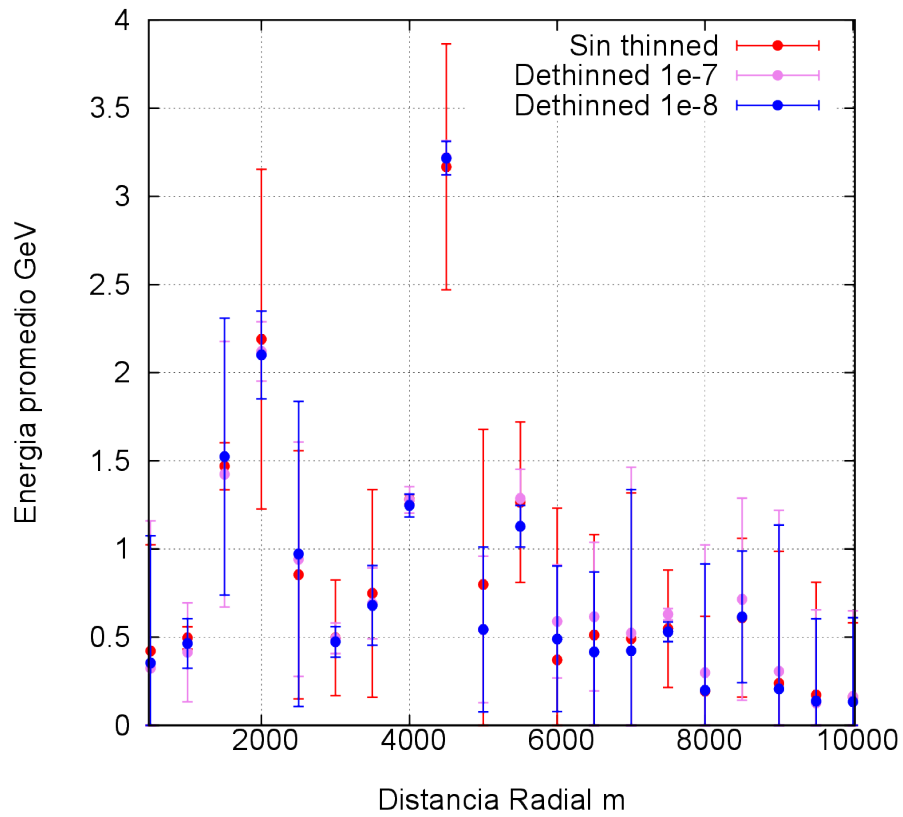
**Figura 4.10:** (a) Histograma de energía para un electrón secundario representativo (padre) de una lluvia iniciada por un fotón vertical de energía  $E = 10^{16}$  eV. (b) Histograma de la fluctuación de la energía de las partículas hijas respecto a un fotón vertical de energía  $E = 10^{16}$  eV.



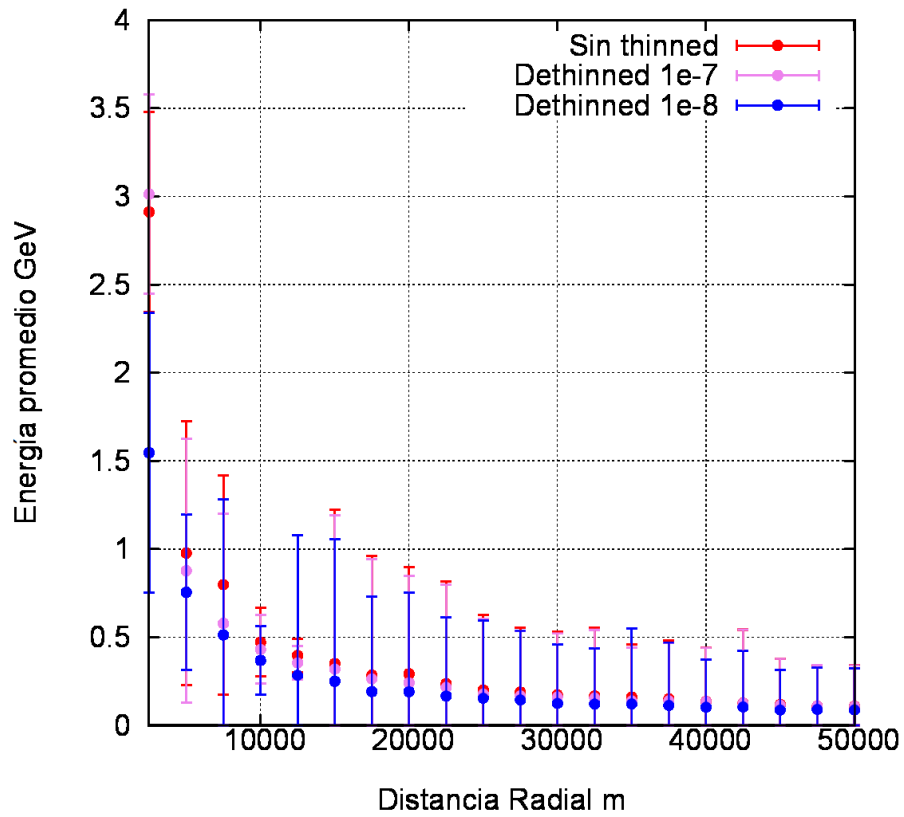
**Figura 4.11:** Histograma de Absorción Atmosférica de las partículas hijas que tienen por padre un electrón vertical de baja energía  $E = 10^{15}$  eV.



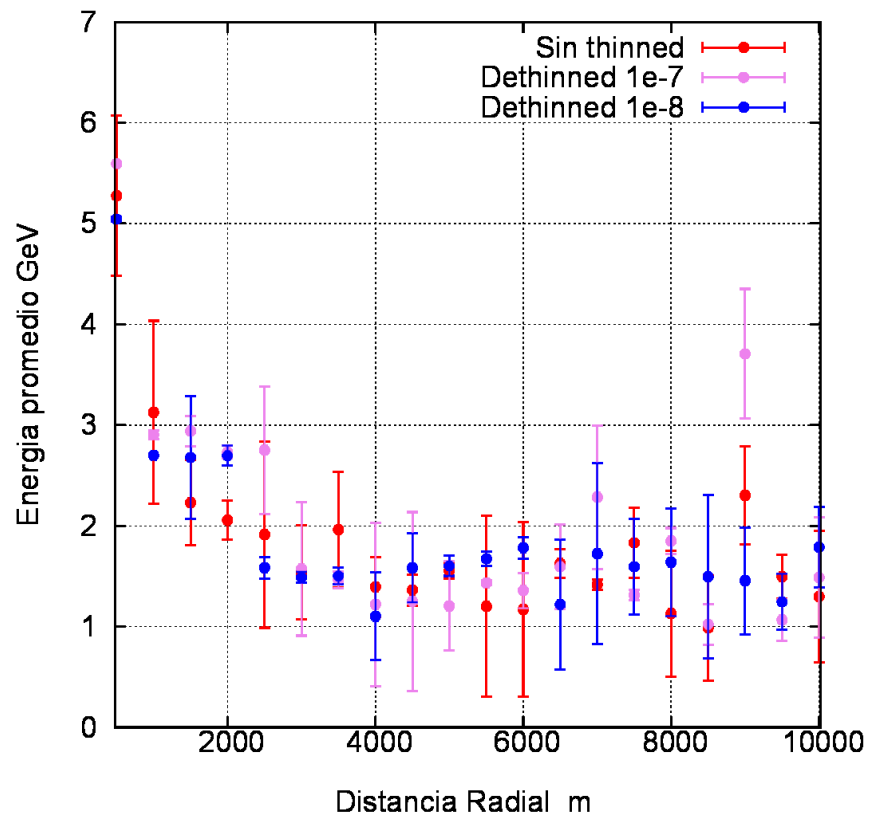
**Figura 4.12:** Energía promedio en función de la distancia radial de las partículas secundarias, originadas por una lluvia iniciada por un electrón vertical con energía de  $10^{15}$  eV.



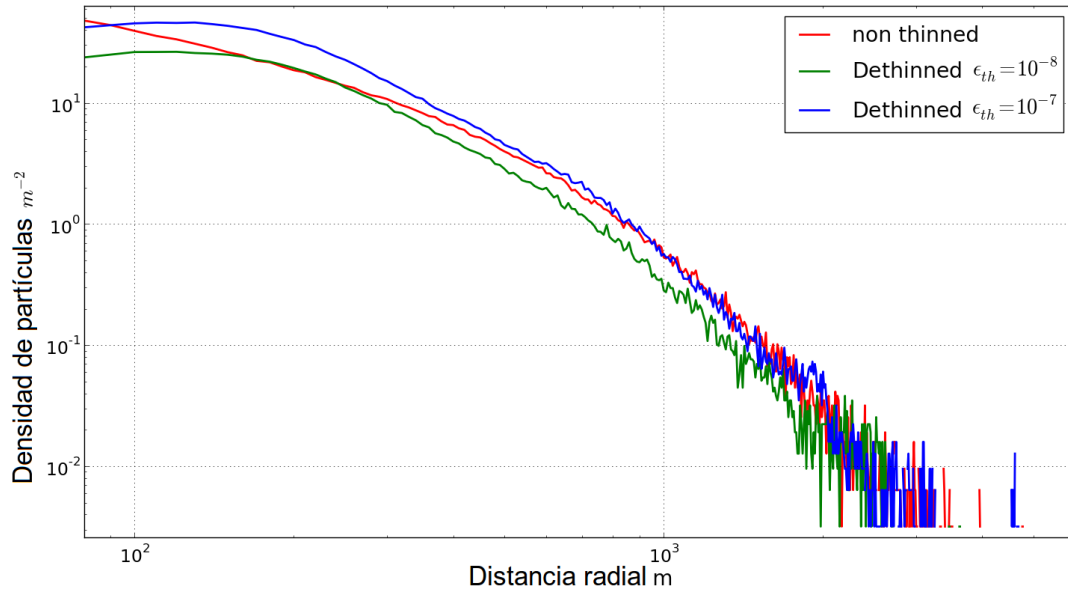
**Figura 4.13:** Energía promedio en función de la distancia radial de las partículas secundarias, originadas por una lluvia iniciada por un protón vertical con una energía de  $10^{15}$  eV.



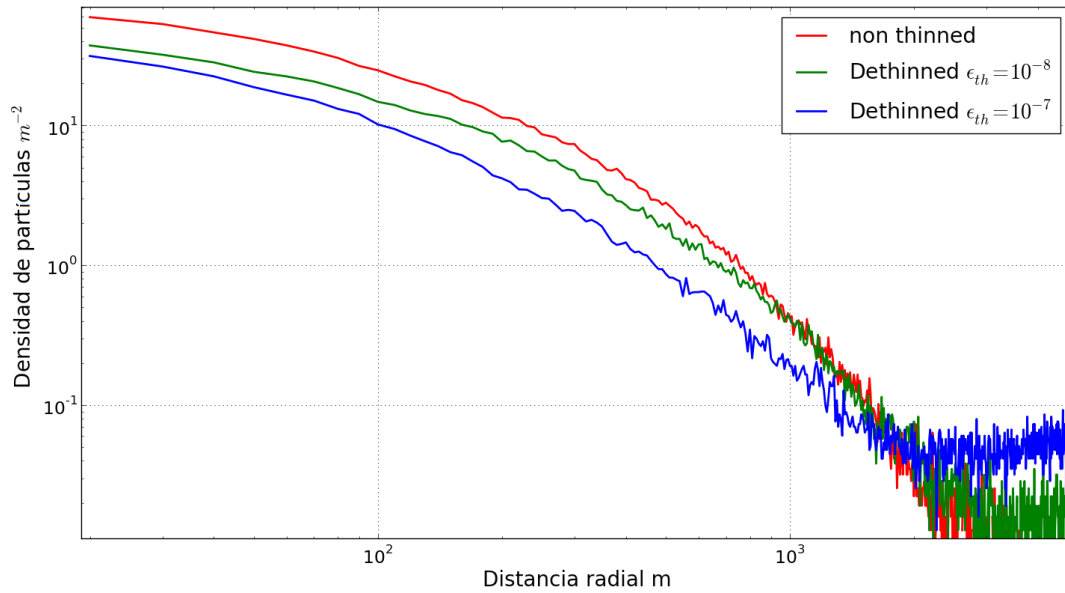
**Figura 4.14:** Energía promedio en función de la distancia radial de las partículas secundarias, originadas por una lluvia iniciada por un fotón vertical con energía de  $10^{15}$  eV.



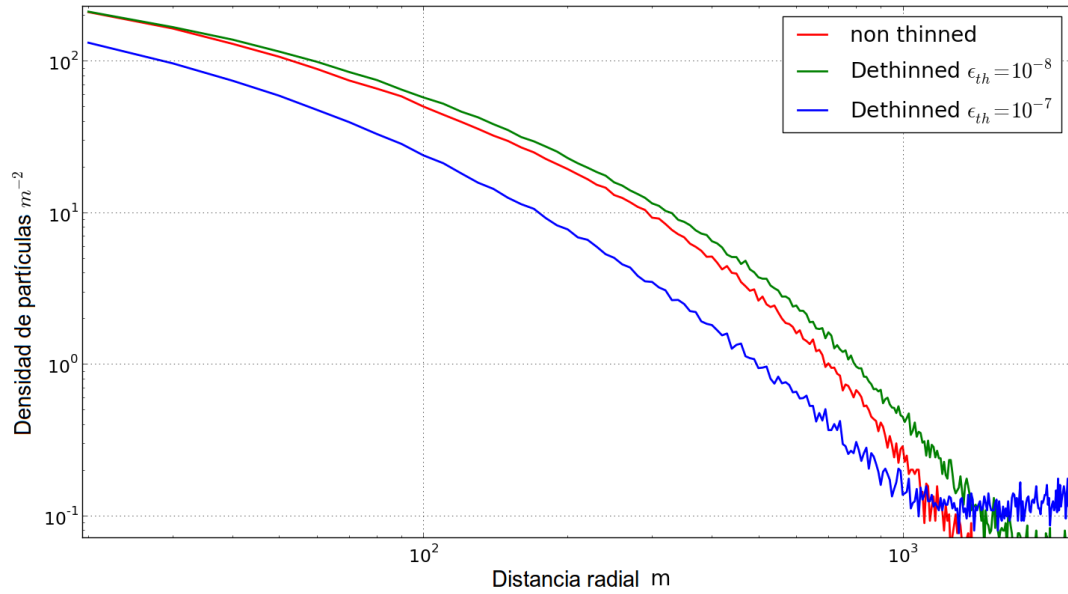
**Figura 4.15:** Energía promedio en función de la distancia radial de las partículas secundarias, originadas por una lluvia iniciada por un núcleo de hierro vertical con energía de  $10^{15}$  eV.



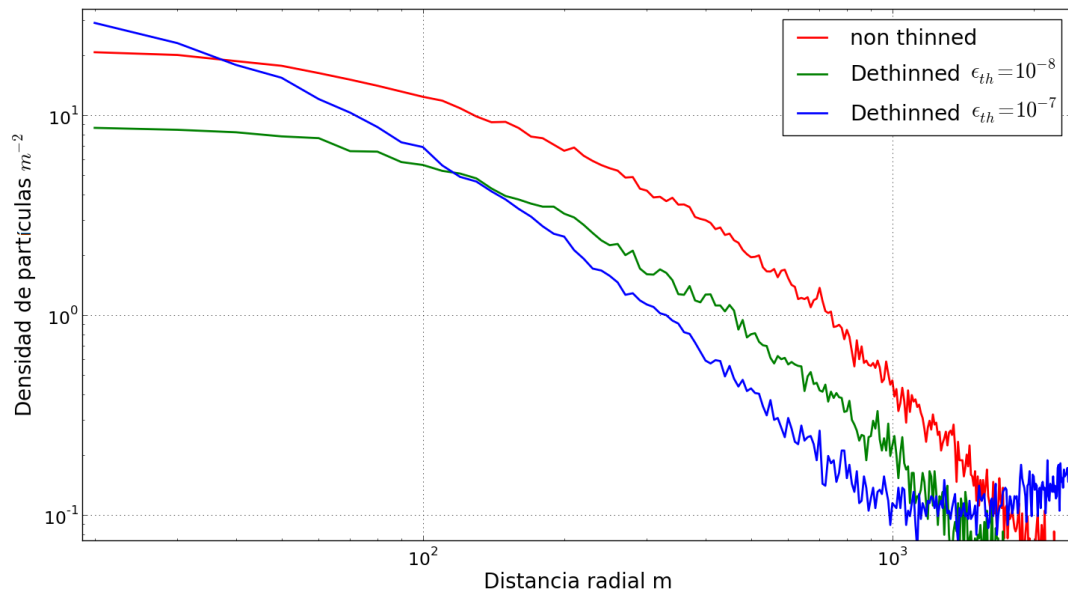
**Figura 4.16:** Densidad en función de la distancia radial de las partículas secundarias, originadas por una lluvia iniciada por un electrón vertical con energía de  $10^{15}$  eV.



**Figura 4.17:** Densidad en función de la distancia radial de las partículas secundarias, originadas por una lluvia iniciada por un protón vertical con una energía de  $10^{15}$  eV.



**Figura 4.18:** Densidad en función de la distancia radial de las partículas secundarias, originadas por una lluvia iniciada por fotón vertical con energía de  $10^{15}$  eV.



**Figura 4.19:** Densidad en función de la distancia radial de las partículas secundarias, originadas por una lluvia iniciada por un núcleo de hierro vertical con energía de  $10^{15}$  eV.

---

# Capítulo 5

## Conclusiones

---

La reconstrucción de información de datos obtenidos de una simulación adelgazada, los cuales se usan para representar el número aproximado de las partículas de la simulación de una lluvia completa, es de gran importancia, a la hora de tener un alto flujo de primarios los cuales se tienen siempre presentes en los grandes arreglos terrestres de detección de partículas de forma indirecta, tales arreglos como lo son: el Observatorio Pierre Auger, situado en la ciudad de Malargüe, en la provincia de Mendoza, Argentina y el observatorio de rayos gamma HAWC (*High Altitude Water Cherenkov*, por sus siglas en inglés), que se encuentra en la base del volcán Sierra Negra, México y el próximo será instalado en el páramo de Berlin, Santander, Colombia.

En este tipo de observatorios se requiere de la continua simulación de lluvias atmosféricas en el rango de altas energías y ultra altas energías, los cuales depositan un elevado número de secundarios, donde la relación aproximada que se usa es la siguiente:  $N_s \approx 10^6 (E_p/10^{15} eV)$ , lo cual se puede evidenciar en los cuadros mostrados en el capítulo de resultados, además del espacio en disco de aproximadamente 2 Gb para una lluvia iniciada por un protón de energía de  $10^{17}$  eV.

Además del alto tiempo de simulación de una lluvia iniciada por un primario de alta energía, tal como se puede apreciar en el cuadro de tiempo de computo vista en el capítulo donde se habla acerca de los dos métodos de análisis empleados en esta proyecto, para tener una idea aproximada; se tiene que para una lluvia iniciada por un núcleo

de hierro con una energía de  $10^{17}$  eV tarda un tiempo de simulación aproximado de 2 días y medio, dando para una lluvia adelgazada de las mismas características un tiempo máximo de 6 horas. con lo cual se ve la gran utilidad del método de adelgazamiento empleado en este trabajo.

Al guardar una simulación adelgazada, será llamada como algo más práctico a la hora de liberar espacio en disco y ahorra tiempo de computo, es para esto que ya con esta información el método desarrollado y optimizado en esta tesis conocido como *Dethinning* entra a jugar un papel muy importante, en el cual se pudo ver en los cuadros de resultados, que para una mayor energía del primario que inicia la lluvia, la diferencia del número de partículas inyectadas con el número de partículas originales se altera un poco más comparado con los datos obtenidos para energías un poco menores de los primarios a simular, en esta tesis se mostraron el número de partículas secundarias generadas por partículas primarias para tres ordenes de magnitud de energía diferentes, las cuales fueron:  $E = 10^{15}$  eV,  $E = 10^{16}$  eV y  $E = 10^{17}$  eV .

Uno de los resultados mas relevantes en esta tesis, fue la implementación de tres ajustes al método original y la debida comparación de los datos obtenidos con los ajustes realizados dentro de los cuales se puede apreciar en las figuras la probabilidad de aceptación de partículas, dependiendo de una función de distribución exponencial en la que se evidencia su dependencia con la profundidad atmosférica y se puede notar que para lluvias muy inclinadas este ajuste es muy importante comparado para lluvias verticales.

Se incluyó además, la existencia de fluctuaciones gaussianas en la distribución de la energía de las partículas hijas, debido a que éstas no podrán tener exactamente la misma energía de la secundaria representativa, para lo cual se realizo uno de los ajustes mas realistas del método y se compraron la distribución de probabilidad para un positrón y un electrón secundario padre con sus respectivos hijos.

Se realizaron las comparaciones de las distribución de la energía media y la densidad de partículas como función de la distancia radial al eje de la lluvia, donde se pudo observar que para distancias no demasiado grandes distancias (decenas a algunas centenas de metros) las comparaciones arrojan resultados relativamente buenos y que además se encuentran dentro de lo esperado por el método empleado.

Se concluyó que cuando se toma un nivel de *Thinning*  $\epsilon_{th} = 10^{-6}$ , la muestra adelgazada no contiene las suficientes partículas de salida, para reconstruir la información de las mismas y poder representar con éxito las propiedades de la lluvia original.

El código fue escrito en su totalidad, empezando desde cero y usando a Python como lenguaje de programación, éste código será liberado bajo la licencia GPL3.0 y puesto

en GitHub.

Algunos de los avances de los resultados de este trabajo de tesis, fueron mostrados como ponencia en calidad de presentación, tipo poster, al Simposio Latinoamericano de Física de Altas Energías (X SILAFAE). Además de ser publicado en un revista de avances de resultados (nuclear physics b proceedings) y una publicación con los resultados y comparaciones finales en una revista A1 de física de atropartículas (rayos cósmicos) y altas energías.

Por último se deja abierto método de *Dethinning*, para el cual se pueden realizar más optimizaciones a nivel físico, dentro de los cuales esta la aceptabilidad de partículas a ciertas distancias del núcleo de secundario representativo entre otros.

---

# Apéndice **A**

---

## Mecanismos de aceleración

---

### SECCIÓN A.1

#### Mecanismo de Fermi de primer orden

El mecanismo de aceleración más aceptado a finales de la década de 1970 está asociado a la aceleración de partículas en ondas de choque. Para este tipo de modelos, los rayos cósmicos ganan su energía debido a diversas interacciones con un frente de choque (onda de choque). El frente de choque, con respecto al medio interestelar, está compuesto de material expulsado por supernovas al momento de su explosión; siendo este material núcleos cargados de elementos pesados de la familia del hierro, cobalto y níquel. Los rayos cósmicos son acelerados dentro de la región de la onda de choque al estar confinados por acción del campo magnético existente. Estas partículas se mantienen ahí hasta que alcanzan una energía suficiente para escapar del alcance del campo magnético y, por lo tanto, aceleradas lo suficiente. Esta aceleración que ganan los rayos cósmicos puede ser descrita de manera acertada por el mecanismo de Fermi de primer orden [54, 55].

Asumiendo que el frente de choque se mueve con una velocidad  $u_1$ . Justo detrás del frente de choque, el gas remanente se mueve con una velocidad  $u_2$ . Esto significa que el gas tiene una velocidad  $u_1 - u_2$  en el sistema de laboratorio. Supongamos que una

partícula (rayo cósmico) choca con el frente de choque y sufre una interacción con inestabilidad magnética en la fuente, lo que da lugar a que gane una energía dada por:

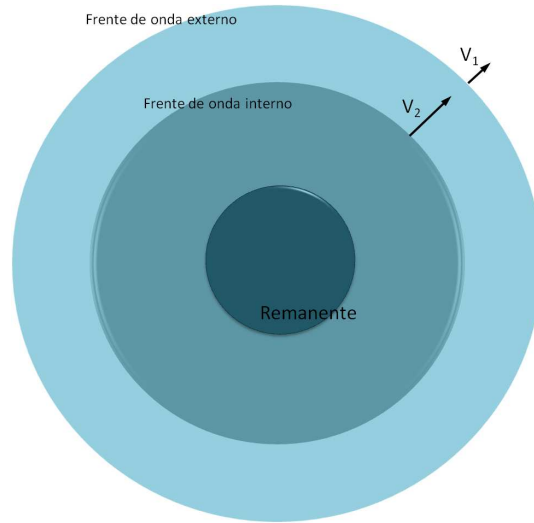
$$\Delta E = \frac{1}{2}m(v + (u_1 - u_2))^2 - \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m(2v(u_1 - u_2) + (u_1 - u_2)^2), \quad (\text{A.1})$$

Como los términos lineales dominan ( $v \gg u_1, u_2$  y  $u_1 > u_2$ ), de este modelo simple se obtiene una ganancia relativa de energía.

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{2(u_1 - u_2)}{v}. \quad (\text{A.2})$$

Un tratamiento más general, relativista, de aceleración de choque, incluyendo también algunas variables de dispersión, nos llevan a la ecuación:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{4}{3} \frac{u_1 - u_2}{c}, \quad (\text{A.3})$$



**Figura A.1:** En la figura se pueden observar los dos frentes de onda de choque originados durante la explosión de una supernova, los cuales se desplazan con velocidades diferentes. El círculo central representa el remanente de la supernova.

donde se ha asumido que la velocidad  $v$  de la partícula es aproximada a la velocidad  $c$  de la luz. Cabe resaltar que se obtienen resultados similares si se supone que los rayos cósmicos se ven atrapados entre dos frentes de choque y rebotan entre estos dos, como se muestra en la figura A.2.

Usualmente el frente de onda de choque interno tiene una velocidad mucho mayor ( $v_2$ ), comparada con la velocidad del frente externo ( $v_1$ ), el cual es desacelerado por interacciones con la materia interestelar. El frente de choque interno puede proveer de una velocidad hasta  $20 \times 10^3$  Km/s. El frente de choque llega a suministrar velocidades de  $100 \leq v/\text{Km/s} \leq 1000$ .

Para darnos una idea de este comportamiento, podemos hacer analogía a un juego de ping-pong entre los dos frentes de choque. Esto significa que la energía alcanzable para las partículas está limitada por el tiempo de vida de la onda de choque, generando un espectro de energía con un comportamiento en la ley de potencias de  $\gamma \approx 2.0$  (independientemente de la configuración de la onda de choque).

Una partícula con velocidad  $v$ , reflejada en el frente de choque interno, obtiene una energía

$$\Delta E_1 = \frac{1}{2}m(v + v_2)^2 - \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m(v_2^2 + 2vv_2) \quad (\text{A.4})$$

un rebote en el frente de la onda externo propiciará en la partícula una pérdida de energía dada por:

$$\Delta E_1 = \frac{1}{2}m(v - v_1)^2 - \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m(v_1^2 - 2vv_1), \quad (\text{A.5})$$

por lo que la partícula gana una energía promedio de:

$$\Delta E = \frac{1}{2}m(v_1^2 + v_2^2 + 2v(v_2 - v_1)). \quad (\text{A.6})$$

Como los términos cuadráticos son despreciables y además  $v_2 > v_1$ , obtenemos:

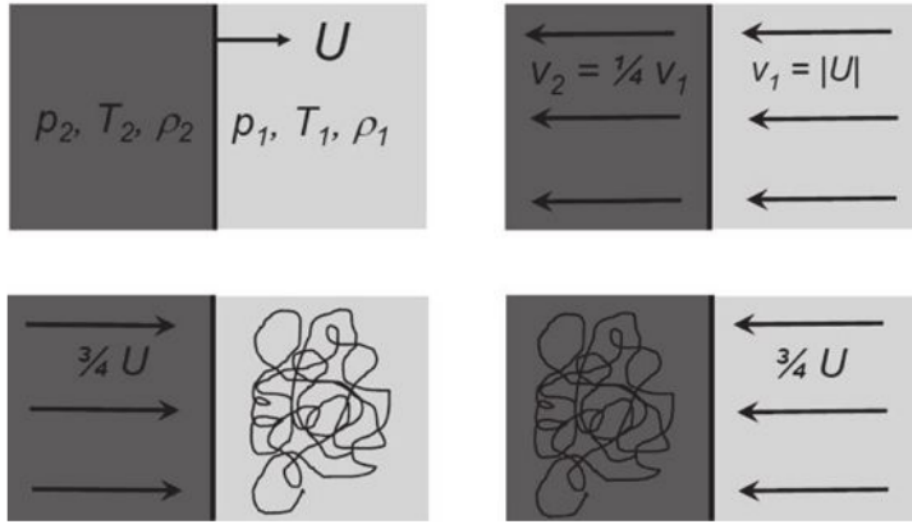
$$\Delta E \approx mv\Delta, \quad \frac{\Delta E}{E} \approx 2\frac{\Delta v}{v}, \quad (\text{A.7})$$

dando lugar al modelo de Fermi.

El modelo de Fermi es el paradigma actual en la descripción de la aceleración de rayos cósmicos en el medio galáctico ya que reproduce acertadamente el comportamiento en

la ley de potencias de los rayos cósmicos, con índice espectral  $\gamma \approx 2.7$ , en la región de energía  $10^{15} \leq E/eV \leq 10^{20}$ .

Ondas de choque se pueden representar en las explosiones de supernovas, zona de transición del viento galáctico o estelar solar. Se piensa que según su energía estas fuentes pueden acelerar partículas hasta una energía de  $10^{19}$  eV.



**Figura A.2:** Dinámica de partículas de alta energía en las cercanías de una onda de choque. Superior Izquierda: Onda de choque propagándose a velocidad supersónica  $U$  a través de un gas interestelar en reposo con densidad  $\rho_1$ , temperatura  $T_1$  y presión  $p_1$ . La densidad, temperatura y presión detrás del frente de onda son  $\rho_2$ ,  $T_2$  y  $P_2$ , respectivamente. Superior derecha: Flujo de gas interestelar en la vecindad del frente de onda, Para un plasma ionizado la relación de velocidades es  $v_1/v_2 = 4$ , como se muestra en la figura. Inferior izquierda: Flujo de gas visto en el sistema de referencia en reposo en el gas delante del frente de onda y la velocidad de las partículas de alta energía es isotrópica. Inferior derecha: Flujo de gas visto en el sistema de referencia en reposo en el gas detrás del frente de onda y la velocidad de las partículas de alta energía es isotrópica.

## SECCIÓN A.2

### Mecanismo de Fermi de segundo orden

En la idea original de Fermi las partículas cargadas son reflejadas por “espejos magnéticos” (nubes de gas magnetizadas) asociados con irregularidades al campo magnético galáctico. Las nubes se mueven con una velocidad típica  $V$  y Fermi mostró que las partículas adquieren energía estocástica en estas reflexiones sucesivas.

Si las partículas permanecen en la zona de aceleración por un tiempo característico  $\tau_{esc}$

se obtiene una ley de potencias para el espectro de energía de las partículas.

Consideremos un rayo cósmico con velocidad  $v \simeq c$ , energía  $E_i$  e impulso  $p_i \simeq E_i/c$ . Se llamará  $\theta$  al ángulo formado por la dirección inicial de la partícula y la normal a la superficie de la nube. Supóngase que la masa de la nube es mucho mayor que la del rayo cósmico  $m_{nube} \gg m_{RC}$  de esta manera su velocidad permanece inalterada. Por lo tanto el sistema de centro de masa estará mas cerca de la nube. En este marco de referencia la energía de la partícula estará dada por:

$$E'_i = \gamma_V(E_i + Vp \cos \theta), \text{ donde } \gamma_V = \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)^{-1/2}. \quad (\text{A.8})$$

La componente  $x$  del movimiento en este mismo sistema de referencia será:

$$p'_{xi} = p'_i \cos \theta' = \gamma_V \left( p_i \cos \theta + \frac{VE_i}{c^2} \right). \quad (\text{A.9})$$

En la colisión, la energía de la partícula se conserva,  $E'_i = E'_f = E'$  y el momento en la dirección  $x$  invierte su dirección. Por lo tanto, volviendo al sistema de referencia del rayo cósmico:

$$E_f = \gamma_V \left( E' + Vp'_x \right). \quad (\text{A.10})$$

Reemplazando A.8 y A.9 en A.10 y recordando que  $p_x/E_i = v \cos \theta/c^2$ , la energía final de la partícula será:

$$E_f = \gamma_V^2 E \left[ 1 + \frac{2V \cos \theta}{c^2} + \left( \frac{V}{c} \right)^2 \right]. \quad (\text{A.11})$$

Expandiendo hasta el segundo orden del término  $V/c$ , se obtiene:

$$\Delta E = E_f - E_i = E_i \left[ \frac{2Vv \cos \theta}{c^2} + 2 \left( \frac{V}{c} \right)^2 \right] \quad (\text{A.12})$$

Ahora se promedia sobre todos los valores del ángulo  $\theta$ . Hay que hacer esto teniendo en cuenta la probabilidad de que ocurra una colisión con un ángulo  $\theta$ , ya que, debido al movimiento de la nube, las colisiones frontales son más probables que las colisiones por detrás de la nube. Para el caso de partículas relativistas, la probabilidad de colisión a un ángulo  $\theta$  es proporcional a  $\gamma_V[1 + (V/c)\cos\theta]$ . Además la probabilidad de que un ángulo se encuentre dentro del intervalo  $\theta$  a  $\theta + d\theta$  es proporcional a  $\sin\theta d\theta$ . Promediando sobre  $\theta$  entre 0 y  $\pi$ , se obtiene del primer término en la ecuación A.12, en el límite cuando  $v \rightarrow c$ :

$$\left(\frac{2V}{c}\right) \frac{\int_{-1}^1 [1 + (V/c)x] dx}{\int_{-1}^1 [1 + (V/c)x] dx} = \frac{2}{3} \left(\frac{V}{c}\right)^2. \quad (\text{A.13})$$

Teniendo en cuenta esto, se obtiene como resultado para el cambio de energía promedio:

$$\frac{\overline{\Delta E}}{E} = \frac{8}{3} \left(\frac{V}{c}\right)^2. \quad (\text{A.14})$$

Esto ilustra el famoso resultado de Fermi donde el cambio de energía promedio es de segundo orden en  $V/c$ . Este resultado lleva a un incremento en forma exponencial para la energía de las partículas, dado que en cada colisión se obtiene el mismo cambio fraccional de energía. Si el camino libre medio de las partículas es  $L$ , el tiempo entre colisiones es  $L/(c\cos\phi)$ , donde  $\phi$  es el ángulo entre la dirección de la partícula y el campo magnético. Promediando sobre  $\phi$  obtenemos el tiempo promedio entre colisiones  $2L/c$ . Por lo tanto el promedio de incremento de la energía por unidad de tiempo es:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \left(\frac{V^2}{cL}\right) E = \alpha E. \quad (\text{A.15})$$

Ahora asumiendo que la partícula permanece en la zona de aceleración por un tiempo  $\tau_{esc}$ . El espectro de energía puede obtenerse resolviendo la ecuación A.16 para el número de partículas como función de la energía  $N(E)$ :

$$-\frac{d}{dE}[\alpha EN(E)] - \frac{N(E)}{\tau_{esc}} = 0. \quad (\text{A.16})$$

Diferenciando la ecuación y reordenando los términos:

$$\frac{dN(E)}{dE} = - \left( 1 + \frac{1}{\alpha\tau_{esc}} \right) \frac{N(E)}{E}, \quad (\text{A.17})$$

y por lo tanto

$$N(E) = N_0 \times E^{-x}, \quad (\text{A.18})$$

donde  $x = 1 + (\alpha\tau_{esc})^{-1}$ . El espectro energético resulta ser un espectro de potencias. De cualquier manera este modelo tiene varios problemas:

- Debido a que las velocidades de las nubes de gas son muy bajas  $V/c < 10^{-4}$  y el camino libre medio es del orden 0.1 pc, el número de colisiones será algunas pocas por año, dando lugar a un incremento de energía muy lento.
- Las pérdidas de energía por ionización impiden la aceleración de partículas de baja energía. Por lo tanto las partículas deberían ser inyectadas con una energía mayor a aquellas correspondientes al máximo de las pérdidas por ionización. Esto se conoce como el problema de inyección y está presente en todos los mecanismos de aceleración de este tipo.
- No hay nada en esta teoría que determine el valor de  $x$  cercano a 2.5. Sería muy extraño que en los diversos tipos de fuentes el tiempo de escape y la tasa de ganancia de energía fueran tales que se obtuviera el mismo valor de  $x$ .

---

# Apéndice **B**

---

## Distribuciones de probabilidad

---

### SECCIÓN B.1

#### Distribución binomial

Este tipo de distribución es utilizada cuando existen sólo dos únicos y posibles resultados para un experimento, los cuales son usualmente llamados *éxito*, con una cierta probabilidad de ocurrencia  $p$ , y *fracaso*, a la que se le asigna una probabilidad de  $q = 1 - p$ . Cabe notar que a esta clase de distribución se les suele aplicar a eventos con ocurrencias independientes y bajo la condición de que  $p$  permanezca constante entre las sucesivas realizaciones. Así, en este caso,

Se define la probabilidad binomial  $B(\chi, p, n)$  de obtener  $\chi$  éxitos con probabilidad  $p$  en  $n$  realizaciones independientes está dada por:

$$B(\chi, p, n) = \frac{n!}{\chi!(n - \chi)!} p^\chi (1 - p)^{(n - \chi)}. \quad (\text{B.1})$$

Es claro ver que en  $n$  repeticiones, la probabilidad de tener  $\chi$  éxitos, y por ende  $(n - \chi)$

fracasos, será  $p^\chi(1-p)^{n-\chi}$  por la aplicación repetitiva para sucesos independientes. El término combinatorio sale de considerar todas las posibles combinaciones  $\chi C_n$  que terminan con  $\chi$  éxitos. En el cuadro izquierdo de la figura B.1 se muestra esta distribución para  $n = 50$  y distintos valores de  $p$ . De la definición se puede ver que es simétrica al frente de cambio de  $p$  por  $q$ . De la definición aprecia que la misma es simétrica frente al cambio de  $p$  por  $q$  y  $\chi$  por  $n - \chi$ . Recordando el teorema del binomio,

$$(p + q)^n = \sum_{\chi=0}^n \frac{n!}{\chi!(n-\chi)!} p^\chi q^{n-\chi}, \quad (\text{B.2})$$

es simple ver que la misma está normalizada:

$$\sum_{\chi=0}^n B(\chi, p, n) = \sum_{\chi=0}^n \frac{n!}{\chi!(n-\chi)!} p^\chi q^{n-\chi} = (p + q)^n = (1)^n = 1. \quad (\text{B.3})$$

Para calcular la media, se tiene:

$$\begin{aligned} \bar{x} &= \sum_{n=0}^n x B(x, p, n) = \sum_{n=0}^n \frac{xn!}{x!(n-x)!} p^x (1-p)^{(n-x)} \\ &= \sum_{n=1}^n \frac{xn!}{x!(n-x)!} p^x (1-p)^{n-x} \\ &= \sum_{n=1}^n \frac{xn(n-1)!}{x(x-1)!((n-1)-(x-1))!} p p^{x-1} (1-p)^{((n-1)-(x-1))} \\ &= np \sum_{m=0}^m \frac{m!}{y!(m-y)!} p^y (1-p)^{m-y} = np \sum_{m=0}^m B(y, p, m) \\ \bar{x} &= np, \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

donde se realizó el cambio de variables  $m = n - 1$  y  $y = x - 1$  obteniéndose una nueva distribución binomial, normalizada según B.3. Para el cálculo de la varianza,

$$\begin{aligned}
\sigma^2 &= E(x^2) - E(x)^2 : \\
\sigma^2 &= E(x^2) - E(x)^2 = E(x^2) - (np)^2 = \sum_{n=0}^n x^2 B(x, p, n) - (np)^2 \\
&= \sum_{x=1}^n \frac{x^2 n(n-1)!}{x(x-1)!((n-1)-(x-1))!} p p^{x-1} (1-p)^{((n-1)-(x-1))} - (np)^2 \\
&= np \left( \sum_{y=0}^m \frac{y m!}{y!(m-y)!} p^y (1-p)^{m-y} + \sum_{y=0}^m \frac{m!}{y!(m-y)!} p^y (1-p)^{m-y} \right) - (np)^2 \\
&= np(mp+1) - (np)^2 = np((n-1)p+1) - (np)^2 = np(np-p+1) - (np)^2 \\
&= (np)^2 - np^2 + np + (np)^2 = np - np^2 = np(1-p) = npq. \tag{B.5}
\end{aligned}$$

Una obvia extensión a la distribución binomial es la **distribución multinomial**  $M(x, p, n)$ , empleada cuando la variables aleatoria puede obtener  $k$  posibles resultados, cada uno con probabilidad  $p_i$ ,  $i = 1, k$ . En este caso, la probabilidad de obtener  $x_i$  éxitos en  $n$  realizaciones independientes está dad por:

$$M(x, p, n) = \frac{n!}{\prod_i^k x_i!} \prod_i^k p_i^{x_i}, \tag{B.6}$$

con  $x \in R^k$ ,  $\sum_i^k x_i = n$ , y  $p \in \epsilon^k$  con  $\sum_i^k p_i = 1$ .

## SECCIÓN B.2

### Distribución de Poisson

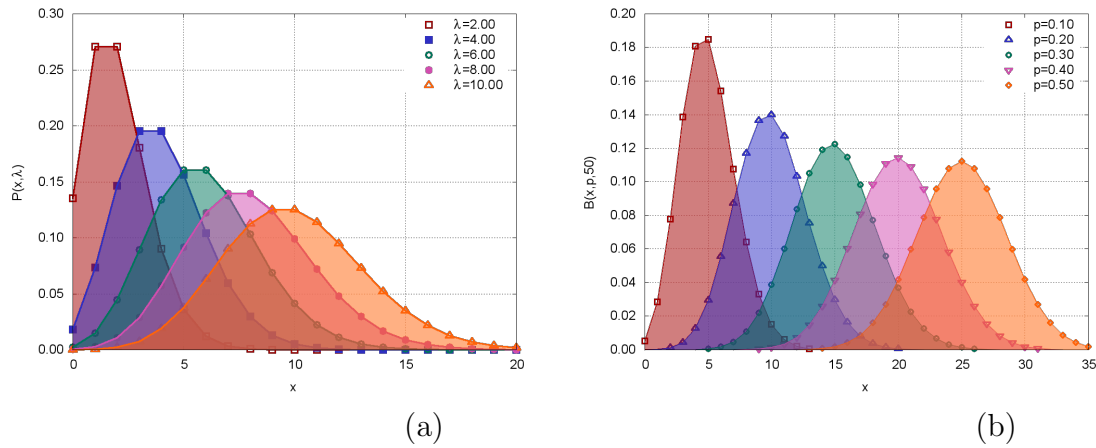
Se denominan **procesos de Poisson** a los sucesos aleatorios que son independientes unos a otros y su tasa de ocurrencia es homogénea.

Claros ejemplos de procesos de Poisson son los decaimientos radiactivos, el número de fallas observadas en un rollo de tela, o la producción de partículas secundarias en el desarrollo de una lluvia atmosférica extendida. La **distribución de Poisson** es la

distribución discreta que describe la probabilidad en el número de ocurrencias de un proceso de Poisson en un intervalo de tiempo o espacio finito. Si la tasa de ocurrencias es  $\lambda$ , entonces la probabilidad de observar  $x$  ocurrencias está dada por:

$$p(x, \lambda) = \frac{\lambda^x e^{-\lambda}}{x!}. \quad (\text{B.7})$$

En el cuadro derecho de la figura B.1 puede apreciarse esta distribución para diferentes valores de  $\lambda$ .



**Figura B.1:** (a) Distribución binomial para  $n = 50$  realizaciones con distintos valores de  $p$ . Nótese que la misma está definida sólo para valores discretos de  $x$ . Las líneas son indicativas. (b) Distribución de Poisson para distintos valores de  $\lambda$ . Al igual que para la binomial, la probabilidad sólo está definida para valores discretos de  $x$ . Las líneas son indicativas. Esta imagen fue extraída de [88].

La normalización resulta evidente al considerar la expansión en series de la función exponencial:

$$\sum_{x=0}^{\infty} P(x, \lambda) = \sum_{x=0}^{\infty} \frac{\lambda^x e^{-\lambda}}{x!} = e^{-\lambda} \sum_{x=0}^{\infty} \frac{\lambda^x}{x!} = e^{-\lambda} e^{\lambda} = 1. \quad (\text{B.8})$$

Una propiedad importante de la distribución de Poisson, derivada a su vez de las características de los procesos de Poisson, es la re-escalabilidad de la media. Puesto que  $\lambda$  es la tasa de ocurrencia de eventos en un determinado intervalo,  $P(x, \lambda)$  evalúa la probabilidad de que ocurran  $x$  sucesos en el intervalo considerado en la definición de  $\lambda$ .

El cambio en la longitud del intervalo considerado se evalúa como un simple re-escalo lineal del parámetro  $\lambda$ . Por ejemplo, si  $\lambda$  mide el número de llamadas por hora en una

oficina,  $P(x, \lambda)$  evaluará la probabilidad de tener  $x$  llamadas por hora. Si es necesario evaluar las probabilidades del número de llamadas diarias, se calcula de igual forma pero con  $\lambda' = 24\lambda$ . En general los procesos de Poisson que ocurran en un intervalo de longitud  $\delta$  y poseen una tasa de ocurrencia  $\lambda$  seguirán una distribución de Poisson de la forma:

$$P(x, \delta\lambda) = \frac{(\delta\lambda)^x e^{-(\delta\lambda)}}{x!}. \quad (\text{B.9})$$

Para calcular el valor de la media (A.14) y la varianza, es posible proceder de forma similar a la binomial:

$$\begin{aligned} E(x) &= \sum_{x=0}^{\infty} xP(x, \lambda) \\ &= \sum_{x=0}^{\infty} \frac{x\lambda^x e^{-\lambda}}{x!} = \sum_{x=0}^{\infty} \frac{x\lambda\lambda^{(x-1)} e^{-\lambda}}{x(x-1)!} \\ &= \lambda \sum_{x=1}^{\infty} \frac{\lambda^{(x-1)} e^{-\lambda}}{(x-1)!} = \lambda \sum_{y=0}^{\infty} \frac{e^{-\lambda}\lambda^y}{y!} = \lambda, \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

y la varianza será igual a:

$$\begin{aligned} \sigma^2 &= E(x^2) - E(x)^2 = E(x^2) - \lambda^2 \\ &= \sum_{x=0}^{\infty} \frac{x^2\lambda^x e^{-\lambda}}{x!} - \lambda^2 = \lambda \sum_{x=1}^{\infty} \frac{x^2\lambda^{(x-1)} e^{-\lambda}}{x(x-1)!} - \lambda^2 \\ &= \lambda \sum_{y=0}^{\infty} \frac{(y+1)\lambda^y e^{-\lambda}}{y!} - \lambda^2 = \lambda \left( \sum_{y=0}^{\infty} \frac{y\lambda^y e^{-\lambda}}{y!} + \sum_{y=0}^{\infty} \frac{\lambda^y e^{-\lambda}}{y!} \right) - \lambda^2 \\ &= \lambda(\lambda + 1) - \lambda^2 \\ &= \lambda^2 + \lambda - \lambda^2 = \lambda, \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

lo cual muestra que en la distribución de Poisson la varianza es igual a la media,  $E(x) = \sigma^2 = \lambda$ .

En muchos casos prácticos, la probabilidad  $p$  de éxito en un experimento que responde a la distribución binomial puede ser muy baja, de manera que el número de realizaciones  $n$  pueda llegar a ser muy alto. En estos casos, cuando el producto  $np$  permanece constante, puede verse que la distribución de Poisson corresponde a la distribución binomial en el límite de  $p$  tendiendo a 0 con  $n$  tendiendo a infinito, mientras que  $np = \lambda$  permanece constante. Para probarlo, es necesario recordar la definición de la función exponencial,  $e^{-\lambda} = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{\lambda}{n}\right)^n$ . Luego,

$$\begin{aligned}
\lim_{n \rightarrow \infty} B(x, p, n) &= \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{n!}{x!(n-x)!} p^x (1-p)^{(n-x)} = \lim_{n \rightarrow \infty} \left( \frac{n!}{x!(n-x)!} \right) \left( \frac{\lambda}{n} \right)^x \left( 1 - \frac{\lambda}{n} \right)^{(n-x)} \\
&= \left( \frac{\lambda^x}{x!} \right) \lim_{n \rightarrow \infty} \left( \frac{n!}{n^x (n-x)!} \right) \left( 1 - \frac{\lambda}{n} \right)^n \left( 1 - \frac{\lambda}{n} \right)^{-x} \\
&= \left( \frac{\lambda^x}{x!} \right) \lim_{n \rightarrow \infty} \left( \frac{n(n-1)\dots(n-(x+1))}{n^x} \right) \left( 1 - \frac{\lambda}{n} \right)^n \left( 1 - \frac{\lambda}{n} \right)^{-x} \\
&= \left( \frac{\lambda^x}{x!} \right) \lim_{n \rightarrow \infty} \left( \frac{n^2(1-1/n)\dots n(1-(x+1)/n)}{n^x} \right) \left( 1 - \frac{\lambda}{n} \right)^n \left( 1 - \frac{\lambda}{n} \right)^{-x} \\
&= \left( \frac{\lambda^x}{x!} \right) \lim_{n \rightarrow \infty} \underbrace{\left( \frac{n^x(1-1/n)\dots(1-(x+1)/n)}{n^x} \right)}_{\rightarrow 1} \underbrace{\left( 1 - \frac{\lambda}{n} \right)^n}_{\rightarrow e^{-\lambda}} \underbrace{\left( 1 - \frac{\lambda}{n} \right)^{-x}}_{\rightarrow 1} \\
&= \frac{\lambda^x e^{-\lambda}}{x!} = P(x, \lambda). \tag{B.12}
\end{aligned}$$

### SECCIÓN B.3

## Distribución Exponencial

La probabilidad de Poisson, evalúa las probabilidades sobre el número  $x$  de ocurrencias, pero no contiene información sobre cómo estas  $x$  ocurrencias se distribuyen en el intervalo de longitud  $t$  considerado. Sin embargo, es posible ver que la distribución temporal puede evaluarse considerando la probabilidad de no ocurrencia de eventos en el intervalo  $[0, t]$ , dada por  $P(0, t\lambda) = e^{-t\lambda}$  según la ecuación B.9, seguida inmediatamente por la aparición del primer suceso en el intervalo  $(t, t + dt]$ ,  $P(1, dt\lambda) = \lambda$ . Al tratarse de un

procesos de Poisson, esas probabilidades son independientes dada la no ocurrencia de los intervalos, y por ende, la probabilidad conjunta es  $\lambda(dt)e^{-t\lambda}$ .

En ese caso, al considerar la función de probabilidad normalizada, y llamando  $\beta \equiv \lambda^{-1}$ , se obtiene la **distribución de probabilidad exponencial**, la cual evalúa la distribución probabilística de los intervalos entre dos eventos sucesivos en un proceso de Poisson, y está dada por

$$e(x, \beta) = \frac{1}{\beta} e^{-x/\beta} \quad \beta > 0, \quad 0 \leq x \leq \infty. \quad (\text{B.13})$$

En el cuadro izquierdo de la figura B.3 se observa esta distribución para distintos valores de  $\beta$ . El factor  $\beta$  tiene las unidades de  $x$  y garantiza la normalización:

$$\int_0^{\infty} e(x, \beta) dx = \frac{1}{\beta} \int_0^{\infty} dx = \frac{1}{\beta}(\beta) = 1. \quad (\text{B.14})$$

La media y la varianza se calculan con la receta habitual, obteniendo lo siguiente:

$$E(x) = \frac{1}{\beta} \int_0^{\infty} x e^{-x/\beta} dx = \frac{1}{\beta} \beta^2 = \beta \quad (\text{B.15})$$

$$\begin{aligned} \sigma^2 &= E(x^2) - E(x)^2 = \frac{1}{\beta} \int_0^{\infty} x^2 e^{-x/\beta} dx - \beta^2 \\ &= \frac{1}{\beta} 2\beta^2 - \beta^2 = \beta^2. \end{aligned} \quad (\text{B.16})$$

Una propiedad importante de la distribución exponencial es su “falta de memoria” (conocida como *memorylessness*). Esta propiedad establece que la probabilidad condicional de que ocurra un suceso en un intervalo  $m$  subsiguiente a un intervalo  $l$  es independiente de la no ocurrencia del suceso en el intervalo  $l$ , es decir:

$$P(e(x > l + m, \beta) | e(x > l, \beta)) = P(e(x > m, \beta)) \quad (\text{B.17})$$

Recordando el hecho de que los sucesos de Poisson son independientes, de acuerdo a la definición de probabilidad condicional para sucesos independientes, y puesto que es

evidente que el intervalo  $[0, l]$  está contenido en el intervalo  $[0, l + m]$ , se obtiene esta propiedad:

$$\begin{aligned}
 P(e(x > l + m, \beta) | e(x > l, \beta)) &= \frac{P(e(x > l + m, \beta) \cap e(x > l, \beta))}{P(e(x > l, \beta))} \\
 &= \frac{P(e(x > l + m, \beta))}{P(e(x > l, \beta))} \\
 &= \frac{1/\beta \int_{l+m}^{\infty} e^{-x/\beta} dx}{1/\beta \int_l^{\infty} e^{-x/\beta} dx} \\
 &= \frac{e^{-(l+m)/\beta}}{e^{-l/\beta}} \\
 &= e^{-m/\beta} = P(e(x > m, \beta)).
 \end{aligned}$$

Esta propiedad explica, por ejemplo, por qué es posible el tiempo de vida del decaimiento de muones atmosféricos a nivel del suelo. Los muones atmosféricos, originados en el decaimiento de piones cargados se producen a altitudes de varios kilómetros. Estos muones ultrarelativistas son capaces de llegar al suelo gracias a la dilatación temporal de Lorentz. Si el muón fue creado a tiempo  $t = t_0$  y se observa en el suelo a tiempo  $t = t_s$ , y luego decae a un tiempo  $t = t_d$  (consecuentemente,  $t_d > t_s > t_0$ ), la distribución de la diferencia de tiempos ( $\Delta t = t_d - t_s$ ) será exponencial con  $\beta = \tau^{-1}$ , siendo  $\tau$  el tiempo de decaimiento característico del muón ( $\tau = 2197$  ns para el muón libre [95]). Podrá esperarse que ese  $\tau$  medido sea mayor que el  $\tau$  correspondiente a muones generados en el marco del laboratorio, ya que el muón se creó a  $t = t_0$ , y por lo tanto, sobrevivió un tiempo  $t_s - t_0$  mayor que el tiempo observado. Sin embargo, si el muón no decayó en un tiempo  $t < t_s$ , esta propiedad garantiza que el tiempo medido será el mismo que si se hubiera detectado el muón a un tiempo  $t = t_0$  en lugar de  $t = t_s$ :  $P(t > (t_s + \Delta t) | t > t_s) = P(t > \Delta t)$ .

#### SECCIÓN B.4

### Distribución Gaussiana

Posiblemente la más importante de las distribuciones con nombre propio sea la distribución Gaussiana, o Normal. Son muchas las razones para esto, pero tal vez la más

influyente sea el teorema del límite central, que asegura que la suma de un número suficientemente grande de variables aleatoria está aproximadamente normalizada. Si bien no fue Gauss quien desarrolló la teoría por primera vez, la distribución recibe su nombre dado que fue él quien primero dedujo la expresión de la distribución normal en el estudio de los errores obtenidos al realizar repetidas mediciones de la misma cantidad. Son tantas las aplicaciones de la misma que no es posible denotar un uso en particular, y por ende, simplemente se define como:

La **distribución Normal o Gaussiana**, se le define a la distribución de la variable aleatoria y continua  $X$ , que depende de dos parámetros  $\mu$  y  $\sigma$  llamados respectivamente **media** y **desviación estándar**, y está dada por:

$$N(x, \mu, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right). \quad (\text{B.18})$$

En el cuadro derecho de la figura B.3 se muestra esta distribución para distintos valores de  $\mu$  y  $\sigma$ . Puede apreciarse que la distribución es simétrica, y tiene su máximo en  $\mu$ , y además los puntos de inflexión en la curvatura de la campana están en  $x_i = \mu \pm \sigma$ . El factor  $(\sqrt{2\pi}\sigma)^{-1}$  garantiza la normalización. En la el cuadro derecho de la figura B.3 se muestra esta distribución para distintos valores de  $\mu$  y  $\sigma$ . Por extensión, se define como,

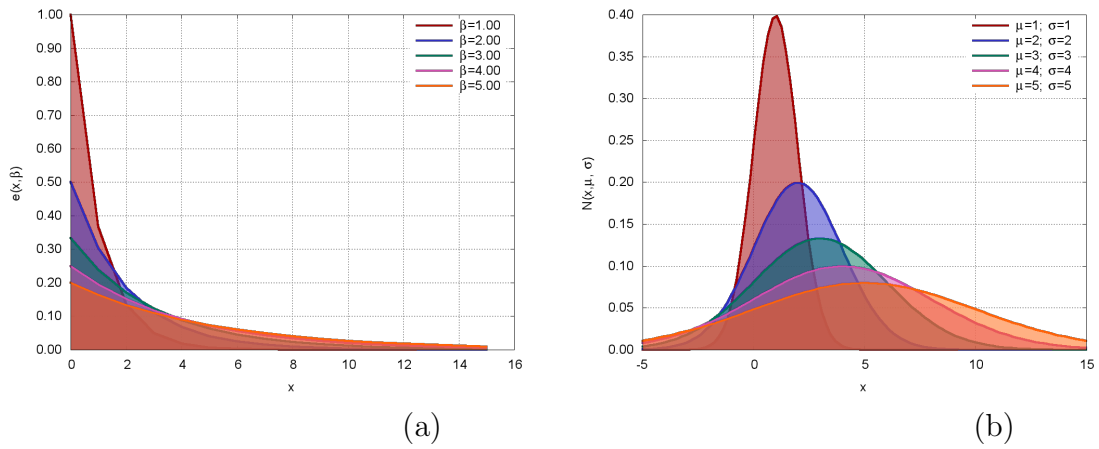
**distribución Normal estándar** a la distribución normal con medio  $\mu = 0$  y la desviación estándar  $\sigma = 1$ . En este caso,

$$N(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right). \quad (\text{B.19})$$

A partir de la definición, es simple comprobar que si  $z$  es una variable aleatoria que sigue una distribución normal estándar, luego

$$x = \sigma z + \mu \quad (\text{B.20})$$

es una variable aleatoria que sigue una distribución normal con media  $\mu$  y desviación estándar  $\sigma$ . Para probarlo, puede verse que la media de la distribución estándar es 0:



**Figura B.2:** (a) Distribución exponencial para distintos valores de  $\beta$ . A diferencia que para las anteriores, la probabilidad está definida para sus valores reales de  $x$ . (b) Distribución normal para distintos valores de  $\mu$  y  $\sigma$ . Esta figura fue extraída de [88].

$$\begin{aligned}
 E(z) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} z e^{-\frac{z^2}{2}} dz \\
 &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left[ \int_{-\infty}^0 z e^{-\frac{z^2}{2}} dz + \int_0^{\infty} z e^{-\frac{z^2}{2}} dz \right] \\
 &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} [-1 + 1] \\
 E(z) &= 0.
 \end{aligned} \tag{B.21}$$

De igual forma para la varianza:

$$\begin{aligned}
E(z^2) - E(z)^2 &= E(z^2) \\
&= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left[ \int_{-\infty}^0 z \left( z e^{-\frac{z^2}{2}} \right) dz + \int_0^{\infty} z \left( z e^{-\frac{z^2}{2}} \right) dz \right] \\
&= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left[ -1 + 1 + \int_{-\infty}^0 e^{-\frac{z^2}{2}} dz + \int_0^{\infty} e^{-\frac{z^2}{2}} dz \right] \\
&= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{z^2}{2}} dz \right] \\
&= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{2\pi} = 1.
\end{aligned}$$

Luego  $\sigma^2 = \sigma = 1$ . A partir de la ecuación B.20 y recordando la linealidad de la media, puede verse que la media de la distribución normal vale

$$\begin{aligned}
E(x) &= E(\sigma z + \mu) \\
&= \sigma E(z) + \mu \\
&= \mu,
\end{aligned}$$

y su varianza será igual a:

$$\begin{aligned}
E(x^2) - E(x)^2 &= E[(\sigma z + \mu)^2] - \mu^2 \\
&= E[\sigma^2 z^2 + 2z\sigma\mu + \mu^2] - \mu^2 \\
&= \sigma^2 E(z^2) + 2E(z)\sigma\mu \\
&= \sigma^2
\end{aligned}$$

y por lo tanto  $\sigma$  es el desvío poblacional.

## SECCIÓN B.5

**La bondad del ajuste**

La fidelidad del ajuste o el *goodness of fit* en inglés, es un modelo estadístico que describe que tan buenos son los ajustes realizados en un conjunto de datos. Las medidas de la bondad en general, en resumen la discrepancia entre los valores observados y los valores esperados en el modelo de estudio. Estas medidas se pueden emplear en el contraste de la hipótesis, es decir usando el test de la normatividad de los residuos.

una forma de medida en la cual una medida de la bondad del ajuste pueda ser construida, es en el caso en cual la varianza del error de la medida es conocida, esto continua construyendo una suma ponderada de la suma del cuadrado de los errores.

$$\chi^2 = \text{sum} \frac{(O - E)^2}{\sigma^2} \quad (\text{B.22})$$

Donde  $\sigma^2$  es la varianza conocida de la observación,  $O$  es el dato observado y  $E$  es el dato teórico. Esta definición se emplea sólo cuando se ha estimado para los errores en las medidas, pero esto lleva a una situación donde la distribución de chi-cuadrado puede ser usada para evaluar la fidelidad o la bondad del ajuste, siempre y cuando los errores puedan suponerse que tienen una distribución normal.

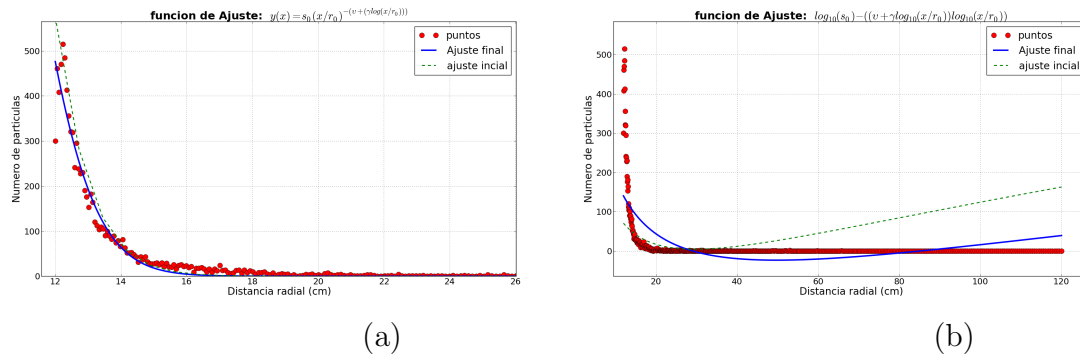
El chi-cuadrado reducido, es sencillamente el chi-cuadrado dividido por el número de grados de libertad:

$$\chi_{red}^2 = \frac{\chi^2}{\nu} = \frac{1}{\nu} \sum \frac{(O - E)^2}{\sigma^2} \quad (\text{B.23})$$

Donde  $\nu$  es el número de grados de libertad, usualmente dado por  $N - n - 1$ , donde  $N$  es el número de observaciones, y  $n$  es el número de parámetros a ajustar, asumiendo que el valor medio es un valor adicional al ajuste. La ventaja del chi-cuadrado reducido es que ya esta normalizado para el número de puntos de datos y la complejidad del modelo. Esto es además conocido como la desviación media ponderada cuadrada.

Conocida como la regla del pulgar, la cual es valida solo para la varianza del error de las medidas es conocida a priori mas allá que los datos estimados, un valor tal que  $\chi_{red}^2 \gg 1$

indica un pobre modelo de ajuste. Un valor tal que  $\chi_{red}^2 > 1$  indica que el ajuste no a captado plenamente los datos (o que la varianza del error ha sido subestimada). En principio, un valor de  $\chi_{red}^2 = 1$  indica que la extensión de la coincidencia entre las observaciones y estimaciones está de acuerdo con la varianza del error. Un valor de  $\chi_{red}^2 < 1$  indica que el modelo esta sobre ajustado a los datos: ya sea el modelo es inapropiado para un ajuste con ruido, o la varianza de error ha sido sobrestimada.



**Figura B.3:** (a) Distribución de poisson para un conjunto de datos. Donde se muestran dos ajustes para los cuales, se ve que el ajuste final corresponde bastante bien al conjunto de datos observados. Tomándose este último como un buen modelo teórico para el comportamiento de los datos. (b) Distribución de poisson para un conjunto de datos. Donde se muestran dos ajustes para los cuales, se ve que aún el ajuste final no corresponde al conjunto de datos observados. Despreciándose los dos ajustes para tomarse como modelo teórico que describa el comportamiento de los datos.

## Bibliografía

---

- [1] A.M. Hillas, *Ann. Rev. Astronom. Astrophys* 22 425–444 (1984). 1
- [2] D.F. Torres, L.A. Anchordoqui, *Rep. Prog. Phys* 67 1663–1730 (2004). 1
- [3] Hess, V. F. Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten. *Physikalische Zeitschrift*, 13, 1084, 1912. <http://www.answers.com/topic/victor-francis-hess>. VI
- [4] Heck, D., Knapp, J., Capdevielle, J.N., Schatz, G., and Thouw, T. “CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers,” FZKA 6019, (1998).<http://www.lip.pt/~jespada/Research/PhysPA0.php>. VII
- [5] T. Antoni et al, *Nucl. Instr. Meth. (KASCADE Collaboration)*, A 513, 490, (2003). VII
- [6] P. Billoir, G.B. *Astropart. Phys.*30, 270-285, (2008), <http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2008.10.002>. IX
- [7] B.T. Stokes, R. Cady, D. Ivanova, J. N. Matthews, G. B. *Astropart. Phys.* 35 pp. 759-766, (2012) <http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2012.03.004>. IX, 63
- [8] R.A. Millikan. I.S Bowen, High frequency rays of cosmic origin I. Sounding balloon observations at extreme altitudes, (this was the first paper of the trilogy). *Phys. Rev.* 27, 353, (1926).
- [9] M. Nagano, A. A. Watson, *Review of Modern Physics* Vol 72, No 3 (2000). <http://serials.unibo.it/cgi-ser/start/it/spogli/dfs.tcl?program=7444809&language=ITALIANO&view=articoli>. 2
- [10] J. Linsley, *Phys. Rev. Lett.*, 10, 146, (1963). 5, 67

- [11] Ahn, H. S., Allison, P. S., Bagliesi, M. G., Barbier, L., Beatty, J. J., Bigongiari, G., et al. Measurements Of The Relative Abundances Of High Energy Cosmic ray Nuclei In The Tev/nucleon Region. *The Astrophysical Journal*, 715 (2), 1400–1407, jun. 2010. <http://stacks.iop.org/0004-637X/715/i=2/a=1400>. 7
- [12] Adriani, O., Barbarino, G. C., Bazilevskaya, G. a., Bellotti, R., Boezio, M., Bogomolov, E. a., et al. PAMELA measurements of cosmic ray proton and Science (New York, N.Y.), 332 (6025), 69–72, helium spectra. abr. 2011. <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/21385721>. 7
- [13] Aguilar, M., Alcaraz, J., Allaby, J., Alpat, B., Ambrosi, G., Anderhub, H., et al. Relative Composition and Energy Spectra of Light Nuclei in Cosmic Rays: Results From AMS-01. *The Astrophysical Journal*, 724 (1), 329–340, nov. 2010. <http://stacks.iop.org/0004-637X/724/i=1/a=329>. 7
- [14] A. M. Hillas, Can diffusive shock acceleration in supernova remnants account for high-energy galactic cosmic rays, *J. Phys. G31*, R95. (2005). 8
- [15] The KASCADE Collaboration, Karl-Heinz Kampert et al., Cosmic ray energy spectra and mass composition at the knee: Recent results from KASCADE, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 136, 273. (2004). 8
- [16] R. Aloisio et al., A dip in the UHECR spectrum and the transition from galactic to extragalactic cosmic rays, *Astropart. Phys.* 27, 76. (2007). 8
- [17] HIRES Collaboration, D. J. Bird et al., The Cosmic ray energy spectrum observed by the Fly’s Eye, *Astrophys. J.* 424, 491 (1994). 8
- [18] HiRes Collaboration, L. Wiencke, The energy spectrum and the high- resolution Fly’s Eye, *J. Phys. G27*, 1611. (2001). 8
- [19] M. Ave, J. Knapp, J. Lloyd-Evans, M. Marchesini, and A. A. Watson, The energy spectrum of cosmic rays above  $3 \times 10^{17}$ -eV as measured with the Haverah Park Array, *Astropart. Phys.* 19, 47. (2003). 8
- [20] HiRes Collaboration, R. U. Abbasi et al., Observation of the GZK cutoff by the HiRes experiment, *Phys. Rev. Lett.* 100, 101. (2008). 8
- [21] Abraham, J., Aglietta, M., Aguirre, I., Albrow, M., Allard, D., Allekotte, I., et al. Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 523 (1-2), 50–95, mayo 2004. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900203033497>. 8

- [22] Letessier-Selvon, Reviews of A., Stanev, Modern T. Physics, Ultrahigh 83 (3), energy 907–942, cosmic sep. rays. 2011. <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.83.907>. 9
- [23] Charles D. Derhumbertomer and Armen Atoyan, Ultra-high energy cosmic rays, cascade gamma-rays, and high-energy neutrinos from gamma-ray bursts, New J. Phys. 8, 122. (2006). 9
- [24] Tadeusz Wibig and Arnold W. Wolfendale, At what particle energy do extragalactic cosmic rays start to predominate?, J. Phys. G31, 255. (2005). 9
- [25] Anthony M. Hillas, Cosmic rays: Recent progress and some current questions, astro-ph/0607109, 2006. 9
- [26] R. Aloisio, V. Berezhinsky, P. Blasi, and S. Ostapchenko, Signatures of the transition from galactic to extragalactic cosmic rays, Phys. Rev. D77, 025007. (2008). 9
- [27] Greisen, K. End to the Cosmic-Ray Spectrum? Physical Review Letters, 16 (17), 748–750, abr. 1966. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.16.748>. 10, 21
- [28] Zatsepin, G. T., Kuz'min, V. A. Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays. Journal of Experimental and Theoretical Physics, 4 (3), 78–80, 1966. [http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1624/article\\_24846.shtml](http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1624/article_24846.shtml). 10, 21
- [29] Allard, D., Busca, N. G., Decerprit, G., Olinto, a. V., Parizot, E. Implications of the cosmic ray spectrum for the mass composition at the highest energies. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2008 (10), 033, oct. 2008. <http://iopscience.iop.org/1475-7516/2008/10/033/>. 10
- [30] Aloisio, R., Berezhinsky, V., Gazizov, A. disappointing model. Ultra high energy cosmic rays: The Astroparticle Physics, 34 (8), 620–626, mar. 2011. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0927650510002434>. 10
- [31] C. AMSLER et al. [Particle Data Group], Phys. Lett. B 667,1 (2008). 11
- [32] C. Grupen, Astroparticle Physics, Editorial Springer, (2005). 11, 21, 45
- [33] Hillas, A. The origin of ultra-high-energy cosmic rays. Anual Review of Astronomy and Astrophysics, 22, 425–444, 1984. <http://adsabs.harvard.edu/full/1984ARA&A..22..425H>. 13
- [34] Letessier-Selvon, A., Stanev T. Ultrahigh energy cosmic rays. Reviews of Modern Physics, 83 (3), 907–942, sep. 2011. <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.83.907>. 10, 20. 13

- [35] M Suarez. Instalación de un detector cherenkov de agua para la detección de trazas de rayos cósmicos a 956 metros sobre el nivel del mar. Master's thesis, Escuela de Física, Fac. de Ciencias y Univeridad Industrial de Santander, Colombia, 2011. 13, 29, 68
- [36] Kazanas, Demosthenes. "Toward a Unified AGN Structure". *Astronomical Review* 7 (2), (2012). 14
- [37] Marconi, A.; L. K. Hunt. "The Relation between Black Hole Mass, Bulge Mass, and Near-Infrared Luminosity". *The Astrophysical Journal* 589 (1): L21–L24. (2003). <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0304274>. 15
- [38] "Hubble Uncovers a Hidden Quasar in a Nearby Galaxy (Cygnus A)". *HubbleSite*. 1994-09-21. Retrieved 07-01-2011. 15
- [39] Hubble Surveys the "Homes. of Quasars Hubblesite News Archive, 35-1996. 15
- [40] Three Distant Quasars Found At Edge of the Universe. Sloan Digital Sky Survey. 16
- [41] Biretta, John. "HUBBLE DETECTS FASTER-THAN-LIGHT MOTION IN GALAXY M87". Baltimore, Maryland: Space Telescope Science Institute, (01-06-1999). 16
- [42] Haensel, Paweł; Potekhin, A. Y.; Yakovlev, D. G. (2007). *Neutron Stars* (en inglés). Springer. ISBN 0-387-33543-9. 17
- [43] Kiziltan, Bulent. *Reassessing the Fundamentals: On the Evolution, Ages and Masses of Neutron Stars*. Universal-Publishers. ISBN 1-61233-765-1, (2011). 17
- [44] Kiziltan, Bulent; Kottas, Athanasios; Thorsett, Stephen E. *The Neutron Star Mass Distribution*, (2010). <http://arxiv.org/abs/1011.4291>. 17
- [45] Nasa Ask an Astrophysist: Maximum Mass of a Neutron Star. NASA. Consultado el 7 de septiembre de 2014. 17
- [46] Pranab Ghosh, *Rotation and accretion powered pulsars*. World Scientific, p.2, 2007. 18
- [47] M. S. Longair, *Our evolving universe*. CUP Archive, p.72, 1996. 18
- [48] M. S. Longair, *High energy astrophysics, Volume 2*. Cambridge University Press, p.99, 1994. 18
- [49] Hewish, A. et al. ".bservation of a Rapidly Pulsating Radio Source." *Nature*, Volume 217, (pages 709–713) 1968.

- [50] Hurley, K. et al. "An exceptionally bright flare from SGR 1806–20 and the origins of short-duration gamma-ray bursts". *Nature* 434 (7037): Nature 434 (7037): 1098–1103, (2005). <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0502329>. 19
- [51] G. Toma, The Cascade-Grande Experiment: Study of the Lateral Distributions and the Arrival Times, A thesis presented for the degree of Doctor of Philosophy, University of Bucharest, Romania, (2010). 20, 49
- [52] Fermi, E. On the Origin of the Cosmic Radiation. *Physical Review*, 75 (8), 1169–1174, abr. 1949. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.75.1169>. 20
- [53] Protheroe, R. J., Clay, R. W. Ultra High Energy Cosmic Rays. *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 21 (1), 1–22, ene. 2004. [http://www.publish.csiro.au/view/journals/dsp\\_journal\\_fulltext.cfm?nid=138&f=AS03047](http://www.publish.csiro.au/view/journals/dsp_journal_fulltext.cfm?nid=138&f=AS03047). 20
- [54] C. Grupen, *Astroparticle Physics*, Editorial Springer, (2005). 87
- [55] E. Fermi, On the Origin of the Cosmic Radiation, *Physical Review* 2nd ser., 75 8, 1169 (1949). 87
- [56] S. Weimberg, *The First Three Minutes*, Basic Books, (1993). 21
- [57] Penzias, A. A., Wilson, R. W. A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *The Astrophysical Journal*, 142, 419, jul. 1965. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1965ApJ...142..419P>. 21
- [58] Alpher, R., Bethe, H., Gamow, G. The Origin of Chemical Elements. *Physical Review*, 73 (7), 803–804, abr. 1948. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.73.803>. 21
- [59] Smoot, G., Bennett, C., Weber, R., Maruschak, J., Ratli, R., Janssen, M. COBE Differential Microwave Radiometers - Instrument design and implementation. *The Astrophysical Journal*, 360, 685–695, 1990. 21
- [60] Perkins, D. *Particle astrophysics*. 2003. <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/cbdv.200490137/abstracthttp://adsabs.harvard.edu/abs/2003paas.book.....P>. 22
- [61] Zatsepin G. T., K. V. A. Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays. *JETP letters*, 4 (3), 78–80, 1966. [http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1624/article\\_24846.shtml](http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1624/article_24846.shtml). 22
- [62] A. Haungs, *Experimental High-Energy Astroparticle Physics*, Morelia Mexico, Noviembre (2009). 25, 58

- [63] P. Sokolsky, Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics, Advanced Book Program, Frontiers in Physics, (2004). 25
- [64] The Pierre Auger Collaboration, Physical Review Letters, 101 061101, (2008). 25
- [65] A. V. Olinto, et al., White Paper on Ultra-High Energy Cosmic Rays. 25
- [66] X Bertou and D Allard. Detection of grb with water cherenkov detectors. Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A553:299–303, Jan 2005.
- [67] R. Santonico, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 187 (1981) 377. 30
- [68] J. Zhang, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 580 (2007) 1250. 30
- [69] BaBar, Technical Design Report, SLAC-R-95-457, March 1995. 30
- [70] BELLE Collaboration, A study of CP violation in B meson decays, Technical Design Report, KEK Report 95-1, April 1995. 30
- [71] ALICE Collaboration, TDR of the Muon Spectrometer, CERN/LHCC 99-22, 13 August 1999. 30
- [72] ATLAS Muon Collaboration, ATLAS Muon Technical Design Report, CERN/LHCC 97-22, 5 June 1997. 30
- [73] CMS Collaboration, “Muon Project”. CERN/LHCC 97-32, 15 December 1997. 30
- [74] A precision measurement of the neutrino mixing angle  $\theta_{13}$  using reactor antineutrinos at Daya Bay, Daya Bay Collaboration (hep-ex/0701029). 31
- [75] G. Charpak, R. Bouclier, T. Bressani, J. Favier and C. Zupancic, Nucl. Instr. and Meth. 62 (1968) 262. 31
- [76] Auger, P., Maze, R., Grivet-Meyer, T. Grandes gerbes cosmiques atmosphériques contenant des corpuscules ultrapénétrants. Comptes Rendus, 206, 1721–1723, 1938. <http://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k3158p/f1721.image>. 34
- [77] Auger, P. *Etude des grandes gerbes de rayons cosmiques á 3500 m d'altitude. Comptes Rendus*, 207, 907-910, 1938. <http://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k31590/f907.image..> 35
- [78] Bennett, C. L., Bay, M., Halpern, M., Hinshaw, G., Jackson, C., Jarosik, N., et al. *The Microwave Anisotropy probe Mission. The Astrophysical Journal*, 583 (1), 1-23, eme,2003. <http://stacks.iop.org/0004-637X/583/i=1/a=1>. 35

- [79] Grieder, P. K. F. *Extensive Air Showers and high Energy phenomena*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2010. <http://www.springerlink.com/index/10.1007/978-3-540-76941-5>. 36
- [80] W. Heitler, *Quantum Theory of Radiation*, 2nd edition, Oxford University Press, Oxford, 1944. 37
- [81] R. U. Abbasi, High Resolution Fly's Eye Collaboration, Measurement of the Flux of Ultrahigh Energy Cosmic Rays from Monocular Observations by the High Resolution Fly's Eye Experiment, *Physical Review Letters*, 92 15, (2004). 46
- [82] The Pierre Auger Collaboration, *Physical Review Letters*, 101 061101, (2008). 47
- [83] J. Abraham, et al., Measurement of the energy spectrum of cosmic rays above  $10^{18}$  eV using the Pierre Auger Observatory, arXiv:astro-ph.HE/1002.1975v1, reprint submitted to *Physics Letters*, (2010). 47
- [84] J. Alvarez-Muñiz, et al., Atmospheric shower fluctuations and the constant intensity cut method, *Physical Review D* 66, 123004, (2002). 47
- [85] F. Cossavella, Measurements of High Energy Cosmic Rays above 10 PeV with KASCADE-Grande, Zur Erlangung des akademischen Grades eines DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH), (2009). 47
- [86] G. Charpak, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* 20, 195. (1970). 31
- [87] [http://www.astro.ufl.edu/circe/sci\\_agn.html](http://www.astro.ufl.edu/circe/sci_agn.html). 14
- [88] Hernán Asorey.: Los detectores cherenkov del observatorio pierre auger y su aplicación al estudio de fondos de radiación. Universidad Nacional de Cuyo, Comisión Nacional de Energía Atómica, Argentina, (2012). 28, 39, 41, 44, 59, 97, 103
- [89] Richard Mewaldt, by Richard Mewaldt "Cosmic Rays", [en línea] Agosto 1996, Julio 2004, [04 de Marzo de 2014]. Disponible en la Web: <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/CosmicRay/Showers.html>. 23
- [90] Flavia Alejandra G.: Estudio de la composición de rayos cósmicos de ultra alta energía en el observatorio pierre auger. Universidad Nacional de La Plata, Argentina, (2011).
- [91] Matthews, J. Energy Flow of Extensive Air Showers. En: *Proceedings of the 27th International Cosmic Ray Conference ICRC 2001*, págs. 261–264. Hamburg, Germany, 2001. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2001ICRC....1..261M>.

- [92] Matthews, J. A Heitler model of extensive air showers *Astroparticle Physics*, 22 (5-6), 387–397, ene. 2005. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0927650504001598>.
- [93] Gaisser, T. *Cosmic rays and particle physics*. Cambridge University Press, 1990. <http://books.google.com.ar/books?id=qJ7Z6oIMqeUC>. 35, 36
- [94] P. Sokolsky, *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics*, Addison–Wesley, 1984. 38
- [95] Nakamura, K., Hagiwara, K., Hikasa, K., Murayama, H., Particle Data Group 2010. Review of Particle Physics. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 37 (7A), 075021, jul. 2010. <http://stacks.iop.org/0954-3899/37/i=7A/a=075021>. 41, 53, 54, 101
- [96] Battistoni, G., Bloise, C., Forti, C., Greco, M., Ranft, J., Tanzini, A. Calculation of the TeV prompt muon component in very high energy cosmic ray showers. *Astroparticle Physics*, 4 (4), 351–363, abr. 1996. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/092765059500050X>. 42
- [97] Costa, C. The prompt lepton cookbook. *Astroparticle Physics*, 16 (2), 193–204, nov. 2001. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0927650501001050>. 42
- [98] Volkova, L., Saavedra, O. Prompt muon production in cosmic rays *Astroparticle*, 32 (2), 136–139, in sep. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0927650509001066>. 42
- [99] Yunior F. Pérez A. Caracterización de Detectores Cherenkov en el Proyecto LAGO (Large Aperture GRB Observatory), Universidad de Los Andes, Merida-venezuela. (2009).
- [100] Particle Data Group, *Particle Data Book* (2004). 42
- [101] R.U. Abbasi et al., Monocular measurement of the spectrum of UHE cosmic rays by the FADC detector of the HiRes experiment, *Astropart. Phys.* 23, 157–174, (2005). <http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2004.12.00>. Available from: <arxiv:astro-ph/0208301>. 60
- [102] L. Perrone, Measurement of the UHECR energy spectrum from hybrid data of the Pierre Auger Observatory, in: *Proceedings of the 30th ICRC*, vol. 4, Merida, pp. 331–334. 2007. Available from: <arxiv:0706.2643>. 60

- [103] D. Heck, G. Schatz, T. Thouw, J. Knapp, J.N. Capdevielle, CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers, Tech. Rep. 6019, FZKA, 1998. [58](#), [60](#), [67](#)
- [104] S.J. Sciutto, AIRES: a system for air shower simulations, Tech. Rep. 2.6.0, UNLP. [60](#)
- [105] T. Antoni et al. (KASCADE Collaboration), Nucl. Instr. Meth. A 513 (2003) 490–2002.
- [106] M. Hillas, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 52B, 29 (1997). [61](#)
- [107] W.R. Nelson, H. Hirayama and D.W.O. Rogers, Report SLAC 265, Stanford Linear Accelerator Center, (1985). [61](#)
- [108] Chapman, S. The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating earth. Proceedings of the Physical Society, 43 (1), 26–45, ene. 1931.<http://stacks.iop.org/0959-5309/43/i=1/a=305>.
- [109] Grieder, P. Development and Properties of the Hadronic, Muonic and Electromagnetic Components in Showers of  $10^{*4}$  to  $10^{*7}$  GeV Derived from An All-Component-Model Calculation. En: Proceedings of the 16th International Cosmic Ray Conference ICRC 1979, tomo 9, págs. 178–184. 1979. <http://adsabs.harvard.edu/full/1979ICRC....9..178G>.
- [110] Bethe, H., Heitler, W. On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons. Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 146 (856), 83–112, ago. 1934.<http://rspa.royalsocietypublishing.org/cgi/doi/10.1098/rspa.1934.0140>. [53](#)
- [111] Landau, L. D., Pomeranchuk, I. The limits of applicability of the theory of Bremsstrahlung by electrons and of the creation of pairs at large energies. Doklady Akademii Nauk SSSR, 92, 535, 1953. [53](#)
- [112] Landau, L. D., Pomeranchuk, I. Electron-cascade processes at ultra-high energies. Doklady Akademii Nauk SSSR, 92, 735, 1953. [53](#)
- [113] Landau, L. D. Collected papers of L. D. Landau. Gordon and Breach, 1965. <http://books.google.com.ar/books?id=WfRQAAAAMAAJ>. [53](#)
- [114] Migdal, A. Bremsstrahlung and Pair Production in Condensed Media at High Energies. Physical Review, 103 (6), 1811–1820, sep. 1956. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.103.1811>.

- [115] Segrè, E. Nuclei and particles: an introduction to nuclear and subnuclear physics. 2<sup>a</sup> ed. Michigan, USA: W. A. Benjamin, 1977. <http://books.google.com.ar/books?id=0sLvAAAAAAAJ>. 53
- [116] Tsai, Y.-S. Pair production and bremsstrahlung of charged leptons. Reviews of Modern Physics, 46 (4), 815–851, oct. 1974. <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.46.815>. 53
- [117] Tsai, Y.-S. Erratum: Pair production and bremsstrahlung of charged leptons. Reviews of Modern Physics, 49 (2), 421–423, abr. 1977. <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.49.421>. 53
- [118] Rossi, B. High-energy particles. 4<sup>a</sup> ed. Prentice-Hall, 1965 <http://books.google.com.ar/books?id=x8MRAQAAIAAJ>. 54
- [119] Berger, M. J., Seltzer, S. M. Tables of Energy Losses and Ranges of Electrons and Positrons Inf. téc., NASA, Washington, 1964. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1964NASSP3012.....B>. 55
- [120] NIST. Stopping-Power and range tables for electrons, 2000. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>. 55
- [121] Kamata, K., Nishimura, J. The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers. Progress of Theoretical Physics Supplement, 6, 93–155, 1958. <http://ptp.ipap.jp/link?PTPS/6/93/>. 56, 57
- [122] Greisen, K. The Extensive Air Showers. Progress In Cosmic Ray Physics, 3, 3–144, 1956. <http://www.archive.org/details/progressincosmic031401mbp>. 57
- [123] Lipari, P. Concepts of age and universality in cosmic ray showers. Physical Review D, 79 (6), 1–17, mar. 2009. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.79.063001>.
- [124] Nelson, W., Jenkins, T., McCall, R., Cobb, J. Electron-Induced Cascade Showers in Copper and Lead at 1 GeV. Physical Review, 149 (1), 201–208, sep. 1966. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.149.201>.
- [125] Bathow, G., Freytag, E., Köbberling, M., Tesch, K., Kajikawa, R. Measurements of the longitudinal and lateral development of electromagnetic cascades in lead, copper and aluminum at 6 GeV. Nuclear Physics B, 20 (3), 592–602, jul. 1970. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0550321370903895>.