

**MODULACIÓN DE RAYOS CÓSMICOS SECUNDARIOS A NIVEL
DEL SUELO POR CAMBIOS EN EL CAMPO GEOMAGNÉTICO**

MAURICIO SUÁREZ DURÁN

**UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA
BUCARAMANGA
2015**

**MODULACIÓN DE RAYOS CÓSMICOS SECUNDARIOS A NIVEL
DEL SUELO POR CAMBIOS EN EL CAMPO GEOMAGNÉTICO**

MAURICIO SUÁREZ DURÁN

Trabajo de investigación para optar el título de Magíster en Física

Director:

LUIS A. NUÑEZ¹, Ph.D.

Co-director:

HERNÁN ASOREY², Ph.D.

¹Grupo de Investigación en Relatividad y Gravitación
Universidad Industrial de Santander

²Laboratorio de detección de partículas y radiación
Centro Atómico Bariloche, Argentina

**UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA
BUCARAMANGA
2015**

*Estos años de estudio, resumidos en el presente trabajo,
están completamente dedicados a los más valioso que tengo en la vida...*

MI FAMILIA.

Agradecimientos

A mis padres: Alejandrina y Triunfo, gracias por creer en mi.

A mis hermanas: Ayleen y Lizbeth, gracias por su apoyo.

A mi esposita: Marilyn, gracias por tu Amor, por estar siempre ahí y animarme a continuar.

A mis tutores: el profe Luis y Hernán, gracias por su paciencia y consejos.

A mis amigos: Christian y Rolando, gracias por no caer en la lucha.

A mi padrino Daniel Ordoñez, gracias por enseñarme a creer en mí y a no renunciar.

A mis grandes amigos: Chucho, Pakar y Victor, por su amistad incondicional, sinceridad y por ser siempre como somos.

Al Halley y al GIRG, gracias por ser el punto de partida hacia la construcción de sueños.

Índice general

Introducción	13
1. Rayos cósmicos	15
1.1. Espectro de energía de los rayos cósmicos	15
1.2. Mecanismos de aceleración de rayos cósmicos	18
1.3. Transporte de rayos cósmicos	22
1.3.1. Interacción con campos magnéticos	22
1.3.2. Interacción con el fondo cósmico de microondas	22
1.4. Rayos cósmicos y la Heliósfera	24
1.4.1. Transporte de rayos cósmicos en la Heliósfera	24
1.4.2. Eyecciones de masa coronal	27
1.4.3. Modulación de rayos cósmicos por actividad solar	31
1.4.4. Espectro de rayos cósmicos en la Heliósfera	38
1.5. Rayos cósmicos y la atmósfera terrestre	40
1.5.1. Lluvias atmosféricas extensas	40
1.5.2. Lluvias originadas por electrones o fotones	45
1.5.3. Lluvias originadas por un hadrón	48
1.5.4. Espectro total de primarios en la atmósfera	51
2. Campo Geomagnético	54
2.1. Índice Dst (<i>Disturbance storm time</i>)	61
2.2. Modelo IGRF (<i>International Geomagnetic Reference Field</i>)	62
2.3. Modelo de Tsyganenko 2001	64
3. Cálculo de la evolución temporal de la rigidez de corte magnético para rayos cósmicos que se propagan a través del campo Geomagnético	66
3.1. Propagación de partículas cargadas al interior del Campo Geomagnético	66
3.2. Técnica de la trayectoria en reversa y cálculo de rigidez magnética	70
3.3. Cálculo de la rigidez de corte para Bucaramanga	72
3.4. Distribución de probabilidad de rigidez de corte en zona de penumbra para Bucaramanga	78
3.5. Cálculo de direcciones asintóticas para Bucaramanga	82
4. Estimación de la modulación de rayos cósmicos secundarios en Bucaramanga por efecto secular y dinámico del campo Geomagnético	84
4.1. Estimación de una hora de flujo de secundarios a nivel de Bucaramanga	85

4.2. Modulación de rayos cósmicos secundarios en Bucaramanga para una hora de flujo por efecto secular del campo Geomagnético	89
4.3. Modulación de rayos cósmicos secundarios en Bucaramanga para una hora de flujo por efecto dinámico del campo Geomagnético	93
5. Discusión de resultados	103
6. Conclusiones	107
Referencias	109
Anexos	119

Índice de figuras

1.1. Espectro diferencial de Rayos Cósmicos	17
1.2. Remanente de supernova SN 1006 y formación de frentes de choque	20
1.3. Diagrama de Hillas	21
1.4. Estructura de la Heliósfera	26
1.5. CME registrada en 1860	28
1.6. CME registrada por el instrumento LASCO C2	29
1.7. Estructura de una CME	30
1.8. Modulación de rayos cósmicos por rotación solar	33
1.9. Modulación del espectro de protones y núcleos de Helio en la banda de 1 a 10^4 GeV	34
1.10. Estructura de un evento Forbush visto a través de detectores de Neutrones	35
1.11. Esquema del origen de un decrecimiento Forbush	36
1.12. Forbush registrado por la Colaboración Pierre Auger en Mayo de 2005	37
1.13. Distribución en energía de núcleos de Oxígeno en la Heliósfera	39
1.14. Desarrollo de una EAS	41
1.15. Relación entre posición l ($X(l)$) y la altura sobre el nivel del mar h	41
1.16. Relación entre profundidad atmosférica y ángulo cenital	44
1.17. Estructura general de una EAS generada por un RC tipo hadrón	44
1.18. Desarrollo longitudinal y lateral de lluvias iniciadas por un fotón, un protón y un núcleo de hierro de 5×10^{14} eV	45
1.19. Evolución de $\langle X_{\text{máx}} \rangle$ y $\text{rms}(X_{\text{máx}})$ como función de la energía del primario.	50
2.1. Componentes del campo geomagnético	57
2.2. Variación secular de la inclinación y declinación del campo geomagnético	58
2.3. La anomalía del Atlántico Sur	58
2.4. Evolución anomalía del atlántico Sur	59
2.5. Esquema de la magnetosfera	60
2.6. Mapa de intensidad del campo geomagnético	63
2.7. Modelo dipolar e IGRF	65
2.8. Modelo IGRF y Tysganenko 2001	65
3.1. Conos de Störmer para partículas con carga positiva	69
3.2. Intensidad de rayos cósmicos en función de la latitud geomagnética y la rigidez de corte en función de la latitud geomagnética	69
3.3. Protones atrapados en un campo magnético dipolar	70
3.4. Técnica de trayectoria en reversa	71

3.5. Trayectorias de protones a través del campo geomagnético	72
3.6. Región de penumbra para RC con dirección de llegada vertical a Bucaramanga	74
3.7. Rigidez de corte para Bucaramanga como función de la dirección de arribo .	76
3.8. Rigidez de corte para Bucaramanga para direcciones de arribo con ángulos cenitales entre 45° y 90°	76
3.9. Trayectorias de rayos cósmicos a través del campo geomagnético	77
3.10. Región de penumbra para una dirección de arribo con ángulo cenital de 60° y acimutales de 297°, 300°, 303° y 306°	80
3.11. Distribución de probabilidad de rigidez de corte en condiciones seculares. . .	81
3.12. Distribución de probabilidad de rigidez de corte para el 15 de mayo de 2005 .	81
3.13. Direcciones asintóticas secular para cenit de 60°	82
3.14. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 15 de 2005, cenit 60°	83
4.1. Modelo de atmósfera para la ciudad de Bucaramanga	86
4.2. Flujo simulado de primarios que llegan a la atmósfera sobre Bucaramanga . .	87
4.3. Espectro de energía de secundarios a nivel de Bucaramanga	91
4.4. Diferencia porcentual entre flujo de secundarios con y sin corrección por campo geomagnético	91
4.5. Espectro de primarios sin corrección por campo geomagnético a 120.8 km s.n.m. sobre Bucaramanga	92
4.6. Espectro de primarios sin y con corrección por campo geomagnético a 120.8 km s.n.m. sobre Bucaramanga	93
4.7. Diferencia porcentual entre la R_C secular y la registrada para el 15 de mayo de 2005. Ángulo cenital de 15 grados	95
4.8. Diferencia porcentual entre la R_C secular y la registrada para el 15 de mayo de 2005. Ángulo cenital de 45 grados	95
4.9. Diferencia porcentual entre la R_C secular y la registrada para el 15 de mayo de 2005. Ángulo cenital de 60 grados	96
4.10. Diferencia porcentual entre la R_C secular y la registrada para el 15 de mayo de 2005. Ángulo cenital de 90 grados	96
4.11. Índice Dst registrado para el mes de mayo de 2005	98
4.12. Diferencia porcentual entre el flujo de secundarios corregido por dinámica del campo geomagnético y el flujo sin corregir	98
4.13. Diferencia porcentual entre el flujo de secundarios corregido por dinámica del campo geomagnético y el flujo en condiciones seculares	99
4.14. Diferencia porcentual entre el flujo Neutrones secundarios corregido por dinámica del campo geomagnético y el flujo en condiciones seculares	99
4.15. Diferencia porcentual entre el flujo Protones secundarios corregido por dinámica del campo geomagnético y el flujo en condiciones seculares	100

4.16. Diferencia porcentual entre el flujo muones secundarios corregido por dinámica del campo geomagnético y el flujo en condiciones seculares	100
4.17. Diferencia porcentual entre el flujo e^- y e^+ secundarios corregido por dinámica del campo geomagnético y el flujo en condiciones seculares	101
4.18. Diferencia porcentual entre el flujo Gammas secundarios corregido por dinámica del campo geomagnético y el flujo en condiciones seculares	101
4.19. Flujo de neutrones registrado para el mes de mayo de 2005	102
6.1. Distribución de probabilidad de rigidez de corte para el 13 de mayo de 2005 .	119
6.2. Distribución de probabilidad de rigidez de corte para el 14 de mayo de 2005 .	120
6.3. Distribución de probabilidad de rigidez de corte para el 16 de mayo de 2005 .	121
6.4. Distribución de probabilidad de rigidez de corte para el 17 de mayo de 2005 .	121
6.5. Direcciones asintóticas secular para cenit de 15°	122
6.6. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 13 de 2005, cenit 15°	123
6.7. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 14 de 2005, cenit 15°	123
6.8. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 15 de 2005, cenit 15°	124
6.9. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 16 de 2005, cenit 15°	124
6.10. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 17 de 2005, cenit 15°	125
6.11. Direcciones asintóticas secular para cenit de 30°	125
6.12. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 13 de 2005, cenit 30°	126
6.13. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 14 de 2005, cenit 30°	126
6.14. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 15 de 2005, cenit 30°	127
6.15. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 16 de 2005, cenit 30°	127
6.16. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 17 de 2005, cenit 30°	128
6.17. Direcciones asintóticas secular para cenit de 45°	128
6.18. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 13 de 2005, cenit 45°	129
6.19. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 14 de 2005, cenit 45°	129
6.20. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 15 de 2005, cenit 45°	130
6.21. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 16 de 2005, cenit 45°	130
6.22. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 17 de 2005, cenit 45°	131
6.23. Direcciones asintóticas secular para cenit de 60°	131
6.24. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 13 de 2005, cenit 60°	132
6.25. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 14 de 2005, cenit 60°	132
6.26. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 15 de 2005, cenit 60°	133
6.27. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 16 de 2005, cenit 60°	133
6.28. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 17 de 2005, cenit 60°	134
6.29. Direcciones asintóticas secular para cenit de 75°	134
6.30. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 13 de 2005, cenit 75°	135
6.31. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 14 de 2005, cenit 75°	135
6.32. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 15 de 2005, cenit 75°	136

6.33. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 16 de 2005, cenit 75°	136
6.34. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 17 de 2005, cenit 75°	137
6.35. Direcciones asintóticas secular para cenit de 90°	137
6.36. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 13 de 2005, cenit 90°	138
6.37. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 14 de 2005, cenit 90°	138
6.38. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 15 de 2005, cenit 90°	139
6.39. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 16 de 2005, cenit 90°	139
6.40. Direcciones asintóticas para las 9 horas de mayo 17 de 2005, cenit 90°	140

Índice de tablas

1.1. Índice e intensidad espectral para cada especie de rayo cósmico simulado . . .	53
2.1. Descripción de las componentes de Campo Geomagnético	57
4.1. Características de la simulación de secundarios	87
4.2. Número de primarios simulados que producen secundarios al piso	88
4.3. Número de secundarios, con energía de 0,45 GeV, producidos a nivel del suelo.	92

Resumen

TÍTULO:

MODULACIÓN DE RAYOS CÓSMICOS SECUNDARIOS A NIVEL DEL SUELO POR CAMBIOS EN EL CAMPO GEOMAGNÉTICO¹

AUTOR:

MAURICIO SUÁREZ DURÁN²

PALABRAS CLAVES:

RAYOS CÓSMICOS, CAMPO GEOMAGNÉTICO, RIGIDEZ DE CORTE MAGNÉTICO, DECRECIMIENTOS FORBUSH

DESCRIPCIÓN:

En los últimos años, la comprensión del clima espacial se ha convertido en una prioridad para mantener y desarrollar tecnologías de comunicación, satélites, redes de distribución de energía, entre otras. Los decrecimientos Forbush hacen parte de los fenómenos atribuidos al clima espacial y son importantes para entender como se comporta el campo magnético terrestre ante la llegada de fenómenos solares como las eyecciones de masa coronal. Este trabajo apuntó a establecer una relación entre los decrecimientos Forbush y el flujo de partículas cargadas (rayos cósmicos) que llega a la ciudad de Bucaramanga.

Para establecer dicha relación, primero calculamos una función de rigidez de corte magnético para rayos cósmicos que arriban a la atmósfera terrestre, como función de la posición geográfica y del tiempo. Para esto usamos el modelo de campo geomagnético IGRF y Tsyganenko 2001. Con esto calculamos la función de rigidez de corte magnético tanto en condiciones seculares del campo geomagnético (independiente del tiempo) como en condiciones dinámicas (dependiente del tiempo). La función de rigidez de corte se usó como filtro para corregir el flujo estimado de rayos cósmicos que llegarían a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga durante el mes de mayo 2005; mes en que fue registrado un decrecimiento Forbush. Esta corrección fue cerca del 15%. Posteriormente, usando este flujo corregido de rayos cósmicos, y a través del código CORSIKA, simulamos el flujo de partículas cargadas que llegarían a la ciudad de Bucaramanga bajo condiciones seculares y dinámicas del campo geomagnético.

Para el mes de mayo de 2005 obtuvimos un decrecimiento del flujo de secundarios en Bucaramanga que coincide con la detección de un decrecimiento Forbush registrado por diferentes observatorios.

¹Tesis de Mestría.

²Facultad de Ciencias, Escuela de Física, Luis A. Núñez (Director), Hernán Asorey (Codirector)

Abstract

TITTLE:

SECONDARY COSMIC RAYS MODULATION AT GROUND LEVEL BY GEOMAGNETIC FIELD CHANGES³

AUTHOR:

MAURICIO SUÁREZ DURÁN⁴

KEYWORDS:

COSMIC RAYS, GEOMAGNETIC FIELD, RIGIDITY CUTOFF, FORBUSH DECREASE

DESCRIPTION:

In recent years, the understanding of Space Weather phenomena has been a priority for development and maintenance of communication technologies, satellites, energy distribution webs, among others. The Forbush Decrease are part of Space Weather phenomena and are important for comprehension of Geomagnetic Field behavior as before arrival of solar transient phenomena, like Interplanetary Coronal Mass Ejections. This work aimed to establish a relation between Forbush Decrease and the flux of charge particle (Cosmic Rays) arrives at Bucaramanga city.

For this proposal, the rigidity cutoff function was calculated for cosmic rays arrive at the top of Earth atmosphere, as function of geographic position and time. The IGRF and Tsyganenko 2001 models were used to reproduced the Geomagnetic Field. These models allowed the calculation of the rigidity cutoff function under secular (independent of time) and dynamic conditions (function of time). This function was used like a filter to correct the estimated flux of arrival cosmic rays at 112.8 km above Bucaramanga city, along of May month of 2005; on this month a Forbush Decrease was reported. The correction was about 15%. Later, the corrected flux of cosmic rays -using the CORSIKA code- was used to the calculation of the flux of charge particles that could reach at Bucaramanga, under secular and dynamics conditions of the Geomagnetic Field.

In this work, a Forbush Decrease was obtained for may month of 2005 at Bucaramanga. This result agrees with the detection of a Forbush Decrease by different Neutron Monitors at different geographic positions.

³Master Thesis

⁴Facultad de Ciencias, Escuela de Física, Luis A. Núñez (Director), Hernán Asorey (Codirector)

Introducción

Las interacciones entre fenómenos solares transitorios y el campo geomagnético pueden causar daños significativos sobre tecnologías como: satélites, sistemas de posicionamiento global, redes de distribución de energía e incluso problemas de salud en astronautas [79]. Por este tipo de daños es importante conocer y entender la Física involucrada en dichas interacciones. Dentro de los fenómenos que se atribuyen a éstas se encuentran los llamados decrecimientos Forbush [25]; decrecimientos que consisten en una caída del flujo de rayos cósmicos que se miden en la superficie terrestre [38]. Entender cómo y por qué suceden los decrecimientos Forbush aporta a la comprensión de la Física detrás de las interacciones entre fenómenos solares transitorios y campo geomagnético.

Actualmente, los decrecimientos Forbush son estudiados a partir de datos registrados por monitores de neutrones; instrumentos que miden la tasa de llegada al suelo de nucleones tipo neutrón⁵. Sin embargo, otras tecnologías están surgiendo como alternativa para el registro y posterior estudio de estos decrecimientos, como el caso de detectores Cherenkov de agua [32]; dispositivos que registran el flujo de partículas cargadas que se producen en la atmósfera terrestre y llegan al suelo. Dentro de los experimentos que usan este tipo de detectores se encuentra la Colaboración LAGO (por sus siglas en inglés: Latin American Giant Observatory). LAGO es una colaboración Latinoamericana compuesta por 10 países⁶ y tiene como uno de sus objetivos científicos estudiar el Clima espacial⁷ empleando sus detectores Cherenkov de agua. El presente trabajo se enmarca dentro de este objetivo y se concentra en responder (a partir de cálculos computacionales) a la pregunta: ¿es posible detectar decrecimientos Forbush midiendo el flujo de partículas cargadas que llegan al nivel del suelo aportando nueva información sobre estos decrecimientos?

La metodología que se aplicó para dar respuesta a esta pregunta consistió en:

1. Encontrar una función (rigidez magnética) que estimará cuales de los rayos cósmicos que ingresan al campo geomagnético logran llegar a un punto geográfico sobre la atmósfera terrestre. Lo anterior bajo condiciones seculares y como función del tiempo, es decir, bajo un campo geomagnético estable y cuando éste es perturbado por un fenómeno solar transitorio, respectivamente.

⁵Neutrones que se producen en la atmósfera terrestre.

⁶Argentina, Bolivia, Brasil, Colombia, Ecuador, Guatemala, México, Perú, Venezuela y recientemente España

⁷El clima espacial es el estudio de la interacción del viento y fenómenos solares con el campo geomagnético terrestre.

2. Aplicar la función encontrada en el punto anterior al espectro medido de rayos cósmicos que llegan a la atmósfera de la Tierra. Este espectro es construido a partir de múltiples observaciones (globos, satélites, etc) que no contemplan correcciones por ubicación geográfica ni campo geomagnético. De esta forma se obtuvo un espectro corregido de rayos cósmicos que llegan a un punto geográfico sobre la atmósfera terrestre.
3. Estimar el flujo de partículas cargadas que se producen a nivel del suelo por la interacción entre el espectro corregido en el punto anterior y los elementos presentes en la atmósfera terrestre.
4. Analizar si el flujo encontrado en el punto anterior es afectado por el campo geomagnético, bajo condiciones seculares y como función del tiempo.

El presente trabajo se ha organizado de la siguiente manera: capítulo 1 está enfocado a quienes están iniciando sus estudios de rayos cósmicos y clima espacial, razón por la cual, en este capítulo se presenta una introducción a los rayos cósmicos: qué son, mecanismos de aceleración, transporte, interacción con la Heliosfera y con la atmósfera terrestre; el capítulo 2 está orientado a presentar los conceptos básicos del campo geomagnético: qué es, coordenadas, mediciones de su intensidad, y los modelos que se han empleado para su descripción; el capítulo 3 inicia con la Física asociada a la propagación de partículas en el campo geomagnético para posteriormente introducir la metodología usada para calcular la función de rigidez magnética como función del tiempo, terminando con los resultados obtenidos para esta función; el capítulo 4 muestra como se aplicó la función de rigidez magnética al flujo de rayos cósmicos que llegan a la atmósfera sobre la ciudad de Bucaramanga, y cómo es afectado el flujo de partículas cargadas al nivel del suelo para esta ciudad. En el capítulo 5 se discuten los resultados obtenidos en este trabajo y se plantean futuros trabajos de investigación que apuntan a aportar al entendimiento del clima espacial: campo geomagnético-rayos cósmicos-fenómenos solares transitorios. Las conclusiones de este trabajo se presentan en el capítulo 6.

Rayos cósmicos

Los Rayos Cósmicos (RC) se definen como partículas cargadas, o núcleos atómicos, que se originan desde fuera de la Tierra y que llegan a la atmósfera terrestre. El origen de estos RC puede ser galáctico (Vía Láctea) o extra-galáctico [70]. Desde antes de 1912 los RC habían sido observados, sin embargo, en este año Víctor Hess demostró su existencia a través de experimentos que registraban el grado de ionización de la materia, como función de la altura sobre el nivel del mar. Víctor Hess concluyó a partir de sus observaciones que: el origen de las tasas de ionización medidas solo puede explicarse con la existencia de una radiación que proviene desde fuera la Tierra; y que esta radiación se caracteriza por tener alta capacidad de penetración en la materia [53]. Desde las observaciones de Hess, se han realizado aportes importantes a la Física a través de las observaciones de los RC. Por ejemplo el descubrimiento del mesón π en 1948 por Occhialini y Powell. Este mesón había sido predicho de forma teórica, pero fueron las observaciones de RC las que permitieron encontrar evidencia experimental de su existencia [86].

Hoy en día conocemos que el espectro energético de los RC abarca varios ordenes de magnitud, desde 10^9 hasta 10^{20} eV (sección 1.1). Con el objetivo de entender la Física implícita en este espectro, se han diseñado diferentes experimentos que apuntan a hacer valiosos aportes a la comprensión de los procesos de aceleración (sección 1.2), transporte (sección 1.3), e interacción de los RC con los campos magnéticos interplanetarios. El presente capítulo finaliza con la descripción de las denominadas lluvias atmosféricas extendidas, que son el resultado de la interacción de los RC con la atmósfera terrestre (sección 1.5).

1.1. Espectro de energía de los rayos cósmicos

Las mediciones realizadas del flujo de RC que llegan a la atmósfera de la Tierra, presentan un espectro energético que va desde 10^9 eV hasta 10^{20} eV. Este espectro ha sido medido por diferentes experimentos y se ajusta a una ley de potencias de la forma

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

donde N representa el flujo de RC, E la energía, y el exponente α se denomina índice espectral. Los resultados para las respectivas mediciones se presentan en la figura 1.1. En esta figura se observan tres cambios en el índice espectral α , lo que implica cambios en la Física

involucrada en los procesos de aceleración y transporte. En este sentido, el estudio de RC se realiza en tres bandas de energía, que se encuentran delimitadas por los cambios en el índice espectral:

- Baja: RC con energías menores a 10^{15} eV.
- Alta: RC con energías entre 10^{15} y 10^{18} eV.
- Ultra alta energía: RC con energías superiores a 10^{18} eV.

La Colaboración LAGO centra su estudio en la banda de baja energía, donde el flujo de RC es afectado y modulado por eventos solares y cambios en el campo geomagnético. Por otra parte, los cambios del índice α se les conoce por el nombre de rodilla, tobillo y corte. Estos nombres se deben a la analogía que tienen la forma de estos cambios con estas partes del cuerpo humano. La figura 1.1 presenta este espectro de RC, apreciándose además estas formas. A continuación se describe la posible física involucrada en cada cambio del índice espectral:

- **Rodilla:** Corresponde a un cambio de $-2,7$ a $-3,0$ a energías del orden de 2 a 4×10^{15} eV. Los modelos apuntan a que este cambio de índice espectral es debido a un cambio a elementos más pesados, producido por el agotamiento de mecanismos de aceleración de tipo galáctico para elementos livianos [9, 56].
- **Tobillo:** Corresponde a un cambio de -3 a $-2,7$ a energías del orden de 4×10^{18} eV. Este cambio está asociado con la transición del espectro de RC con origen galáctico al espectro de origen extra-galáctico, aunque también podría tener su origen en la producción de pares durante la propagación en un flujo dominado por protones.
- **Corte:** Corresponde a un cambio de $-2,7$ a $-4,2$ a energías superiores a 4×10^{18} eV. Esta región del espectro es consistente con el llamado efecto GZK, que básicamente es la disminución del flujo de RC causada por el agotamiento de las fuentes extra-galácticas, ver [7], y a la interacción de los RC, con energías superiores a 10^{18} eV, con el fondo de radiación de microondas, predicha por Greisen [42] y Zatsepin y Kuz'min [115].

En la actualidad existe una discusión sobre la existencia, o no, de una segunda rodilla a partir de observaciones registradas por el experimento KASCADE en 2004 [8]. Esta segunda rodilla correspondería a un cambio de $\alpha = -3$ a $\alpha \simeq -3,3$, que implicaría un decrecimiento de elementos pesados en la galaxia [56]. Para más detalles de esta discusión ver [63] y las referencias allí citadas.

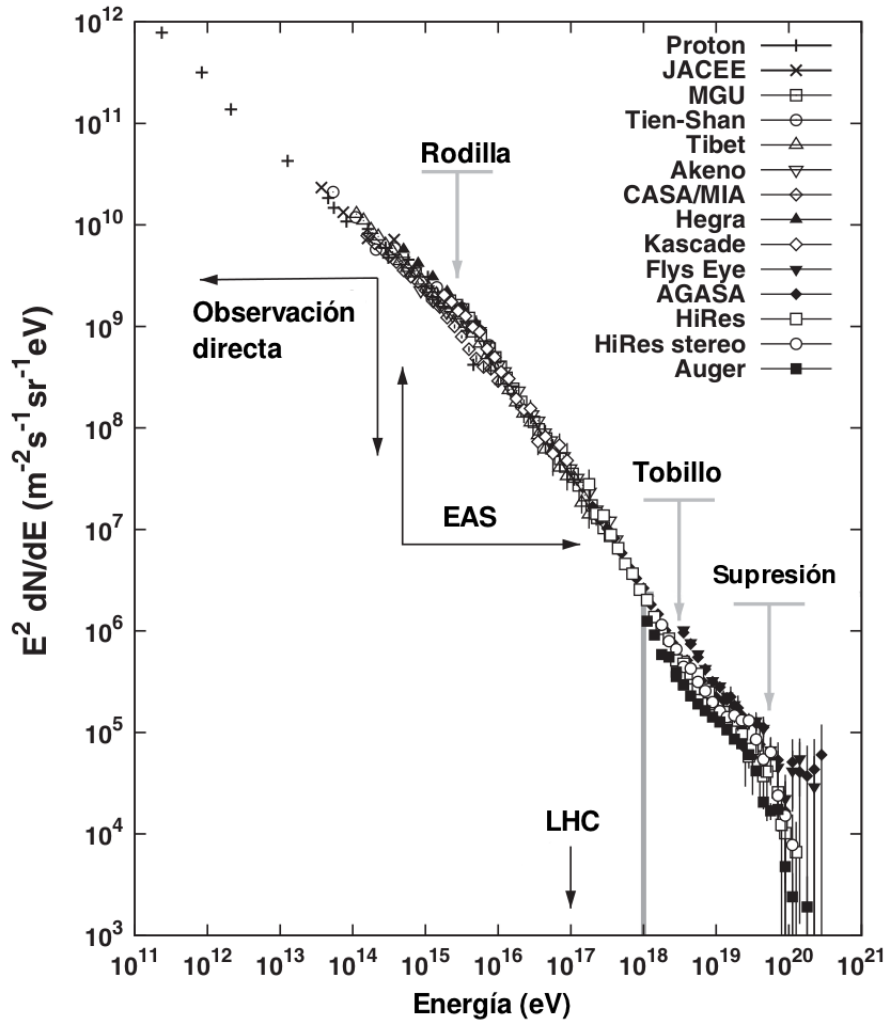


Figura 1.1: Para enfatizar los cambios en el valor del índice espectral, el flujo observado (eje vertical) está multiplicado por E^2 . Las tres regiones donde se observa un cambio significativo del valor de α se indican con las flechas grises. Como referencia, se incluye la energía de protones acelerados 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 ese caso, se encuentra que $E_{lab} = (E_{cm} - 2m_p^2)/m_p \approx 10^{17}$ eV. Figura tomada y adaptada de [70].

1.2. Mecanismos de aceleración de rayos cósmicos

Los mecanismos físicos de aceleración de partículas cargadas requieren de campos eléctricos y/o magnéticos. Dentro de las galaxias, los campos eléctricos son generados por las magnetósferas de las estrellas, lo que implica que el efecto de estos campos sobre los RC sea neutralizado por el plasma presente en el medio interestelar. Lo anterior implica que su aporte a la aceleración de RC no sea significativo [66] y que sean los campos magnéticos los que juegan un rol importante en los procesos de aceleración de RC. En 1949, Enrico Fermi propuso un mecanismo que explica como los RC pueden ganar energía a través de su interacción con los campos magnéticos presentes en las grandes nubes moleculares [35]. El mecanismo de Fermi se basa en la transmisión de energía desde los movimientos macroscópicos de las nubes moleculares (que pueden alcanzar velocidades de expansión del orden de 20 km/s) a las partículas cargadas que ingresan a éstas, siendo el papel del campo magnético hacer que los RC ingresen una y otra vez a la nube, hasta que su energía cinética sea tal que logren escapar de dicho campo. La ganancia de energía de los RC a través de este mecanismo depende de la velocidad de expansión de la nube (v_n) y es de la forma

$$\frac{\Delta E}{E} \propto \beta^2, \quad (1.2)$$

donde β es el cociente entre v_n y la velocidad de la luz en el vacío. Dada la dependencia del mecanismo con el cuadrado de β éste se denomina *mecanismo de aceleración de Fermi de segundo orden*. Sin embargo, las bajas velocidades de expansión de las nubes moleculares hacen ineficiente a este mecanismo para explicar todo el espectro energético de los RC. En 1977 Axford, W., E. Lear y G. Skadron, publicaron un trabajo que resuelve este problema de eficiencia [13]. Ellos modificaron el modelo propuesto por Fermi y lograron demostrar que al incluir frentes de choques, generados por la interacción entre la nube molecular en expansión y el medio interestelar, se logra una ganancia de energía proporcional a β , es decir a orden uno. A éste se le conoce como *mecanismo de Fermi de primer orden*. Sin embargo, y a pesar de ser más eficiente para acelerar RC que el de segundo orden, este mecanismo presenta problemas para explicar la ganancia de ultra alta energía [70]. Los frentes de choque son comunes en los remanentes de supernova, donde a causa de la explosión de supernova varias masas solares son expulsadas con velocidades del orden de 10^4 km/s, mientras el plasma interestelar se desplaza a velocidades del orden de 10 km/s. Esto implica que el plasma se comprime formando una onda de choque. La figura 1.2 muestra uno de estos frentes de choque candidato a ser un mecanismo de aceleración de Fermi de primer orden; frente de choque que se encuentra presente en la remanente de supernova SN1006. En la literatura se encuentran otros métodos que apuntan a explicar cómo los RC pueden ganar energía hasta alcanzar los 10^{20} eV. Algunos de estos mecanismos se pueden ver en [66] y las referencias allí citadas.

En general, los procesos de aceleración se basan en la interacción de los RC con los campos magnéticos. Las intensidades de estos campos dependen del tamaño del objeto astrofísico

que los produce. En 1984 A. M. Hillas presentó un diagrama donde muestra la relación entre la intensidad del campo magnético con el tamaño del objeto astrofísico que lo origina. Este diagrama se presenta en la figura 1.3, donde las líneas inclinadas representan los límites de aceleración para una partícula cargada con número atómico $Z = 1$ o $Z = 26$, a energía máxima. Sobre estas líneas, la partícula terminará escapando una vez alcanzado el valor de energía máxima. Dentro de los objetos conocidos que verifican la condición de Hillas se tienen:

- **Núcleos activos de galaxias:** formados por una región denominada disco de acreción, que se genera alrededor de lo que se estima son agujeros negros supermasivos. Los discos de acreción tienen asociado un chorro, o jet, de emisión que termina en el medio intergaláctico. Un agujero negro con una masa $M \sim 10^9 M_{\odot}$ típicamente posee campos magnéticos con intensidad promedio de $B \sim 0,03 T$ en una región que se extiende a lo largo de $L_s \sim 100 \text{ UA}^1$. Bajo estas condiciones, la energías máximas serían del orden de 150 EeV. De igual forma en los lóbulos que pueden aparecer en estos núcleos activos, el campo magnético puede alcanzar intensidades de $B \sim 10 \text{ nT}$ y tamaños de $L_s \sim 10 \text{ kpc}^2$, permitiendo acelerar partículas hasta energías de $\sim 300 \text{ EeV}$. Sin embargo, las posibilidades de escape del disco de acreción, o las interacciones con fotones en los lóbulos, ponen en duda que estos objetos puedan acelerar partículas hasta estos ordenes de energía [30].
- **Estrellas de Neutrones:** Los magnetares u objetos asociados (como pulsares de milisegundo) poseen campos magnéticos lo suficientemente intensos que podrían llegar a acelerar partículas a energías superiores de 100 EeV [66].

¹Unidades Astronómicas. 1 UA~ 150000000 km.

²Parsec (pc). 1 pc ~ 3,2 años luz.

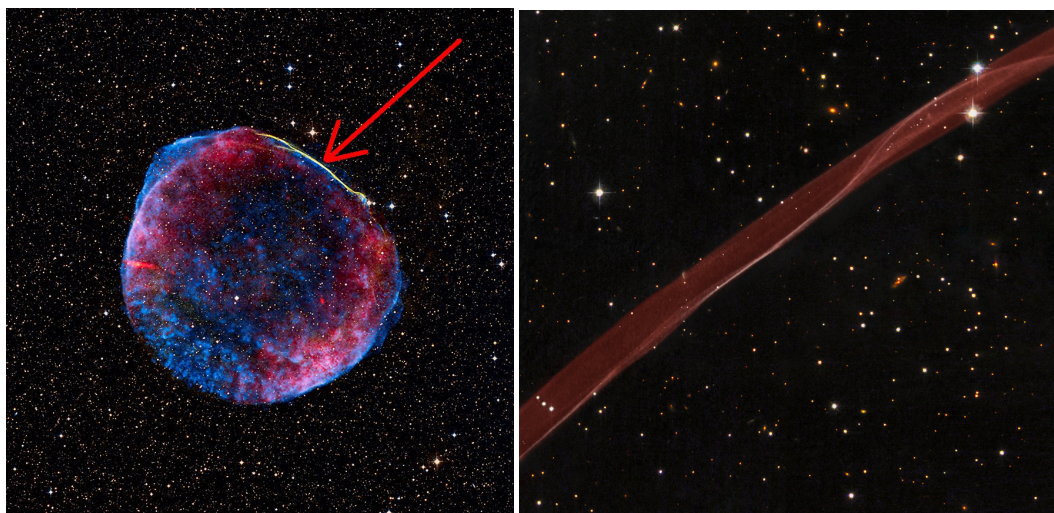


Figura 1.2: A la izquierda se observa el remanente de supernova SN 1006 ubicado en la constelación del Lobo, a ~ 700 ly de la Tierra. Aquí se puede observar la formación de frentes de choque en la zona dónde el material eyectado por la supernova se encuentra con el medio interestelar. Esta imagen está compuesta por datos del Observatorio de Rayos X Chandra (NASA) en azul; datos en el rango visible del Telescopio Curtis-Schmidt (U. Michigan) de 0,6 m ubicado en el Cerro Tololo, Chile en amarillo; datos del programa de Digitalización del Cielo en naranja y celeste; y datos en ondas de radio del Telescopio VLA/GBT (NRAO) en rojo. A la derecha se observa un acercamiento -realizado por el telescopio espacial Hubble- de la región señalada por la flecha roja del gráfico de la izquierda. La banda en color rojizo muestra la región de formación del frente de choque, lugar donde la onda expansiva del remanente de supernova se encuentra con el medio interestelar. Este tipo de frente de choque, y la Física involucrada, son uno de los principales candidatos de aceleración de rayos cósmicos galácticos [26]. Figura y pie de figura tomados de [52].

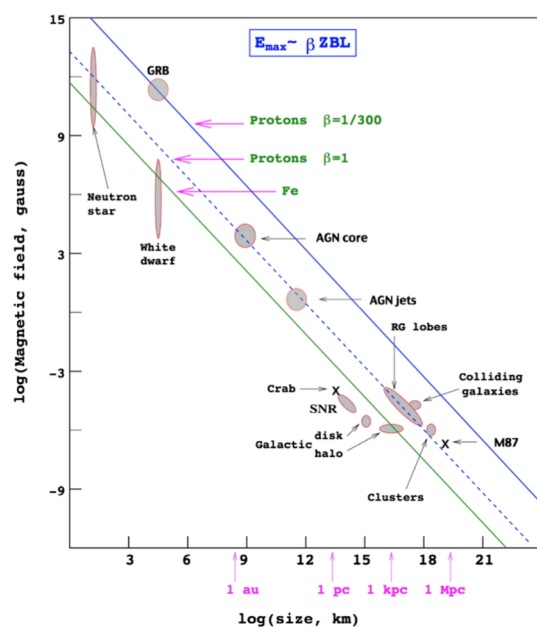
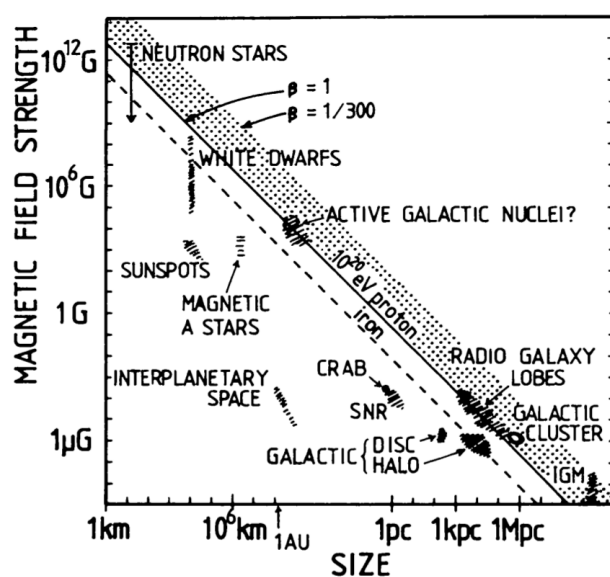


Figura 1.3: Diagrama de Hillas, en dos versiones: arriba la versión publicada por Hillas en 1984, [55]); abajo una versión moderna publicada por Letessiere y Stanev en 2011, [70]. Este diagrama, en sus dos versiones, muestra como la intensidad de los campos magnéticos decrece con el tamaño de los objetos astrofísicos, esto es, campos magnéticos intensos requieren de objetos físicos pequeños (del orden de algunos kilómetros de extensión). Las líneas horizontales representa el límite de energía que puede alcanzar una partícula cargada que interactúa con estos campos magnéticos.

1.3. Transporte de rayos cósmicos

Antes de llegar a la Heliosfera, los RC deben atravesar el medio interestelar de la Vía Láctea, y/o el medio inter-galáctico para el caso de RC extra-galácticos. El medio interestelar contiene campos magnéticos que cambian la dirección de propagación de los RC. Este cambio de dirección genera dificultades a la hora de determinar la fuente o región en el espacio donde se han creado los RC, por lo que conocer cómo son y cómo se distribuyen los campos magnéticos, al interior de la Vía Láctea, es importante para modelar y entender el transporte de RC. Por otra parte, los RC interactúan con el fondo cósmico de microondas (CMB, por sus siglas en inglés) produciendo cambios en su energía y en algunos casos en su composición.

1.3.1. Interacción con campos magnéticos

Los campos magnéticos presentes en el medio interestelar causan la deflexión de la trayectoria de los RC. El grado de deflexión depende del cociente entre la cantidad de movimiento y la carga de las partículas, término que se conoce como rigidez magnética (R_m) y se que se explicará en detalle en el capítulo 2. En un contexto galáctico se puede hablar de dos tipos de campo magnético: aquellos producidos por las estrellas, con influencia local (muy por debajo de los parsecs³; y los que dominan la galaxia, con influencia global (cientos de parsec). Los campos magnéticos de las estrellas se caracterizan por tener bajas intensidades. Por ejemplo, la magnitud del campo magnético solar en inmediaciones de la Tierra es $\sim 0,1$ nT, lo que quiere decir que afectarían solo a los RC con energías del orden de 10^9 eV. Por otra parte, los campos magnéticos de tipo galáctico tienen influencia sobre los RC de mayor energía, pese a que estos campos siguen siendo relativamente pequeños, del orden de nT [15]. La razón por la cual se da esta influencia es debido a las dimensiones de la galaxia (miles de años luz), lo que se traduce en que la integral de campo magnético, sobre la distancia recorrida por los RC, cause una deflexión considerable de su dirección de propagación; llegando a ser en algunos casos del orden de $10^\circ Z$ (40 EeV/E), donde Z es el número atómico y E la energía [66].

1.3.2. Interacción con el fondo cósmico de microondas

La interacción de los RC con el fondo cósmico de microondas (conocido también como radiación cósmica de fondo, o CMB por sus siglas en inglés) impone un límite teórico a la energía máxima que pueden tener los primeros en su propagación por el espacio. Las posibles interacciones entre RC y los fotones de la CMB fueron propuestas de manera independiente en 1966 por: Kenneth Greisen [42]; Georgi Zatsepin y Vadim Kuz'min [115]. El resultado de estas interacciones consiste en un decrecimiento de la energía de los RC que

³1 parsec = 3.26 años luz.

se propagan por el espacio y se conoce como efecto GZK. El efecto GZK propone dos mecanismos básicos de interacción: *foto-producción de piones* y *producción de pares electrón-positrón*. Este último se conoce como proceso Bethe-Heitler [20]. Como caso particular, y a manera de ejemplo, el mecanismo de foto producción de piones para un protón es de la forma

$$p^+ + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow p^+ + \pi^0 \quad (1.3)$$

$$\rightarrow n^0 + \pi^+ \quad (1.4)$$

$$\rightarrow \Delta_{1232}^+ + \pi^0 \rightarrow p^+ + \pi^0 \pi^0 \quad (1.5)$$

$$\rightarrow p^+ + \rho^0 \rightarrow p^+ + \pi^0 \pi^+, \quad (1.6)$$

donde γ_{CMB} corresponde a los fotones del CMB. La energía umbral de este tipo de procesos, en el caso de un fotón con energía ε , es: $E_{p,\pi} \propto 200 (E_{\text{CMB}}/\varepsilon)$ EeV. En el caso de la producción de pares electrón-positrón la interacción es de la forma

$$p^+ + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow p^+ + e^+ + e^-,$$

con energía umbral de $E_{p,ee} \propto 0,8 (E_{\text{CMB}}/\varepsilon)$ [52].

1.4. Rayos cósmicos y la Heliósfera

Sin importar si los RC tienen origen galáctico, extra-galáctico, o incluso solar, deben atravesar el medio interplanetario⁴ antes de llegar a la atmósfera terrestre. En el caso del Sistema solar, el medio interplanetario se extiende desde el Sol hasta la región en la que el viento solar interactúa con el medio interestelar, también conocida como *Bow Shock* [98]. A todo este espacio de influencia del Sol se le conoce como Heliósfera. La estructura y límites de la Heliósfera se muestran en la figura 1.4.

La distribución y el transporte de RC dentro de la Heliósfera están condicionadas por la interacción de los RC con el viento solar. Incluso, dicha interacción es afectada por fenómenos transitorios solares como las denominadas eyecciones de masa coronal (ver sección 1.4.2), que su vez pueden causar efectos medibles desde la superficie terrestre como los denominados decrecimientos Forbush que se presentan en la sección 1.4.3.

1.4.1. Transporte de rayos cósmicos en la Heliósfera

El interior de la Heliósfera se caracteriza por albergar campo magnético que se denomina campo magnético interplanetario (IMF por sus siglas en inglés). Los RC deben atravesar tanto el medio interplanetario como el IMF antes de llegar al campo magnético terrestre. En 1965, Eugene N. Parker publicó un modelo físico que describe el transporte de los RC a través del interior de la Heliósfera [93]. Dicho modelo se resume en la siguiente ecuación:

$$\frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)}{\partial t} = \underbrace{\nabla \cdot (\mathbf{K}^{(s)} \cdot \nabla f)}_{\text{Difusión}} - \underbrace{\langle v_d \rangle \cdot \nabla f}_{\text{Deriva}} - \underbrace{\mathbf{V}_w \cdot \nabla f}_{\text{Convección}} + \underbrace{\frac{1}{3} (\nabla \cdot \mathbf{V}_w) \frac{\partial f}{\partial \ln p}}_{\text{Pérdida de energía adiabática}} + \underbrace{Q(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)}_{\text{Fuentes}}, \quad (1.7)$$

donde f representa la función de distribución de partículas que depende de: la posición \mathbf{r} respecto del centro del Sol; la velocidad v_d ; y el tiempo t . Los términos de esta expresión corresponden a mecanismos físicos que afectan el transporte de RC a través de la Heliósfera, y por ende a la función de distribución. Estos mecanismos se describen a continuación:

- **Difusión:** corresponde a un tensor que describe los efectos difusivos sobre los RC que van atravesando el viento solar. Estos efectos se representan por el término \mathbf{K} , tensor que describe como se dispersan las partículas cargadas al ingresar el medio interplanetario. Dicha dispersión corresponde entonces a diferentes efectos de tipo estocástico, relacionados con la interacción de las partículas cargadas con el campo electromagnético contenido en el viento solar.
- **Deriva:** Este término describe los efectos de tipo macroscópico asociados a la evolución de las trayectorias de partículas cargadas, las cuales interactúan con un campo

⁴Materia que llena el espacio que existe entre los planetas y el Sol.

magnético macroscópico durante su propagación. Estas condiciones permiten obtener efectos de curvatura y gradientes durante el recorrido de los RC, en este caso, hacia el interior de la Heliósfera. A partir de las propiedades del campo magnético macroscópico del Sol se puede obtener los efectos sobre las trayectorias de RC a medida que estos se transportan por el medio interplanetario.

- **Convección:** Describe los efectos que tiene la propagación del viento solar. Este efecto se entiende como un proceso de convección del viento solar, que depende fuertemente de su velocidad de propagación a través del medio interplanetario. De esta forma, si la función de distribución f en un determinado punto tiene cierta forma, este término de convección hace que ésta se modifique como función de la velocidad del viento solar.
- **Perdida de energía adiabática:** Esta relacionada con procesos de tipo estocástico. Estos procesos involucran las pérdidas de energía causadas por la expansión del viento solar y por la combinación de la turbulencia del plasma.
- **Fuentes:** término relacionado con los procesos de destrucción y creación de nuevas partículas. En el recorrido de los RC hacia el interior de la Heliósfera aparecen sumideros y fuentes de partículas. Uno de los mecanismos que mejor explica estos procesos se conoce con el nombre de *Rayos Cósmicos Anómalos*, y tienen lugar a más de 100 UA de distancia. Este mecanismo explica estos sumideros y fuentes como el intercambio de cargas entre los RC que vienen propagándose por el interior de la Heliósfera y las partículas presentes en el plasma del medio interplanetario. De acuerdo a este mecanismo, el intercambio de cargas es el resultado de la colisión entre los RC, cargados, con partículas neutras. A manera de ejemplo, una colisión entre un RC con una partícula neutra (presente en el medio interplanetario) resulta en un intercambio de cargas, que para la función f se traduce en la desaparición (sumidero) de una partícula cargada, o una fuente de partículas cargadas si el proceso sucede a la inversa.

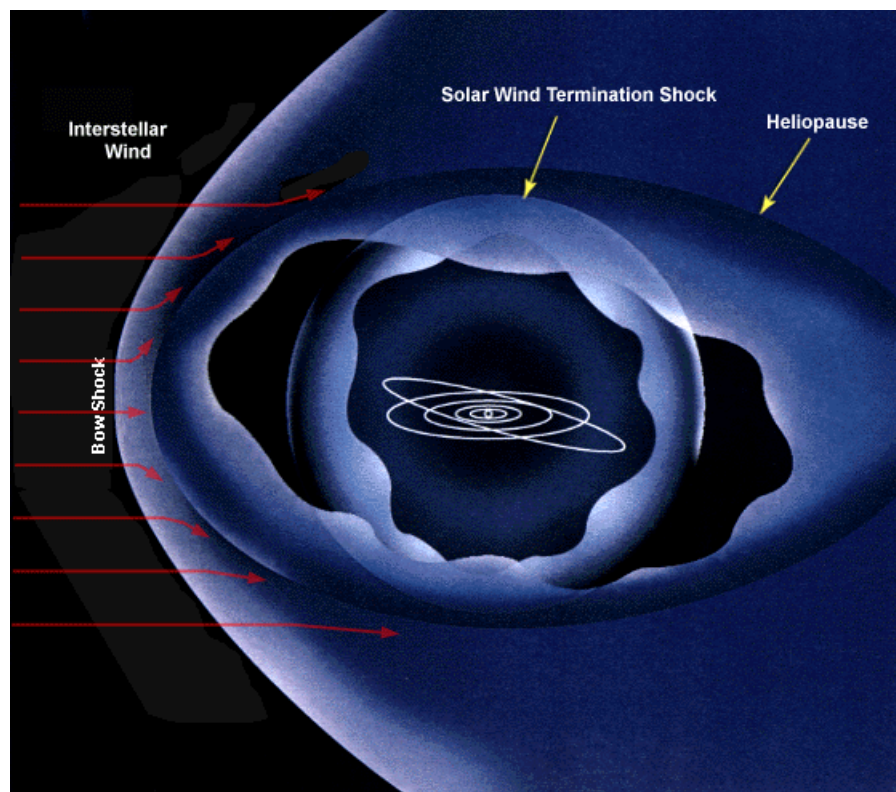


Figura 1.4: La Heliósfera es la esfera que contiene el Sistema solar, el viento solar y que se encuentra rodeada por el medio interestelar. La propagación del viento solar se origina en el Sol y se extiende hacia fuera del Sistema solar. Dicho movimiento es interrumpido en lo que se conoce como la región Final de Choque (Termination Shock). Esta región (en el interior de la Heliósfera) es la zona en la que el viento solar disminuye su velocidad, por debajo de la velocidad del sonido en el medio interplanetario. A medida que el viento solar sigue avanzando hacia fuera del Sistema solar, llega a la zona conocida como Heliopausa (Heliopause), zona en la que la velocidad del viento solar llega a ser casi cero y con forma de esferoide prolato. El Sol y la Heliósfera se mueven respecto del fondo del medio interestelar (líneas rojas). La velocidad de este movimiento es mayor que la velocidad de propagación soportada por el medio interestelar, lo que genera un frente de choque entre la Heliósfera y el medio interestelar (Bow Shock). En esta representación artística, dicho movimiento es de derecha a izquierda. Figura tomada de <http://1.usa.gov/TAWPiQ>.

1.4.2. Eyecciones de masa coronal

Las eyecciones de masa coronal (CME, por sus siglas en inglés) son estructuras transitorias que se forman en la superficie solar y que son eyectadas hacia el medio interplanetario, transportando materia con masa entre 10^{11} kg y 10^{13} kg, con campos magnéticos más intensos que los presentes en el viento solar, y velocidades que pueden llegar a los 1000 km/s. Estas características hacen que las CME sean importantes en el estudio de la modulación de RC que ingresan a la Tierra, y por ende para el presente trabajo. Las CME han sido registradas desde 1860, año en que a través de un eclipse de Sol se observó el desprendimiento de material desde la superficie solar. Estas observaciones fueron registradas por medio de representaciones gráficas, como la mostrada en la figura 1.5, realizada por G. Tempel en el mismo año ⁵. Recientemente, diferentes satélites como el SOHO monitorizan y realizan diferentes mediciones de las estructuras de la CME. En particular el instrumento LASCO⁶ de la sonda SOHO, ha medido tamaños para las CME que superan varios radios solares, una vez han sido eyectadas al medio interplanetario. La figura 1.6a presenta un ejemplo de estas mediciones.

Las CME se forman en el interior del Sol y emergen hasta la superficie como estructuras meta-estables, que pueden llegar a durar días o incluso semanas antes de estallar y eyectar materia en estado plasma al medio interplanetario. Típicamente, las CME están compuestas por tres partes: el borde frontal, una cavidad oscura seguida de un filamento luminoso en el interior. Esta estructura se ilustra en la figura 1.7. Las CME pueden manifestarse del orden de una por día, en épocas de baja actividad solar, y de cinco por día en periodos de alta actividad solar; de acuerdo a observaciones como las reportadas en [73].

Cuando una CME se ha alejado del Sol a una distancia mayor a 50 radios solares se le denomina ICME (por sus siglas en inglés *Interplanetary Coronal Mass Ejection*). En las ICME se observa un eje central rodeado por un campo magnético tipo helicoidal que atrapa los electrones allí presentes, generando una corriente que viaja a lo largo de estas líneas de campo; estos electrones se conocen como electrones direccionales (ver figura 1.7). Las ICME se caracterizan por viajar más rápido que el viento solar, lo que implica una onda de choque que acumula material interplanetario y crea una estructura conocida como *funda turbulenta*. Esta funda turbulenta consiste en un incremento de la densidad debido al material que se acreta por el desplazamiento de la ICME. Esto se traduce en una onda de choque que por ejemplo, va a preceder la llegada de la ICME a inmediaciones del campo magnético terrestre. En principio esta funda turbulenta y, posteriormente, la ICME serán las responsables de modular el flujo de RC que están ingresando a la Tierra debido a su interacción con el plasma y los campos magnéticos transportados por la ICME.

⁵<http://www.hao.ucar.edu/education/TimelineD.php>

⁶http://en.wikipedia.org/wiki/Large_Angle_and_Spectrometric_Coronagraph

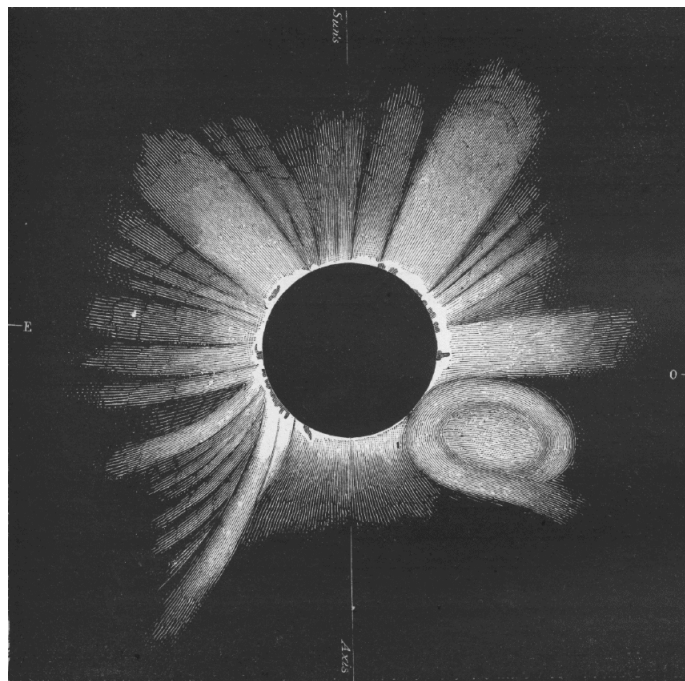


Figura 1.5: CME registrada en 1860 por G. Temple, durante el eclipse total de Sol del 18 de Julio de este año. Tomada de <http://sunearthday.nasa.gov>.

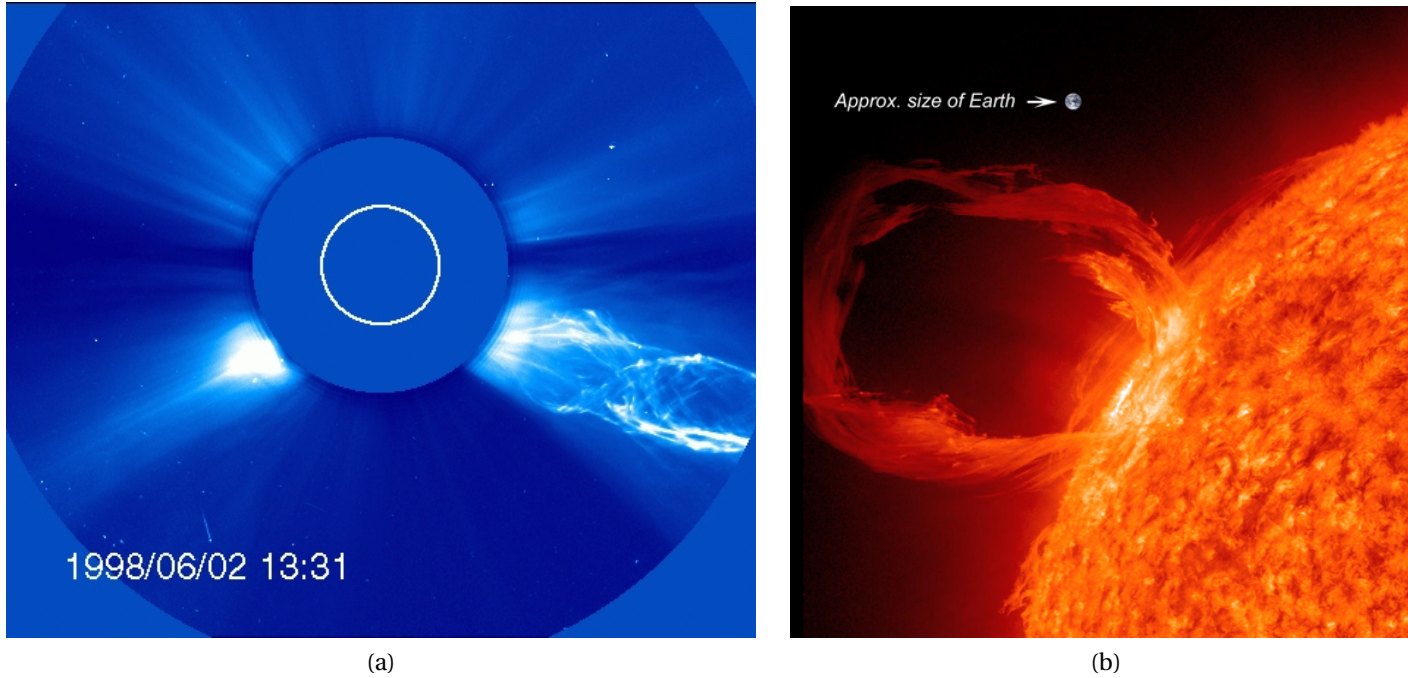


Figura 1.6: (a) Eyección de masa coronal registrada el dos de junio de 1998 a las 13:31 UT por el instrumento LASCO C2 a bordo de la sonda SOHO. La circunferencia, línea continua blanca, corresponde a un radio solar. Figura tomada de la galería de imágenes de la misión SOHO (<http://soho.esac.esa.int/gallery>). (b) CME vista en el extremo UV el 30 de marzo de 2010, por el observatorio SDO. Se coloca el tamaño de la Tierra a escala para dar un estimado del tamaño que pueden alcanzar estas estructuras. Figura tomada de la galería de imágenes de la misión SDO (<http://sdo.gsfc.nasa.gov/gallery>).

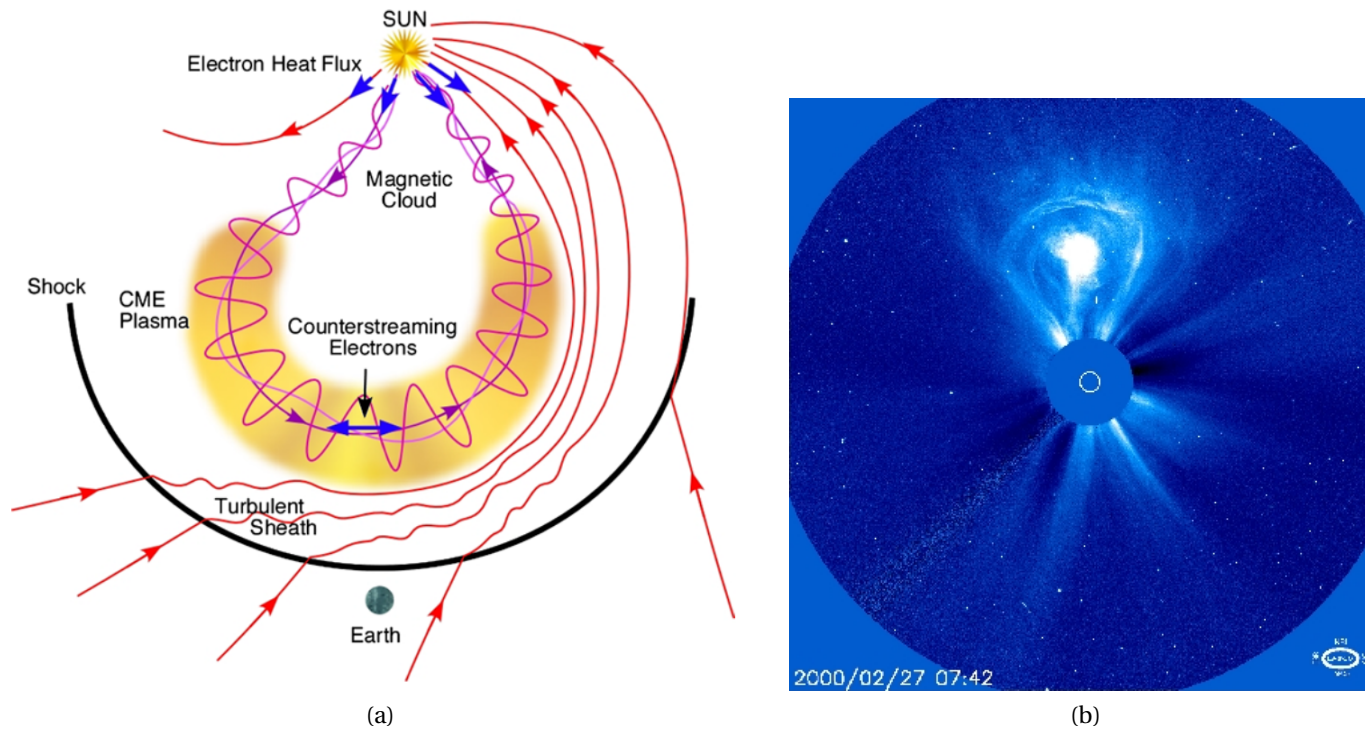


Figura 1.7: La CME esta constituida por tres partes principales: borde frontal, cavidad oscura y filamento luminoso (que luce como un núcleo brillante). (a) Representación artística de la estructura de una CME. En esta figura se indican los flujos de campo magnético, plasma y flujo de electrones supratérmicos de viento solar. Figura tomada de [116]. (b) Imagen de una CME registrada por el satélite SOHO el 27 de febrero del año 2000; el circulo blanco representa el radio del Sol. Figura tomada de la galería de imágenes de la misión SOHO (<http://sohowww.nascom.nasa.gov/>).

1.4.3. Modulación de rayos cósmicos por actividad solar

La interacción entre los RC y el viento solar tiene como efecto la modulación del flujo medido de RC en diferentes puntos de la Heliósfera. Dichas diferencias dependen de toda actividad solar que modifique el viento solar. Dentro de las actividades solares que tienen una incidencia muy marcada en el flujo de RC es la rotación solar. Esta rotación, con periodicidad de ~ 27 días, esta asociada a las emisiones de plasma desde la corona solar, cuyo efecto es una modulación periódica del flujo de RC; tal y como se puede observar en la figura 1.8 [78, 44, 95].

Diferentes experimentos (realizados por satélites en órbita y globos aerostáticos) muestran que los mínimos y máximos solares producen cambios en el flujo medido de RC. En particular, el experimento CAPRICE realizó mediciones de protones y núcleos de Helio -presentes en el flujo de RC- en dos épocas solares: 1994, alta actividad solar (CAPRICE94) y 1998, baja actividad solar (CAPRICE98). El resultado de estas mediciones se presenta en la figura 1.9, donde se observa la modificación del flujo de protones y Helios respecto de la época en que se realizó la medición.

Otros fenómenos solares que modifican el flujo de RC, y que es el tipo de modulación de interés para este trabajo, son las CME y sus eventuales ICME. Estos fenómenos solares transitorios modifican el flujo de RC que llegan a la atmósfera terrestre y provocan importantes decrecimientos en la intensidad de la radiación que se mide en el suelo. Decrecimientos que ya hemos definido como decrecimientos Forbush y que en adelante denotaremos como FD (por sus siglas en inglés). Los FD pueden llegar a alcanzar decrecimientos del orden del 20% y sus registros se realizan a través de tecnologías que miden, o monitorean, el flujo de neutrones que llegan al nivel del suelo. Estos instrumentos se conocen como *Neutron Monitor* (NM). Los neutrones medidos por los NM se originan en la interacción de los RC con los elementos y moléculas presentes en la atmósfera terrestre. Los detalles de estas interacciones se presentan en el capítulo 4.

Los FD fueron reportados por primera vez en 1937 por Scott E. Forbush [38]. Para el año de 1954, y luego de estudiar los decrecimientos en la intensidad de neutrones a nivel del suelo para el periodo de tiempo entre 1937 y 1952, Scott E. Forbush encontró una correlación entre el flujo de RC y perturbaciones en el campo Geomagnético. Perturbaciones que son causadas por la interacción de este campo con el paso de una ICME. Estos estudios le permitieron a Forbush concluir que:

“... los cambios globales en la intensidad de rayos cósmicos resultan de la alteración de las trayectorias de las partículas en el campo externo, superpuesto con el de la Tierra durante perturbaciones magnéticas” [39].

Los eventos FD se clasifican en dos tipos de acuerdo a su duración:

- **FD recurrentes:** son eventos que se observan a lo largo de las rotaciones solares.
- **FD no-recurrentes:** este tipo de decrecimientos están asociados a eventos solares transitorios como el paso de una ICME por el campo Geomagnético, y tienen duración de algunos días, [25, 16].

Los FD no-recurrentes son los fenómenos de interés en este trabajo, y su estudio y relación con RC a nivel del suelo se presenta en los capítulos 2 y 4. Por esta misma razón, a partir de este punto el término FD, dentro de este escrito, hará referencia a los FD de tipo no-recurrentes.

La modulación de RC asociada a eventos FD se puede entender a partir de la interacción de una ICME con el campo Geomagnético. Como se mencionó en la sección 1.4.2, el avance de una ICME sobre el fondo de viento solar genera un frente de choque con la aparición de campos magnéticos. Cerca de la tercera parte de las ICME registradas presentan campos magnéticos muy intensos, por lo que en la literatura se les denomina nubes magnéticas. Estas nubes magnéticas, y su interacción con el viento solar son los principales responsables de la modulación de RC que ingresan a la Tierra con energías del orden de GeV, debido a que alteran la dirección de propagación de estos RC, lo que se evidencia como un cambio en el flujo de RC registrado a nivel del suelo. Estos registros se realizan principalmente con detectores de neutrones y presentan diferentes formas o perfiles. Los perfiles mejor conocidos, o “clásicos”, se denominan perfiles de dos-pasos, [25]. La figura 1.10 muestra uno de estos perfiles, donde el primer paso está asociado a la llegada del frente de choque de la ICME al campo Geomagnético, mientras el segundo paso se corresponde con los RC que están atrapados al interior de la ICME. Para conocer más sobre las diferentes estructuras registradas para eventos FD ver [59], y las referencias allí citadas. En la figura 1.11 se presenta un modelo, o representación gráfica de un FD de dos-pasos.

Es importante resaltar que estos FD de dos-pasos no aparecen en la mayoría de los FD que se han registrado, ver [59]. Este hecho pone de manifiesto que los FD son más complejos de lo que se piensa y que se requieren más datos y estudios para comprender cómo la interacción entre: ICME, viento solar y campo Geomagnético, afecta la propagación de RC con dirección a la Tierra. En este contexto, nuevos experimentos, con nuevas tecnologías, están surgiendo como herramientas importantes para estudiar y aportar nueva información al entendimiento de la naturaleza de estos FD. En particular, el registro de partículas cargadas a nivel del suelo, empleando detectores Cherenkov de agua, ha empezado a contribuir a este tipo de estudios, como lo mostró en 2011 la Colaboración Pierre Auger al registrar un FD de dos-pasos usando este tipo de tecnología [12]. La figura 1.12 presenta el FD registrado por esta Colaboración donde se observa claramente la estructura de dos-pasos que registran los tradicionales monitores de neutrones (NM, por sus siglas en inglés).

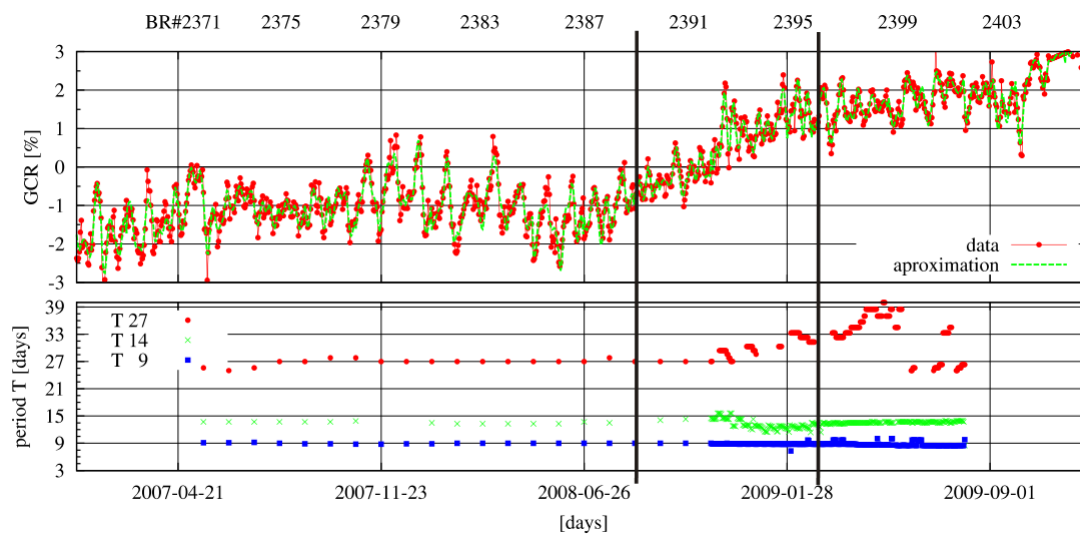


Figura 1.8: Panel superior: evolución diaria de la intensidad de rayos cósmicos en el mínimo solar 23/24, medido por el monitor de neutrones Kiel (puntos rojos conectados por líneas sólidas), la línea verde representa la aproximación para la suma de: primer armónico (27 días); segundo armónico (14 días); y tercer armónico (9 días). Estos armónicos están relacionados con actividad a diferentes longitudes [6]. Panel inferior: periodos de variación de rayos cósmicos conectados a rotación solar. Primer armónico ($T \approx 27$ días, puntos rojos); segundo armónico ($T \approx 14$ días, cruces verdes); tercer armónico ($T \approx 9$ días, cuadros azules). Las líneas verticales designan los límites para el periodo I (BR 2367 - 2388), periodo II (BR 2389 - 2395), y periodo III (BR 2396 - 2406). Figura modificada y tomada de [78].

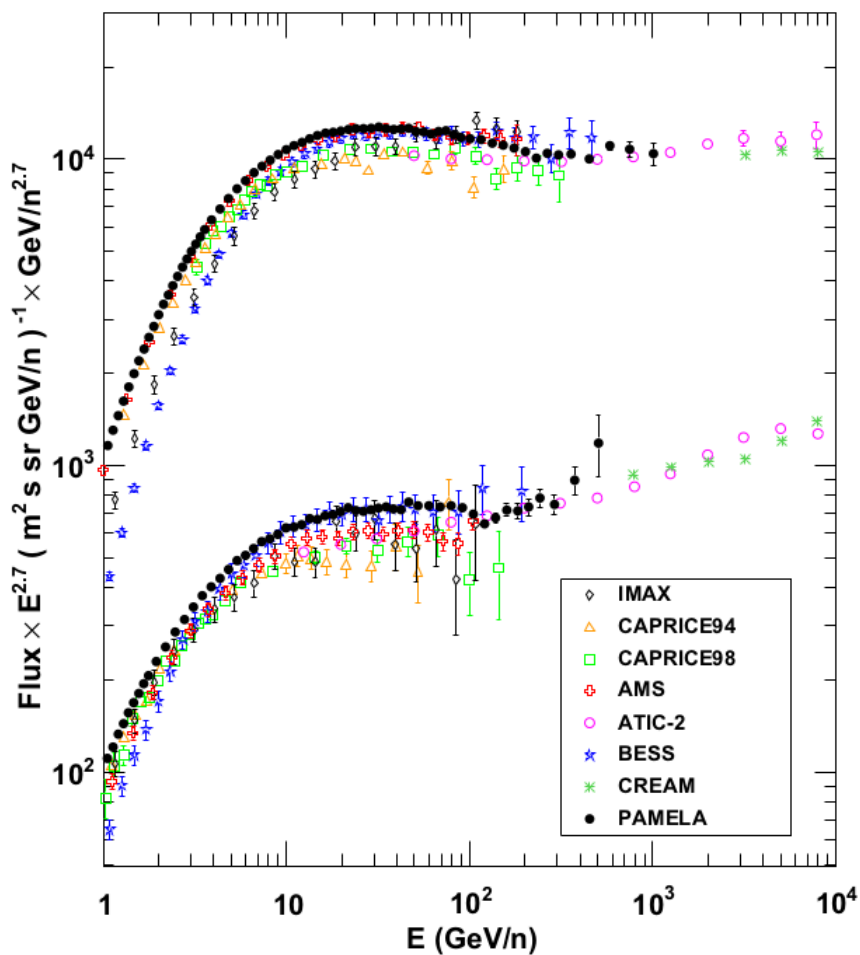


Figura 1.9: Mediciones del flujo protones (arriba) y núcleos de Helio (abajo) con energías entre 1 y 10^4 GeV por núcleo. Estos resultados corresponden a mediciones realizadas con Globos aerostáticos: CAPRICE94, IMAX, CAPRICE98, BESS, ATIC-2, CREAM; y tipo espaciales: AMS-01, PAMELA. Figura tomada de [23].

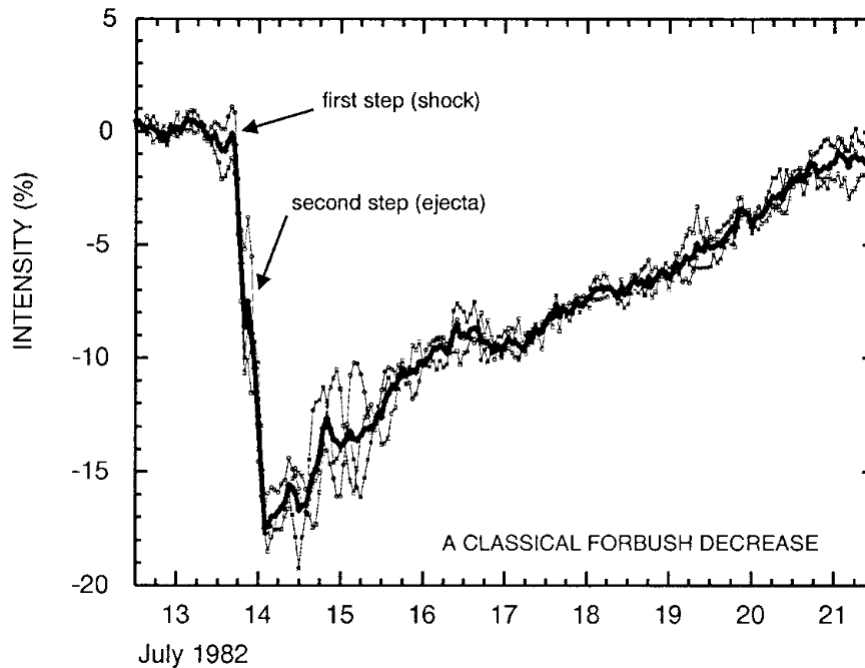


Figura 1.10: Decrecimiento porcentual del conteo de Neutrones durante un evento FD, registrado en Julio de 1982. Este decrecimiento corresponde al conteo de neutrones, para tres estaciones de monitoreo de neutrones: Deep River, Mt. Wellington, y Kerguelen. La línea negra sólida indica el promedio de la tasa de conteos. Se indican las dos estructuras que componen un evento FD de dos-pasos típico: el primero (first step), corresponde a los RC que son atrapados detrás de la onda de choque (shock); el segundo (second step), corresponde a los RC que son capturados en el interior de la ICME (ejecta). Figura tomada de [25]; para más detalles ver esta misma referencia.

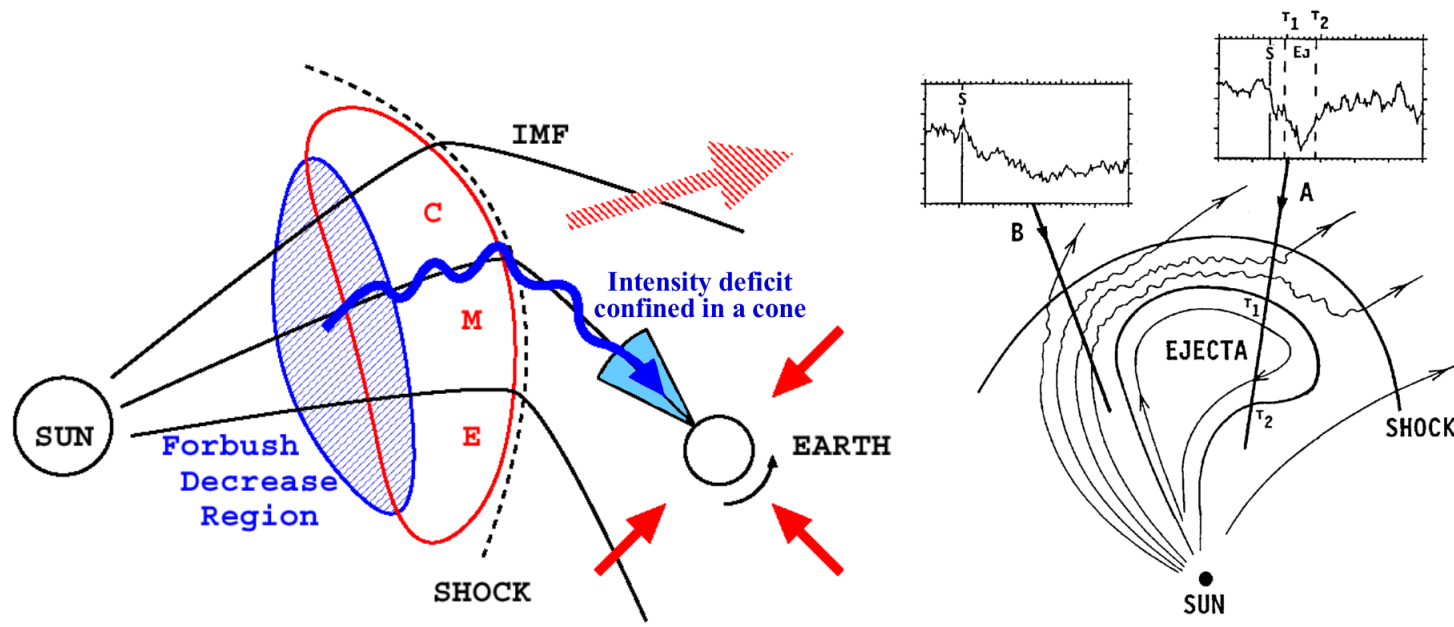


Figura 1.11: Izquierda: en azul y rojo se representa la CME, la cual eventualmente se convierte en ICME, que originaría un evento FD. Las líneas punteadas corresponden al frente de choque formado por la interacción de la CME con el viento solar, y su campo magnético asociado o interplanetario (IMF, por sus siglas en inglés). Las líneas rojas que apuntan a la Tierra representan el flujo de RC casi-isótropo que llega a la atmósfera terrestre, mientras la flecha en azul representa el déficit de flujo de RC causado por la interacción entre los campos magnéticos de la ICME y el flujo de RC con dirección de llegada a la Tierra. Figura tomada de [11]. Derecha: estructura de una ICME y su onda de choque asociada. Arriba, el viento solar es atrapado alrededor de la ICME, termalizado y comprimido en el frente. Teniendo que parte del flujo de RC ingresará a estas ICME, la figura indica dos posibles caminos a seguir por los RC a través de estas ICME, A y B. Cada uno de éstos producirá un resultado diferente para el perfil de flujo de RC. El momento en que los RC pasan por la onda de choque es indicado por la línea vertical S, mientras T1 y T2, corresponden a los tiempos inicial y final que implicaría pasar por la ICME. En este sentido, los FD de dos-pasos corresponderían a aquellos eventos en los que los RC ingresan a la ICME por el camino A.

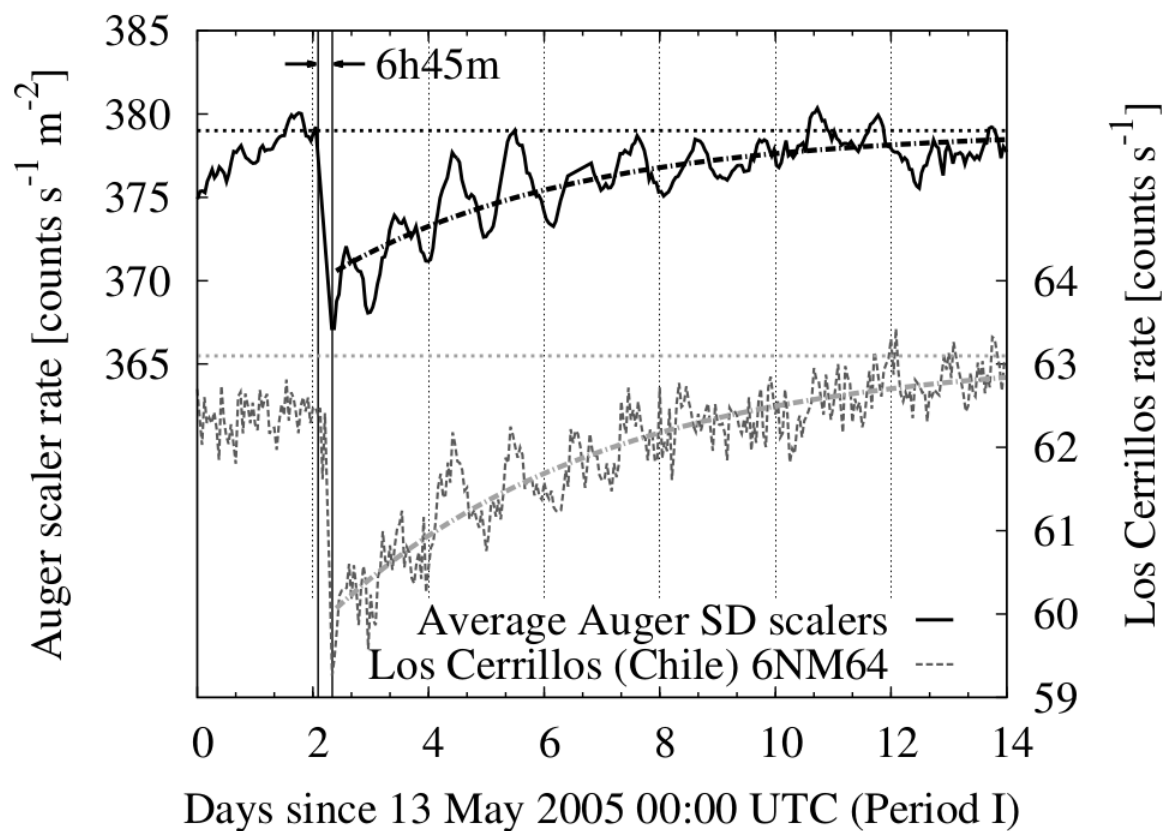


Figura 1.12: Evento FD registrado en mayo de 2005 por el observatorio Pierre Auger y el monitor de neutrones de Los Cerrillos (Chile). Figura tomada de [12].

1.4.4. Espectro de rayos cósmicos en la Heliósfera

En las secciones anteriores se hizo énfasis en que los fenómenos solares afectan a los RC con energías del orden de GeV. A continuación se presenta los resultados del proyecto EPACT (por sus siglas en inglés The Energetic Particles: Acceleration, Composition and Transport) que en 1995 midió el flujo de RC con energías en el rango de 10^{-4} hasta 10^4 MeV/núcleo usando ocho tipos diferentes de detectores ⁷ en inmediaciones de la Tierra. La distribución de energía obtenida de estas observaciones se presenta en la figura 1.13, donde se observa, como un caso particular, la distribución de abundancias para núcleos de Oxígeno; sin embargo, esta distribución tendrá un comportamiento cualitativo similar para otras especies de partículas, como protones.

De los resultados de EPACT se observa que para energías en el rango de 10^{-2} MeV/nucleón y 10^{-3} MeV/nucleón, dominan las partículas térmicas del viento solar, que son consideradas como partículas solares, las cuales presentan una distribución tipo Maxwellina, con algunas estructuras de colas a alta energía; donde el segundo momento de esta distribución corresponde a la temperatura del viento solar. El rango entre 10^{-1} MeV/nucleón y 1 MeV/nucleón, corresponde a partículas que se encuentran en el viento solar y son aceleradas por el frente de choque de las CME. Estas partículas constituyen los RC de menor energía en la Heliósfera. En el rango entre 1 y 10 MeV/nucleon, se tiene partículas que son aceleradas por diferentes fenómenos solares, es decir, provienen de la corona solar -cerca de la superficie del Sol-, que a través de procesos de re-conexión magnética, o interacciones cerca del Sol, aceleran y expulsan partículas cargadas con velocidades relativistas hacia el medio interplanetario. Estas partículas tardan un tiempo mayor que los fotones en llegar a inmediaciones del campo magnético Terrestre, debido a su interacción con los campos magnéticos de las espirales de Parker. En la siguiente década de energía se ubican los rayos cósmicos anómalos. Para energías superiores a 10^2 MeV/nucleon, se encuentran los RC de origen galáctico [111].

Todas las partículas presentes en la Heliósfera van a transportarse a través del campo interplanetario hacia el interior del Sistema solar, proceso que puede modelarse con la ecuación de transporte de Parker, (ver ecuación 1.7).

⁷<http://epact2.gsfc.nasa.gov/don/epact.htm>

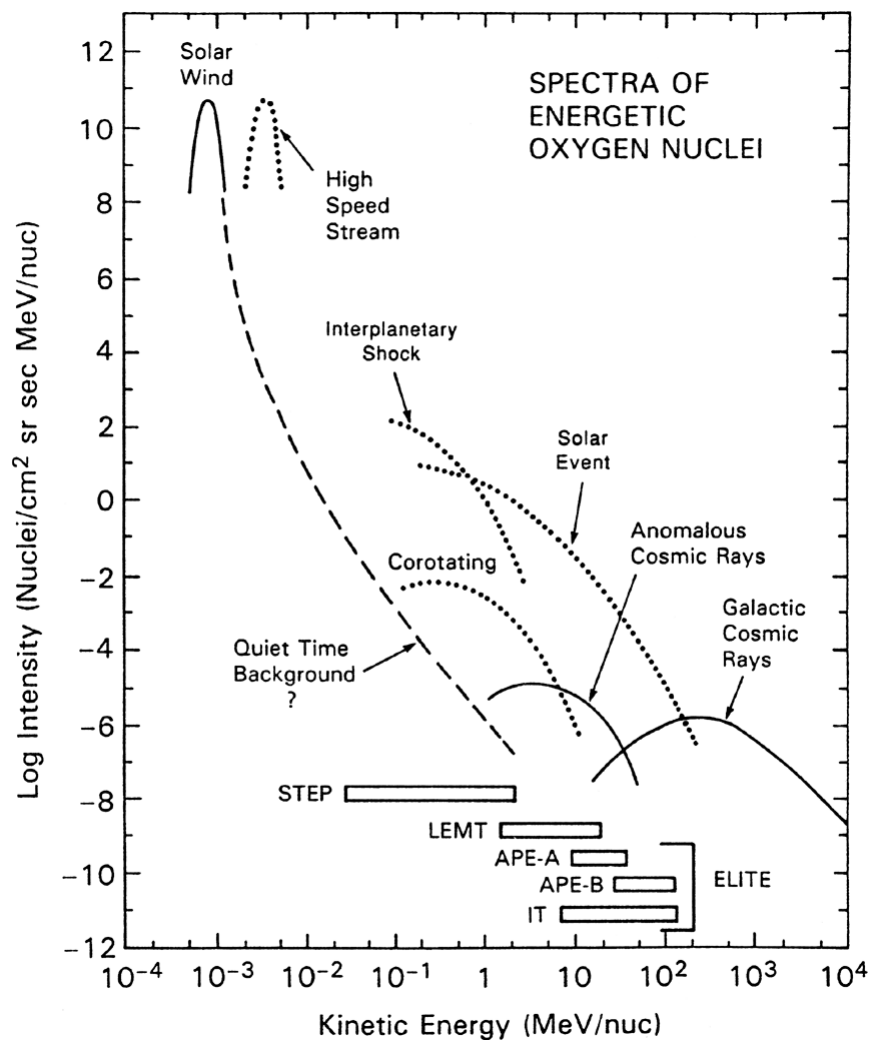


Figura 1.13: Espectro energético de núcleos de Oxígeno medidos por el proyecto EPACT. Cada rango de energía fue medido con un determinado detector vinculado a este proyecto: STEP, LEMT, APE-A, APE-B, IT, ELITE. Para más detalle de los instrumentos ver en <http://epact2.gsfc.nasa.gov/don/epact.htm>. Figura tomada de [111]. Para más detalles ver esta misma referencia y las allí citadas.

1.5. Rayos cósmicos y la atmósfera terrestre

1.5.1. Lluvias atmosféricas extensas

Las lluvias atmosféricas extensas (EAS, por sus siglas en inglés) es el resultado entre la interacción de los RC que llegan al borde superior de la atmósfera terrestre con las moléculas⁸ presentes en ésta. En particular, a los RC que llegan al borde superior de la atmósfera se les denomina como RC primarios. A medida que los RC primarios se propagan entre la atmósfera terrestre, en dirección a la superficie, dan origen a nuevas partículas que se denominan *secundarios*. Así el número de secundarios y la extensión de la EAS dependerá de la altura sobre el nivel del mar. La figura 1.14 ilustra esta dependencia, que presenta un valor máximo de secundarios producidos para una cierta altura, a partir de la cual este número empieza a decrecer debido a la absorción de los secundarios por parte de la atmósfera. El número de secundarios que se producen depende de dos factores principales: la energía del primario, a mayor energía del primario mayor número de secundarios producidos; y la cantidad de atmósfera, o materia, atravesada, que afecta no solo el número de secundarios producidos -mayor atmósfera mayor número de secundarios- sino además la altura a la cual la cascada alcanza su máximo desarrollo. Para caracterizar la cantidad de atmósfera atravesada por una EAS, se define el término profundidad atmosférica, $X(l)$ como la cantidad de aire que atraviesa un RC desde el infinito hasta la posición l :

$$X(l) = \int_l^{\infty} \rho(l') dl', \quad (1.8)$$

donde $\rho(l)$ corresponde a la densidad del aire en la posición l . En este sentido, para establecer como es el desarrollo de una EAS es fundamental conocer la función de densidad del aire, $\rho(l)$, que depende de la altura sobre el nivel del mar h . En este trabajo se utilizó un modelo de atmósfera por capas, donde en cada capa, el cambio en la densidad de la atmósfera se comporta de forma exponencial [71]. El valor de ρ lo determinamos a partir de la ecuación barométrica:

$$\rho(h) = \rho(h_0) \left(\frac{T(h_0)}{T(h)} \right) \exp \left(- \int_{h_0}^h \frac{M g(h)}{R T(h)} dh \right) \quad (1.9)$$

donde $T(h)$ representa la temperatura a la altura h , R la constante universal de los gases, M la masa molar del aire seco ($M = 0,02896 \text{ kg mol}^{-1}$), $g(h)$ la aceleración debida a la gravedad a la altura h , y h_0 un nivel de referencia. Aquí es importante establecer la relación entre la posición l y la altura sobre el nivel del mar h . Para esto, en primera aproximación, despreciando la curvatura de la Tierra, entonces h se relaciona con l a través de la expresión:

$$h \simeq l \cos \theta \quad (1.10)$$

donde θ es el ángulo medido respecto de la vertical. Esta relación se ilustra en la figura 1.15

⁸Principalmente N_2 , O_2 y Ar

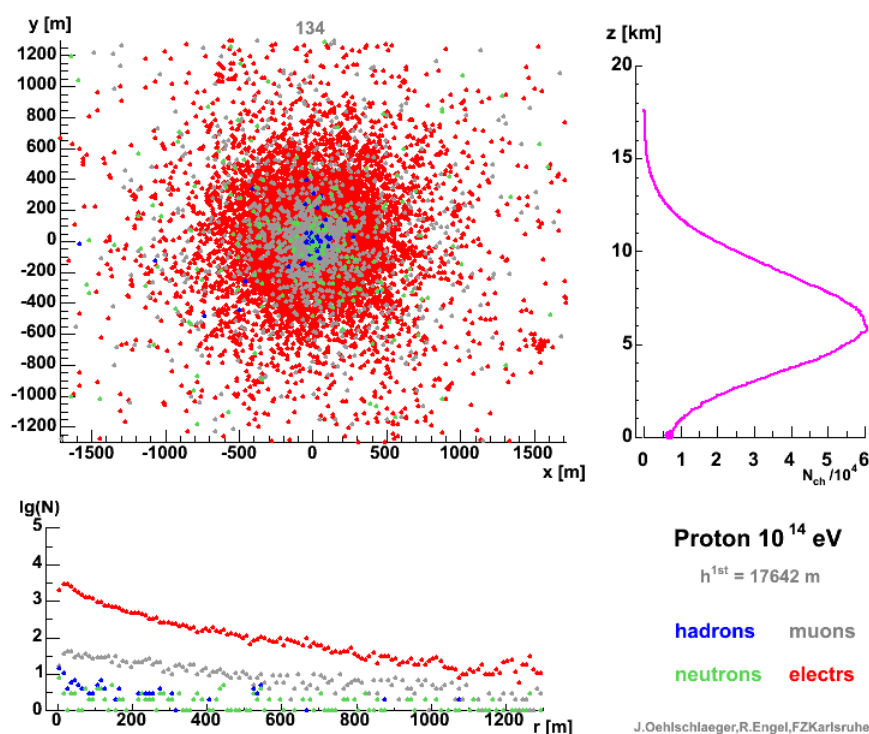


Figura 1.14: Simulación del desarrollo de una EAS -como función de la altura sobre el nivel del mar- producida por un protón de 10^{14} eV. Arriba a la izquierda se observa la distribución de secundarios a nivel del suelo (plano xy). Arriba a la derecha se presenta el número de secundarios como función de la altura sobre el nivel mar, donde se puede apreciar como este número crece hasta una cierta altura, a partir de la cual empieza a decrecer. Abajo a la izquierda el número de secundarios como función de la distancia al centro de la cascada. Figura tomada de <https://web.ipk.kit.edu/corsika>

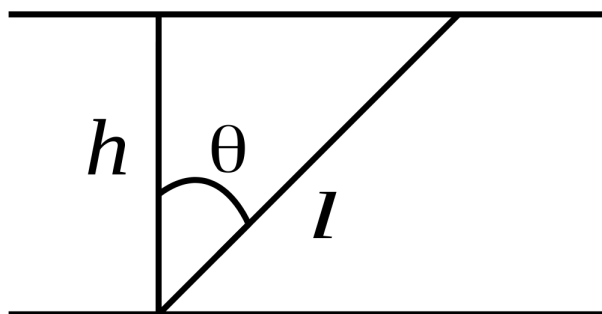


Figura 1.15: Relación entre posición l ($X(l)$) y la altura sobre el nivel del mar h , para el caso de una atmósfera plana.

La corrección debida a la curvatura de la Tierra es importante para ángulos cenitales superiores a 70° . En 1931 Chapman S. publicó un trabajo donde realizó el análisis completo de X como función del ángulo cenital θ , medido respecto de la vertical [27]. Esta relación se conoce como función de Chapman y predice el factor por el que se debe multiplicar $X(\theta)$. De acuerdo a esto, si el ángulo cenital tiende a $\pi/2$, $X(\theta)$ debe multiplicarse por un factor 40, que se traduce en que un RC que ingresa en esta dirección debe atravesar 40 veces más aire que uno que lo hace por el cenit. En este sentido $X(\theta)$ puede expresarse en términos de h y de la presión atmosférica $P(h)$ como:

$$\begin{aligned} X(h) &= \int_h^\infty \rho(l) dl \\ &= \frac{g(h)}{g(h)} \int_h^\infty \rho(l) dl \\ &= \frac{P(h)}{g(h)}, \end{aligned}$$

de donde se desprende, por ejemplo, que la profundidad atmosférica vertical a nivel del mar es

$$X(h=0) = \frac{101325 \text{ Pa}}{9,81 \text{ m s}^{-2}} = 10332 \text{ kg m}^{-2} = 1033 \text{ g cm}^{-2},$$

La figura 1.16 presenta la relación entre profundidad atmosférica y el ángulo cenital. En general, la primera interacción de un RC ocurre entre la estratósfera y la tropósfera, es decir, entre 10 y 40 km sobre el nivel del mar. Este punto de primera interacción corresponde a una profundidad atmosférica que se denominada X_0 , y que depende de la sección eficaz de interacción del respectivo RC. Las partículas producidas a partir de X_0 generan a su vez nuevas partículas, bien sea por mecanismos de decaimiento o por la interacción con los elementos presentes en el aire. Estos secundarios pierden energía como función de su avance hacia la superficie terrestre, lo que implica que a medida que la lluvia se va desarrollando, el número N de secundarios se incrementa, pero la energía de estos es cada vez menor. Debido a que los procesos de decaimiento e interacción (en términos de las respectivas secciones eficaces) requieren energías umbrales, la cascada tendrá un número máximo de secundarios, $N_{\text{máx}}$, a partir del cual los secundarios empezarán a ser absorbidos por la atmósfera terrestre. Entonces, el número de secundarios crece de forma exponencial a partir de X_0 , hasta llegar a un valor $N_{\text{máx}}$, a partir del cual empezará a disminuir. A manera de ejemplo, una lluvia generada por un protón con energía $E_p = 10^{17}$ eV alcanza un $N_{\text{máx}} \simeq 3 \times 10^{11}$ de secundarios, con un X de 750 g cm^{-2} , a una altura $h \simeq 2,2$ km sobre el nivel del mar [43]. El avance de los secundarios en la lluvia, sigue un cono con un ángulo de apertura pequeño, medido éste respecto de la dirección original del RC primario, que se desplaza con velocidades relativistas ($\beta \lesssim 1$). Esta característica de las lluvias es debida la conservación del momento en las colisiones, donde la componente transversal es pequeña, debido a que la

energía de los núcleos presentes en la atmósfera es mucho menor que la energía del RC primario. En virtud de lo anterior, el eje de la lluvia presenta dos ángulos directores, cenital, que es el ángulo formado por el eje de la cascada con la vertical; y acimutal, que es el ángulo formado por la proyección del eje sobre el suelo y el punto cardinal Este, en el sentido de las manecillas del reloj. De esta forma, el desarrollo de la cascada se da en la dirección del eje de la misma, y el punto de intersección entre este eje y el suelo se le conoce como posición de impacto o posición del *core*. La figura 1.17 presenta la estructura de una EAS, y como la lluvia se ramifica en tres componentes principales:

- Electromagnética: formada por electrones, positrones y fotones. Estos últimos decaen posteriormente en un par e^-e^+ y representa cerca del 99% del total de partículas producidas en la lluvia. Lo anterior debido a que en las interacciones hadrónicas la tercera parte de la energía involucrada va a la producción de pares e^-e^+ , lo que implica que la componente electromagnética contenga del orden del 90% de la energía total del primario.
- Muónica: Compuesta por muones de alta energía, producidos a partir del decaimiento de piones y kaones cargados.
- Hadrónica: Formada por todas las partículas tipo hadrones, que siguen interacciones descritas por la Cromodinámica Cuántica y conforman el núcleo de la lluvia.

El desarrollo de una EAS depende fuertemente del tipo y energía del primario que la origina. Por ejemplo, una lluvia iniciada por un fotón estará dominada por e^-e^+ , debido a que las interacciones dominantes son de tipo electromagnéticas; mientras una lluvia generada por un protón, las interacciones dominantes en el núcleo de la lluvia son de tipo hadrónicas. La figura 1.18 muestra la simulación de la evolución longitudinal y lateral de tres lluvias iniciadas por un fotón, un protón y un núcleo de hierro verticales ($\theta = 0^\circ$) con $E_p = 5 \times 10^{14}$ eV, respectivamente.

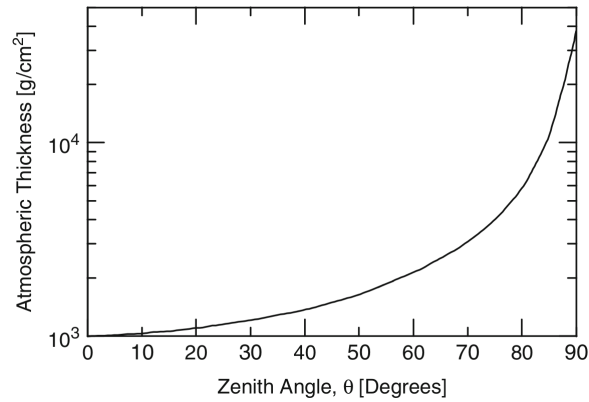


Figura 1.16: Relación entre profundidad atmosférica y ángulo cenital. Figura tomada de [45].

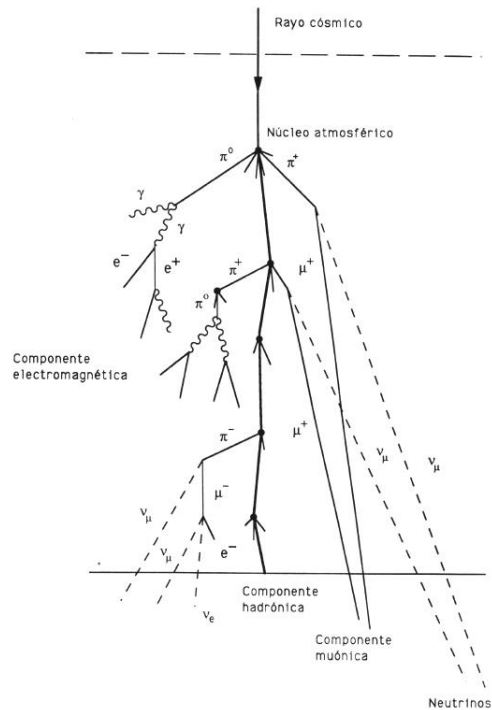


Figura 1.17: Esquema de la estructura general de una EAS generada por un RC tipo hadrón. Se observan tres componentes, que se pueden registrar con Detectores Cherenkov en Agua, para este tipo de EAS: electromagnética, hadrónica y muónica. Figura tomada de [10].

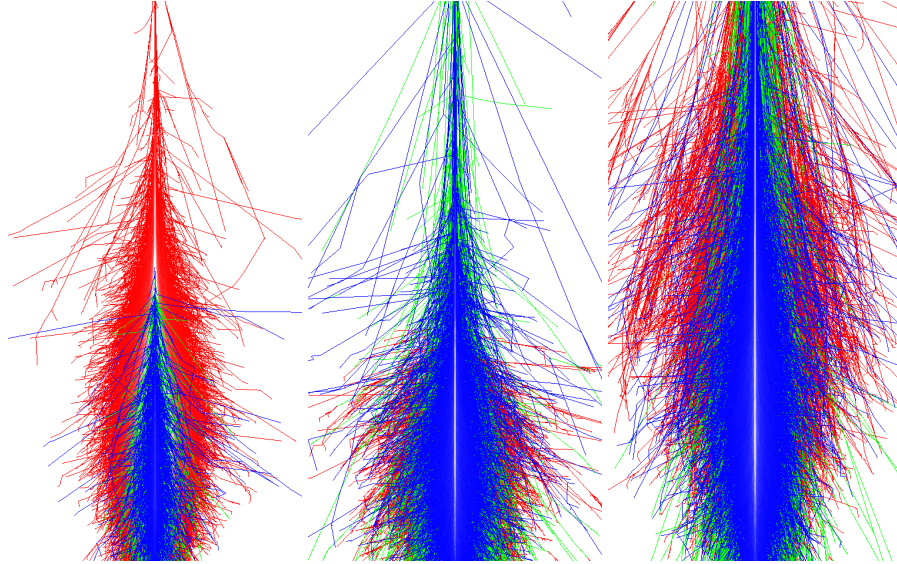
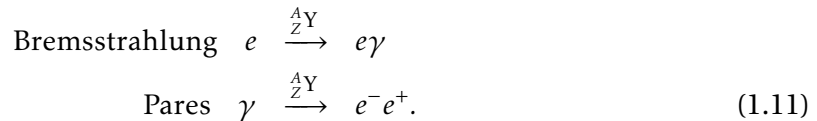


Figura 1.18: Desarrollo longitudinal y lateral de tres lluvias atmosféricas extendidas iniciadas por un fotón (izquierda), un protón (centro) y un hierro (derecha), todos verticales y con $E_p = 5 \times 10^{14}$ eV. Los diferentes colores identifican las tres cascadas principales: electromagnética (rojo), muónica (verde) y hadrónica (azul). Mientras que la componente EM domina la lluvia iniciada por un fotón, la componente hadrónica empieza a tomar importancia con el desarrollo de la cascada. Figura tomada de [52].

1.5.2. Lluvias originadas por electrones o fotones

La interacción de electrones de alta energía ($E_p \gtrsim 3 \times 10^{19}$ eV) con el campo geomagnético produce pares e^-e^+ y radiación de frenado [36]. Este fenómeno se conoce como *pre-showering*, y tiene lugar a alturas del orden de miles de kilómetros. El resultado de estas interacciones son lluvias con relativamente pocos electrones, y un número de fotones del orden de 100 [104].

La evolución de las lluvias iniciadas por una partícula electromagnética está basada en procesos electromagnéticos: interacción *Bremsstrahlung* y creación de pares. En este sentido, un núcleo presente en la atmósfera con carga Z y número atómico A (A_ZY), presenta alguna de las siguientes reacciones:



Estos procesos se encuentran acoplados debido a que suceden solo para fotones con energía suficiente para producir pares; que a su vez generan radiación por frenado. La formación

de cascadas electromagnéticas es causada principalmente por este acoplamiento. En 1934 Bethe y Heitler obtuvieron por primera vez las expresiones probabilísticas que describen estos procesos [21], logrando una buena correlación con las observaciones de producción de pares a partir de fotones con energías entre $3 < E_\gamma / (m_e c^2) \lesssim 10$. Sin embargo, este modelo presenta fallas en las predicciones para fotones más energéticos [21]. Años más tarde, Landau y Pomeranchuk [69, 68, 67], entendieron que las fallas en el modelo de Bethe-Heitler se debían a que la mayoría de los electrones y fotones eran emitidos en la dirección longitudinal del desarrollo de la lluvia, es decir, si un fotón originado en el frenado es emitido con energía E_γ , las múltiples colisiones 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 [69, 67]; estimando que el proceso se vuelve dominante a energías $E \gg 10^{13}$ eV [68, 67].

Posteriormente, Migdal resolvió este problema en forma analítica para un caso general [77], deduciendo las ecuaciones de probabilidad de emisión de radiación de frenado y creación de pares en cualquier medio material para cualquier energía del fotón o del electrón.

Las ecuaciones obtenidas por Migdal reproducen las predicciones del modelo de Bethe-Heitler a bajas energías y de Landau-Pomeranchuk a altas energías. Por esta razón a este efecto se lo conoce como efecto Landau-Pomeranchuk-Migdal (LPM).

Las pérdidas de energía como función de X , se pueden caracterizar de acuerdo a lo encontrado por Nakamura y colaboradores [80], donde se define el término X_{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; y para el caso de fotones cuando éstos hayan recorrido $\sim 7/9$ del camino libre medio de producción de pares [100]. Este término sirve como parámetro de escala para considerar el desarrollo de la lluvia electromagnética. La expresión general para X_{EM} en el caso de leptones cargados de alta energía (que atraviesan un medio material) puede encontrarse en [106, 107]; cuyos valores pueden ajustarse por la siguiente expresión (que depende sólo de los valores de A y Z del medio):

$$X_{EM} = 716,4 \frac{A}{Z(Z+1) \ln\left(\frac{287}{\sqrt{Z}}\right)} \text{ g cm}^{-2}. \quad (1.12)$$

Empleando los promedios pesados por la composición del aire para A y Z del aire, $A = 14,5$ y $Z = 7,3$, se obtiene

$$X_{EM} = 37,1 \text{ g cm}^{-2}.$$

A medida que los electrones pierden energía, las pérdidas por ionización comienzan a ser importante frente a la producción de fotones por frenado. Esto implica que al alcanzarse una energía mínima pueda considerarse que todas las pérdidas son por ionización y la producción de nuevos fotones se detiene. Siguiendo la definición de Rossi [97], la energía crítica E_c^{EM} corresponde a la energía para 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 una forma funcional del tipo

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

donde a , b y α son parámetros que se ajustan experimentalmente. De acuerdo a esto, y empleando los valores de a , b y α presentados en [80], se tiene que

$$E_c^{\text{EM}} \simeq \frac{710 \text{ MeV}}{Z + 0,92} = 86 \text{ MeV}. \quad (1.13)$$

En la bibliografía 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 [17] (ver tablas actualizadas en [84]) y en este caso puede aproximarse por

$$E'_c \simeq \frac{800 \text{ MeV}}{Z + 1,2} = 94 \text{ MeV}.$$

En general E'_c es mayor a E_c^{EM} y sólo coinciden al aproximar las pérdidas por frenado como $\approx E/X_{\text{EM}}$.

Existe un modelo muy simplificado del desarrollo de la lluvia debido a Heitler [50] que reproduce las principales características de una cascada electromagnética. Este modelo consiste en considerar a la lluvia como un árbol binario, es decir, luego de recorrida una cierta distancia característica λ_{EM} , cada partícula de la lluvia interactúa y produce dos nuevas partículas, con la mitad de la energía que tenía la partícula original. De esta forma el número de partículas crece exponencialmente como $N \sim 2^n$, $N(X) = 2^{X/\lambda_{\text{EM}}}$, donde n es el número de interacciones. Por otra parte, la energía media decrece de la misma forma, $E \sim E_p/2^n$. Este proceso se detiene cuando la energía media iguala a la energía crítica E_c^{EM} , lo cual ocurre a una profundidad atmosférica

$$N_{\text{máx}} = \frac{E_0}{E_c^{\text{EM}}} \rightarrow \frac{E_0}{E_c^{\text{EM}}} = 2^{X_{\text{máx}}^{\text{EM}}/\lambda_{\text{EM}}}$$

$$X_{\text{máx}}^{\text{EM}} \sim \log_2 \left(\frac{E_0}{E_c^{\text{EM}}} \right).$$

Este modelo reproduce dos de las principales características de las EAS: el número de partículas en el máximo es proporcional a la energía E_p , y la profundidad atmosférica a la cual el máximo ocurre varía en forma logarítmica con la energía del primario, aumentando $\sim 80 \text{ g cm}^2$ por década de energía E_p .

La transferencia de impulso en la dirección transversal a la dirección de movimiento es pequeña, pero no despreciable (ver figura 1.18). Así como en el caso longitudinal, esta misma puede ser caracterizada mediante una escala específica, llamada radio de Molière [82].

1.5.3. Lluvias originadas por un hadrón

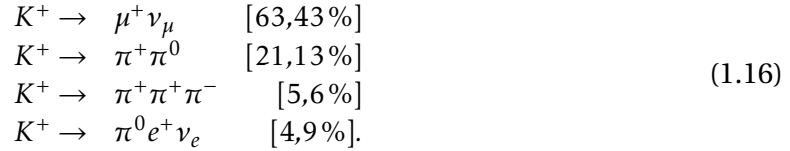
La baja densidad de elementos en grandes altitudes sobre el nivel del mar implica que los RC tipo hadrones, que originan piones y neutrones, tengan una mayor probabilidad de decaer que de interactuar. La producción de fotones y electrones, a partir de piones neutros y de acuerdo a las reacciones [80]:



contribuye a la componente electromagnética de la lluvia. Por otra parte, los piones cargados decaen en muones que originan la componente muónica, de acuerdo a las reacciones:



Estas reacciones aplican de igual forma para sus conjugadas de carga. Otras reacciones que contribuyen a la componente muónica de la lluvia corresponden a los Mesones extraños, principalmente a kaones (K). Los K decaen vía la reacción:



Reacciones que aplican para sus conjugadas de carga, excepto la última reacción, que desencadena una lluvia que aporta a la componente electromagnética. Finalmente, los mesones encantados decaen en kaones antes de interactuar con los elementos de la atmósfera, debido a su corto tiempo de vida media. Este tipo de decaimiento produce muones de alta energía que forman una fracción pequeña de la lluvia pero de muy alta energía. Esta fracción recibe el nombre de componente *prompt* [14, 31, 110].

La facilidad de detección de los muones y su largo tiempo de vida, comparado con el de otras partículas, conllevan a que sea relativamente fácil determinar información del RC primario que genera este tipo de lluvias. En este sentido las altas energías para los muones que se producen en altas alturas, a nivel de las primeras interacciones, hace que sus efectos a nivel radiativo sean importantes. Estos efectos se caracterizan por pequeñas secciones eficaces y grandes fluctuaciones a nivel energético en los secundarios que producen. Esto genera la aparición de sub-lluvias electromagnéticas, a través de la producción de pares, y de acuerdo a la reacción:



o con sub-lluvias tipo hadrónicas vía:



El modelo de Glasmacher-Matthews [75, 76] describe estas interacciones basado en el modelo de Heitler, en el que las interacciones se modelan en forma de árbol y no binaria. De acuerdo a este modelo, los Hadrones que se producen a partir de la primera interacción, primario-elemento de la atmósfera, siguen interactuando a lo largo de su trayectoria hacia la superficie terrestre, en capas atmosféricas de densidad constante y espesor ($\lambda_H \ln 2$). El valor de λ_H depende del tipo Hadrón que se considere; sin embargo, este se puede asumir constante para un rango amplio de energías, tomando valores entre 120 g cm^{-2} , para nucleones, y 160 y 180 g cm^{-2} para piones y kanones respectivamente [41]. De esta forma, las lluvias que se producen siguiendo las reacciones (1.16), producen N_{ch} hadrones secundarios cargados y $\frac{1}{2}N_{\text{ch}}$ de hadrones neutros, los cuales decaen casi instantáneamente [80] de acuerdo a (1.14). De esta forma se inicia una sub-lluvia electromagnética, con un $1/3$ de la energía disponible. La situación es diferente para los piones cargados, que siguen propagándose e interactuando con los $2/3$ de la energía restante, hasta que su energía es menor a la energía umbral (E_π), lo que aumenta la probabilidad de decaimiento de acuerdo a la reacción (1.15). El número de piones en este punto ($(N_{\text{ch}})^n$), y la energía media para la componente hadrónica de la lluvia se puede describir a través de la expresión:

$$\overline{E}_\pi = \frac{1}{(N_{\text{ch}})^n} \left(\frac{2}{3}\right)^n E_p = \frac{E_p}{\left(\frac{3}{2}N_{\text{ch}}\right)^n}, \quad (1.19)$$

asumiendo una multiplicidad para N_{ch} .

Partiendo que una fracción considerable de la energía es disipada por el canal electromagnético, el máximo de la lluvia que produce un primario tipo Hadrón, será aquel en el que la componente electromagnética logra su máximo desarrollo, y se inicia en el punto de decaimiento de los primeros piones neutros. Teniendo que la primera interacción genera del orden de $\frac{1}{2}N_{\text{ch}}\pi^0$, y que cada uno de estos secundarios decae en dos fotones, la lluvia electromagnética, de acuerdo a este modelo, se inicia con $N_\gamma = N_{\text{ch}}$, cada uno con energía $\simeq E_p/(3N_{\text{ch}})$.

Para el caso de una lluvia generada por un núcleo de masa A , es necesario tener en cuenta que la energía de ligadura por nucleón es despreciable comparada con las energías típicas de los primarios, por ejemplo $(E_p/A) \sim 2 \times 10^{12}(B/A)$ para un núcleo de hierro con $E_p = 1 \text{ EeV}$, donde (B/A) corresponde a la ligadura $(B/A) \lesssim 8,8 \text{ MeV}$. A este orden de energías, es válido considerar al RC primario como un agregado de A nucleones, cada uno de energía (E_p/A) . Este modelo es conocido con el nombre de superposición. De esta forma, las expresiones expuestas anteriormente se pueden extrapolar, al considerar que se producen A lluvias de protones con energía (E_p/A) , al mismo tiempo. De acuerdo a este modelo aproximado, un hierro de igual energía que un protón, alcanzará su punto máximo de desarrollo a $X_{\text{EM}} \ln 56 \sim 150 \text{ g cm}^{-2}$ antes. Sin embargo, modelos más detallados requieren tener en cuenta la dependencia con la energía a nivel de la multiplicidad, como del punto de primera interacción. Las gráficas de la posición de $X_{\text{máx}}$ como función de la energía, muestran

que el cambio para fotones es mayor que para los protones. La combinación de estos efectos hace que la diferencia entre el $X_{\text{máx}}$ de un protón y un hierro sea del orden de 110 g cm^{-2} , ver figura 1.19 y [22].

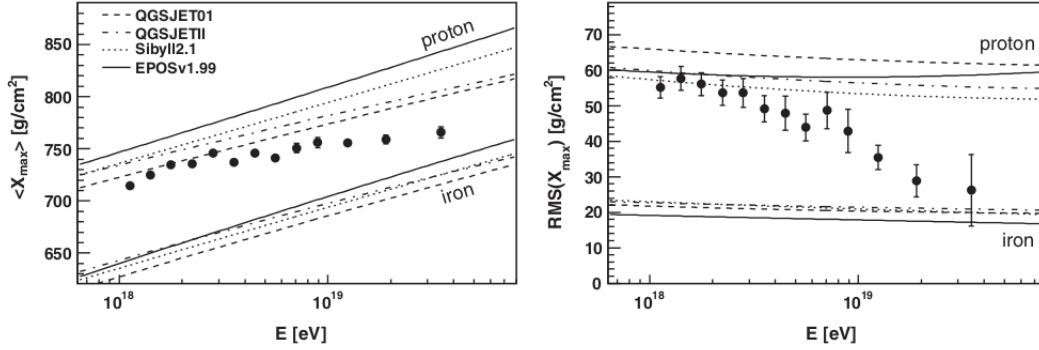


Figura 1.19: Evolución de los valores de $\langle X_{\text{máx}} \rangle$ y $\text{rms}(X_{\text{máx}})$ como función de la energía del primario. La interpretación de estos resultados utilizando simulaciones (líneas continuas) sugieren que de ser estas últimas correctas, se observa una transición de elementos livianos a elementos pesados en el rango de energías por debajo de los 59 EeV. Cada línea representa un modelo de interacciones hadrónicas a altas energías: sólida, EPOSv1.99 [94]; rayas, QGSJET-01 [60, 61]; puntos y rayas, QGSJET-II [89, 90, 91]; puntos finos, SYBILL2.1 [33, 34]. Reproducida de [1].

En el punto en que los piones decaen en muones, la componente Hadrónica sigue desarrollándose cerca del eje de la lluvia, mientras los muones, de acuerdo a la reacción (1.15), se producen con energías que pueden llegar a ser del orden de GeV, por debajo de la energía crítica de muones en el aire, donde las pérdidas de tipo radiativas son iguales a las causadas por ionización, del orden de 1 TeV en aire [80]:

$$E_c'^{\mu} = \frac{7980 \text{ GeV}}{(Z + 2,03)^{0,879}} \simeq 1,1 \text{ TeV en aire.}$$

Esto se traduce en que las pérdidas de energía por interacciones con la atmósfera terrestre serán muy pequeñas. Por otra parte, teniendo en cuenta que el poder de frenado a estas energías es $dE/dX \simeq 2 \rightarrow 4 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$ para $1 \leq (E_{\mu}/\text{GeV}) \leq 400$, ver [47], las pérdidas producidas por ionización son del orden de 2 GeV. En este sentido, un Muón de energía $E_{\mu} = 3 \text{ GeV}$ recorrerá en el vacío del orden de $\gamma\tau c \simeq 19 \text{ km}$ antes de decaer. No obstante, el impacto por las pérdidas por ionización, hace que este mismo Muón pueda recorrer sólo $\sim 9 \text{ km}$ en el aire, impidiendo considerar como despreciable la probabilidad de decaimiento de estos muones.

1.5.4. Espectro total de primarios en la atmósfera

El espectro total de primarios que llega a 112.8 km sobre Bucaramanga, se define como el espectro combinado de todos los núcleos atómicos que impactan sobre el límite superior atmosférico, sin tener en cuenta su masa o su carga, conteniendo todos los núcleos presentes en la naturaleza, cuya composición isotópica puede diferir de las observadas en la Tierra, donde las energías se miden en unidades de GeV por núcleo. Este espectro ha sido determinado por numerosas observaciones que van desde mediciones realizadas en globos [5], en satélites [2] e incluso en la estación espacial internacional [3]. El espectro total inicia con energías del orden de algunos GeV y se extiende hasta los cientos de TeV. El límite inferior queda determinado por la modulación solar del flujo y por el efecto del campo geomagnético (capítulo 2 y del blindaje impuesto por la atmósfera. El límite superior esta dominado por el bajo flujo de partículas con estas energías (capitulo 1). De acuerdo al espectro de RC, presentado en la figura 1.1, este se describe como una ley de potencias con la energía de la forma:

$$j(E) = j_0 E^\alpha, \quad (1.20)$$

que se ajusta al rango de energías de interés a través del índice espectral, α . Este índice se corresponde con la composición química de cada especie del espectro total. Para este trabajo se utilizó la compilación realizada por Wiebel-Sooth y Bierman [113], donde se ajusta el espectro (1.20) al conjunto de datos disponible para cada especie. Los resultados de este ajuste, con los respectivos valores de α y j_0 fueron extraídos de [44], se presentan en las columnas de la uno a la cinco de la tabla 1.1; esto para todos los núcleos estudiados ($^1\text{H}_1 \rightarrow ^{56}\text{Fe}_{26}$) en el rango del número atómico $1 \leq Z \leq 26$, correspondiente a un rango de números másicos $1 \leq A \leq 56$. El espectro diferencial de RC ($j(E)$) se define como:

$$j(E) \equiv \frac{dJ}{dE} = \frac{dN(E)}{dS d\Omega dt dE}.$$

Al integrar esta última expresión, en todo el espectro, se obtiene el flujo esperado de RC para un tiempo determinado. En este sentido, el número total de RC que se espera medir en un área S durante un determinado tiempo Δt , proveniente de un intervalo angular $\Delta\theta$ y $\Delta\phi$ y en un determinado rango de energía $\Delta E \equiv E_{\text{máx}} - E_{\text{mín}}$ será

$$N = \int_{\Delta E} \int_{\Delta\Omega} \int_{\Delta t} \int_S \left(\frac{dN(E)}{dS d\Omega dt dE} \right) dS dt d\Omega dE. \quad (1.21)$$

Por otra parte, teniendo en cuenta que el espectro (1.20) sólo depende de la energía, las integrales espacial, temporal y angular sólo afectan a la normalización global:

$$\begin{aligned}
 N &= \int_{\Delta E} \int_{\Delta \Omega} \int_{\Delta t} \int_S \left(\frac{dN(E)}{dS d\Omega dt dE} \right) dS dt d\Omega dE \\
 &= j_0 \int_{\Delta t} dt \int_S dS \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_{\text{máx}}} \sin \theta d\theta \int_{E_{\text{mín}}}^{E_{\text{máx}}} E^\alpha dE \\
 &= j_0 S \Delta t \sin^2(\theta_{\text{máx}}) \pi \frac{E^{\alpha+1}}{\alpha+1} \Big|_{E_{\text{mín}}}^{E_{\text{máx}}} \tag{1.22}
 \end{aligned}$$

$$\tag{1.23}$$

Haciendo $N_0 \equiv S \Delta t \sin^2(\theta_{\text{máx}}) \pi$, y suponiendo que $\theta_{\text{máx}} = 90^\circ$, poniendo explícitamente la dependencia de j_0 y α con Z (y eventualmente A) y definiendo $\alpha'(Z) \equiv \alpha(Z) + 1$, esta última expresión se puede escribir como:

$$N(Z) = N_0 j_0(Z) \frac{E^{\alpha'(Z)}}{\alpha'(Z)} \Big|_{E_{\text{mín}}}^{E_{\text{máx}}} = 3,1416 j_0(Z) \frac{E^{\alpha'(Z)}}{\alpha'(Z)} \Big|_{E_{\text{mín}}}^{E_{\text{máx}}} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}. \tag{1.24}$$

En la última columna de la tabla 1.1 se presenta el flujo de núcleos para una hora, por metro cuadrado para cada una de las especies consideradas en este estudio. A partir de este flujo y usando el código CORSIKA (sección 4.1) se calcula el número de secundarios que llegan a nivel del suelo para la ciudad de Bucaramanga.

Respecto a la distribución angular, muchos experimentos han probado que en el rango 10^{10} eV– 10^{18} eV, el flujo es isótropo. Estudios realizados por el observatorio Pierre Auger [52], han probado que la anisotropía en el arribo de los primarios se presenta recién a las más altas energías $E \gtrsim 55$ EeV, y por ende a las energías de interés para este trabajo se considera un flujo isótropo, es decir, que la distribución del flujo a través de un elemento de ángulo sólido es uniforme.

Tabla 1.1: Índice espectral α e intensidad espectral j_0 (normalizada para $E = 1$ TeV) del espectro diferencial 1.20 para cada elemento, caracterizado por el número atómico (Z) y el número másico (A). Se incluye además el flujo esperado de primarios por metro cuadrado por hora para todo el rango de energía considerado ($10 \times Z \leq E/\text{GeV} \leq 10^6$). Los valores de j_0 y α fueron extraídos de la tabla 5.12, página 700, de [44].

Elemento	Z	A	j_0	α	Flujo
H	1	0	$1,15 \times 10^{-5}$	-2,77	17394324
He	2	4	$7,19 \times 10^{-6}$	-2,64	2318102
C	6	12	$1,06 \times 10^{-6}$	-2,66	59945
O	8	16	$1,57 \times 10^{-6}$	-2,68	58191
Li	3	7	$2,08 \times 10^{-7}$	-2,54	22712
Mg	12	24	$8,01 \times 10^{-7}$	-2,64	13685
B	5	11	$8,95 \times 10^{-8}$	-2,95	17000
Si	14	28	$7,96 \times 10^{-7}$	-2,75	13446
N	7	14	$2,35 \times 10^{-7}$	-2,72	12234
Ne	10	20	$4,60 \times 10^{-7}$	-2,64	10598
Fe	26	56	$1,78 \times 10^{-6}$	-2,60	7867
Be	4	9	$4,74 \times 10^{-8}$	-2,75	6881
S	16	32	$2,29 \times 10^{-7}$	-2,55	2035
Al	13	27	$1,15 \times 10^{-7}$	-2,66	1782
Na	11	23	$7,54 \times 10^{-8}$	-2,66	1539
Ca	20	40	$1,47 \times 10^{-7}$	-2,70	1213
F	9	19	$3,28 \times 10^{-8}$	-2,69	1007
Cr	24	52	$1,36 \times 10^{-7}$	-2,67	764
Ar	18	40	$8,36 \times 10^{-8}$	-2,64	711
Ti	22	48	$1,13 \times 10^{-7}$	-2,61	661
Mn	25	55	$1,35 \times 10^{-7}$	-2,46	510
K	19	39	$5,36 \times 10^{-8}$	-2,65	436
V	23	51	$6,31 \times 10^{-8}$	-2,63	354
P	15	31	$2,70 \times 10^{-8}$	-2,69	353
Cl	17	35	$2,94 \times 10^{-8}$	-2,68	305
Sc	21	45	$3,04 \times 10^{-8}$	-2,64	204

Campo Geomagnético

Se denomina Campo Geomagnético (en adelante CG) al campo magnético que rodea la Tierra. De acuerdo a los registros históricos, el CG presenta variaciones temporales y espaciales en su intensidad, lo que se traduce en cambios, o fluctuaciones, en el flujo de RC que llegan a la atmósfera de la Tierra. Observaciones recientes muestran que el núcleo terrestre no es el único que aporta a la intensidad que se registra del CG; se ha encontrado que la corteza y la ionosfera terrestres aportan a este campo con un porcentaje cercano al 5% [72, 40].

Históricamente, el primer trabajo en concluir la existencia del campo CG fue publicado en 1600 por William Gilbert, bajo el nombre de *De Magnete*. En 1839 Carl-Friedrich Gauss introduce una descripción matemática del CG, empleando para ello una expansión en armónicos esféricos. Esta descripción permitió clarificar que el origen del CG no es debido a fuentes externas sino a fuentes internas.

Hasta finales del siglo XIX, se pensaba que el origen del CG era debido a un material ferromagnético presente en el centro de la Tierra. Esta idea empezó a perder fuerza a medida que se entendió que la temperatura de Curie¹ para este material excedía la de la Tierra entera, excepto para las capas más superiores de la corteza terrestre -a unas cuantas decenas de kilómetros-; sin embargo, el campo así descrito era muy débil para actuar como fuente del CG [24].

Dentro de los modelos que han surgido para explicar la naturaleza del CG, el mecanismo de dinamo -basado en la hipótesis que el núcleo de la Tierra está compuesto de hierro líquido- es el que mejor explica las observaciones actuales. Este mecanismo fue introducido por Joseph Larmor en 1919, originalmente para explicar el campo magnético en las manchas solares [28]. De acuerdo a este modelo, los movimientos de las capas exteriores del núcleo de hierro líquido de la Tierra pueden amplificar el campo magnético y mantenerlo hasta las intensidades medidas [24].

En la actualidad el mecanismo de dinamo, incluyendo procesos de tipo magnetohidrodinámicos, y con cascarones esféricos que rotan alrededor del núcleo, son la base para entender y estudiar la fuente del CG [29]. A partir de este modelo el CG se entiende como una cantidad vectorial \mathbf{B} que se describe a partir de tres componentes ortogonales, las cuales se pueden agrupar de la siguiente manera:

¹Temperatura a la cual un material magnético pierde sus propiedades magnéticas

- **Componentes de intensidad:** estas componentes se denotan por las letras X, Y y Z.
- **Intensidad total y dos ángulos:** la intensidad se denota por la letra B, y los ángulos por: D, para declinación; e I, para inclinación.
- **Dos componentes de intensidad y un ángulo:** estas componentes son una mezcla de las componentes anteriores: componente Z, de intensidad; declinación D, para el ángulo; e incluye un componente nuevo de intensidad: H, que esta en el plano de las componentes de intensidad X, y Y.

La descripción y definición de cada una de estas componentes se presentan en la figura 2.1 y la tabla 2.1. La intensidad del CG es función de la posición geográfica y la distancia radial -medida desde el centro de la Tierra- y su variación en el tiempo, esto es

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}(r, \phi, \lambda, t). \quad (2.1)$$

Donde ϕ representa la latitud y λ la longitud. Respecto a la variación temporal, el CG presenta un cambio muy lento en el tiempo, del orden de miles de años. Esta variación se conoce con el nombre de variación secular. La figura 2.2 presenta esta variación para la inclinación y declinación magnética medidas en Londres.

Una particularidad del CG corresponde a la denominada anomalía del Atlántico Sur, que consiste en un registro de la intensidad magnética B menor que en el resto de la Tierra. Esto implica que a través de esta región se registre un mayor ingreso de RC, produciendo un incremento del flujo de éstos a través de esta zona. Las figuras 2.3 y 2.4 presentan la intensidad de campo magnético sobre la Tierra y los valores históricos registrados para la anomalía del Atlántico Sur.

Teniendo en cuenta que el objeto del presente trabajo consiste en determinar como se comporta el flujo de RC como función de actividad solar, es importante entender como se modifica el CG ante el viento solar. Como primera aproximación, el CG se comporta como una barrera, u obstáculo, para el plasma presente en el viento solar, el cual ejerce presión (del orden de algunos nPa [96]) sobre las líneas de CG. Esta presión crea una “cavidad” o región en el espacio denominada Magnetosfera. Ahora bien, en sentido Sol-Tierra y en el punto donde el viento solar se encuentra en equilibrio con el CG -en términos de la presión ejercida- esta región puede alcanzar hasta $10 R_{\oplus}^2$, mientras en el lado opuesto se forma una especie de cola que puede alcanzar cientos de R_{\oplus} .

Debido a la diferencia de magnitud entre la velocidad del viento solar y la velocidad de compresión del CG, se forma un frente de choque -o *Bow shock*- que desvía al viento solar alrededor del CG. Este *Bow shock* puede alcanzar del orden de $13 R_{\oplus}$, y la física allí involucrada determinará la forma en que el flujo de partículas cargadas interactúa con la magnetosfera, y por ende como los RC que ingresan en ésta verán afectadas sus direcciones de propagación. Las partículas cargadas atrapadas en la magnetosfera dan origen a diferentes regiones

² R_{\oplus} corresponde a un radio terrestre, $\sim 6400\text{Km}$

y corrientes al interior de ésta.

La región donde el plasma presenta menor energía se denomina *plasmaesfera* y se ubica en la zona más interna, o más cercana a la superficie terrestre, de la magnetosfera. Esta región es formada debido a que la radiación ultravioleta del Sol ioniza los elementos presentes en la atmósfera; estos iones -por interacción con el CG- alcanzan las zonas centrales de la cola donde son acelerados, generando un flujo de partículas cargadas que salen e ingresan en la magnetosfera, creando campos eléctricos que incrementan la energía de los RC y partículas cargadas del viento solar, que ingresan en estas regiones, generando los denominados cinturones de Van Allen.

Otra región dentro de la magnetosfera es la *magnetopausa*, que se define como la región en la cual la presión del viento solar y el CG están en equilibrio. Allí se genera una corriente debido al gradiente de presión que se crea por la interacción del plasma del viento solar y las líneas de campo magnético; estas corrientes se extienden hasta la cola del CG, por lo que se denominan corrientes de cola, y conectan con las corrientes que fluyen a través del centro de la cola, dividiéndolas en dos lóbulos con orientaciones opuestas de campo magnético. Esta corriente es llamada hoja de corriente neutra. La figura 2.5 ilustra estas estructuras.

En síntesis, el viento solar y el campo geomagnético crean estructuras que afectan a la intensidad del CG con la aparición de corrientes. Para más detalles de la interacción entre el viento solar y el campo geomagnético ver [65].

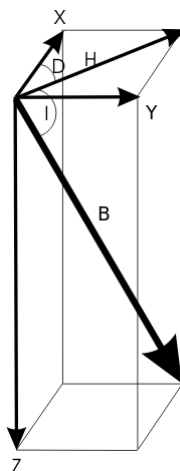


Figura 2.1: Componentes del Campo Geomagnético (CG). La descripción de cada una de éstas se presenta en la tabla 2.1. Figura tomada de www.geomag.nrcan.gc.ca.

Tabla 2.1: Descripción de las componentes de Campo Geomagnético (CG).

Componente	Descripción	Expresión
X	Componente en dirección del Norte geográfico del CG. Positiva en sentido Sur-Norte.	$X = H \cos(D)$
Y	Componente Este del CG. Positiva en sentido Oeste-Este.	$Y = H \sin(D)$
Z	Componente vertical del CG, perpendicular al plano de las componentes X-Y. Por convención, esta componente es positiva apuntando hacia el centro de la Tierra.	$Z = B \sin(I)$
B	Intensidad total del vector de CG.	$B = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}$
D	Declinación magnética. Se define como el ángulo entre el Norte geográfico y la componente X del CG. Positiva en sentido Norte-Este.	$D = \tan^{-1}(Y/X)$
I	Inclinación magnética. Se define como el ángulo entre el plano X-Y y la componente B. Positiva en dirección plano X-Y a componente F.	$I = \tan^{-1}(Z/H)$
H	Componente Horizontal de CG. Esta componente apunta en la dirección del Norte geomagnético, y es positiva en esta misma dirección.	$H = \sqrt{X^2 + Y^2}$

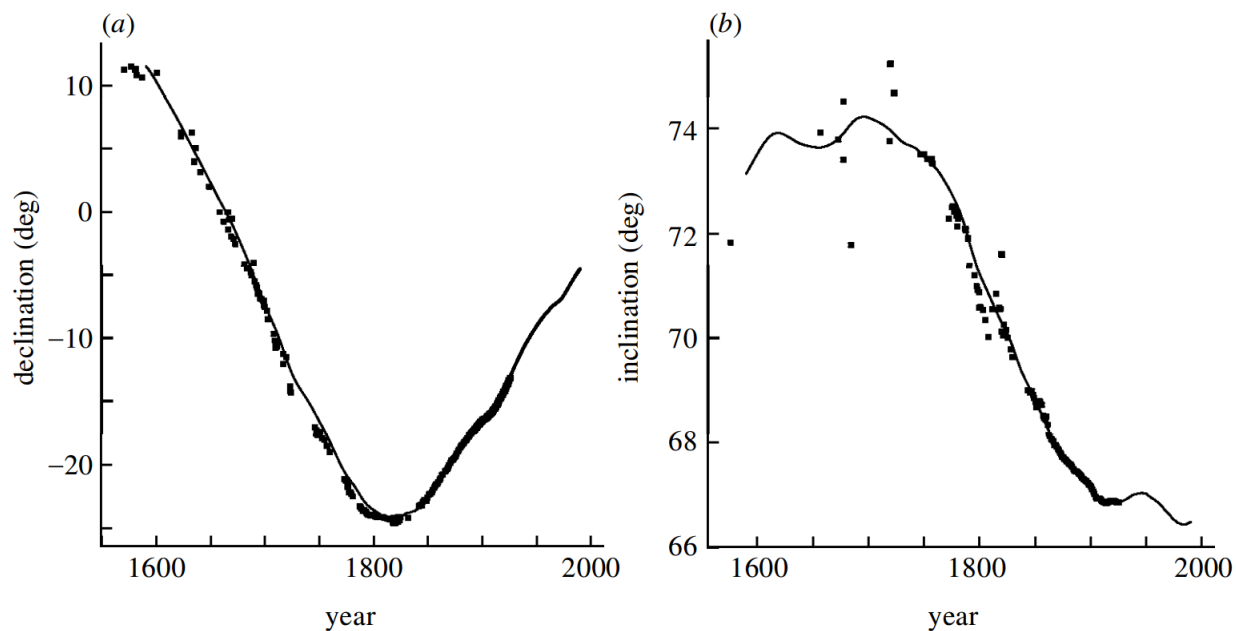


Figura 2.2: Variación secular de la inclinación y declinación del campo geomagnético. Compilación de medidas por Malin & Bullard (1981). Figura tomada de [57].

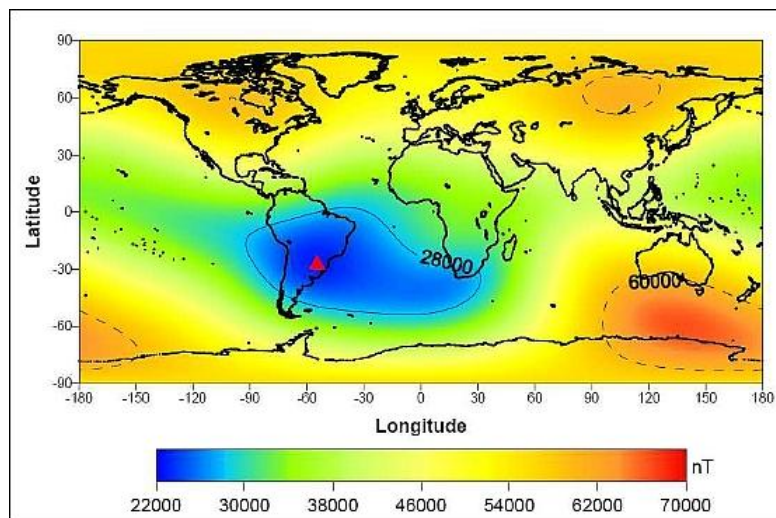


Figura 2.3: Intensidad del campo geomagnético para el año 2000. La curva de nivel con magnitud de 28000 nT corresponde a la anomalía del Atlántico Sur. Figura tomada de <https://missions-nanosatc-br1.com>.

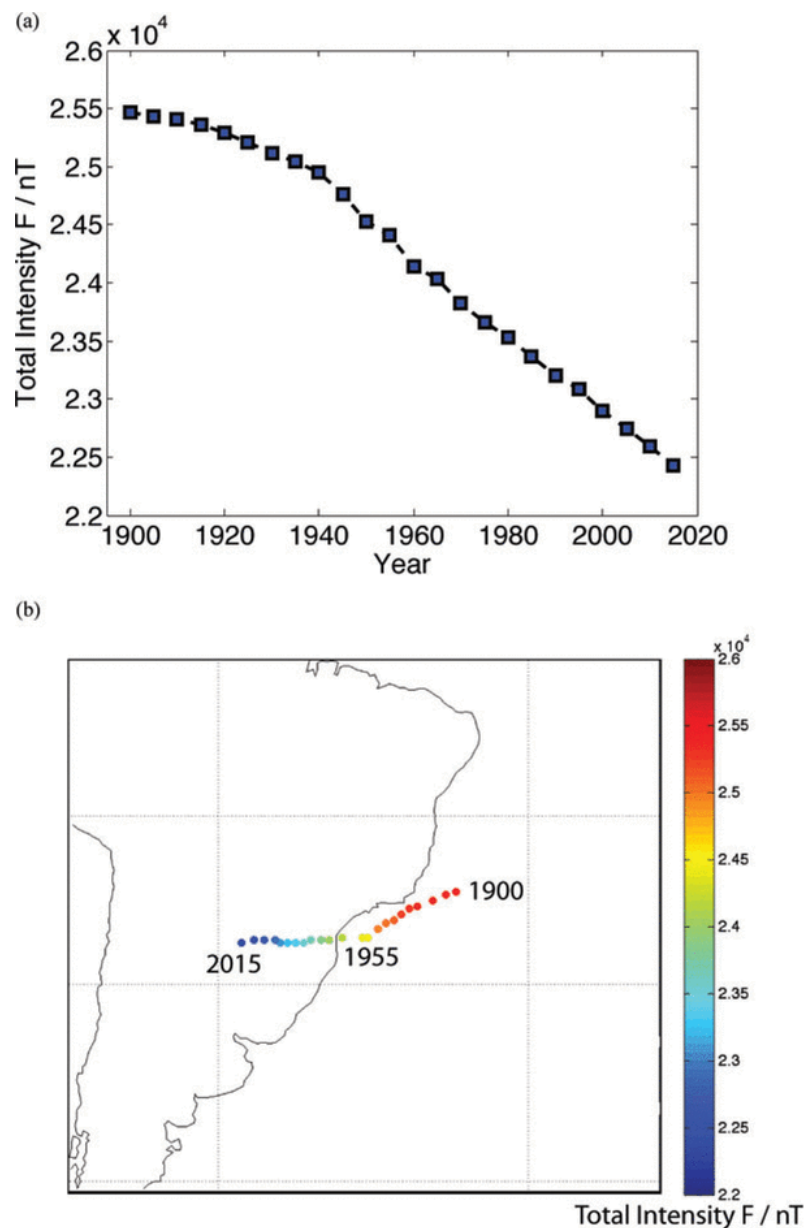


Figura 2.4: Evolución anomalía del atlántico Sur secular de campo geomagnético. a) Muestra el mínimo valor de intensidad del campo geomagnético (representada en la figura por la letra F) sobre la superficie de la Tierra. Valor que ha decrecido desde 1900 hasta la actualidad. b) Trayectorias de la localización del punto de menor magnitud de CG con el tiempo; la escala de color indica la magnitud del campo geomagnético, en unidades de nT. Figura tomada de [88].

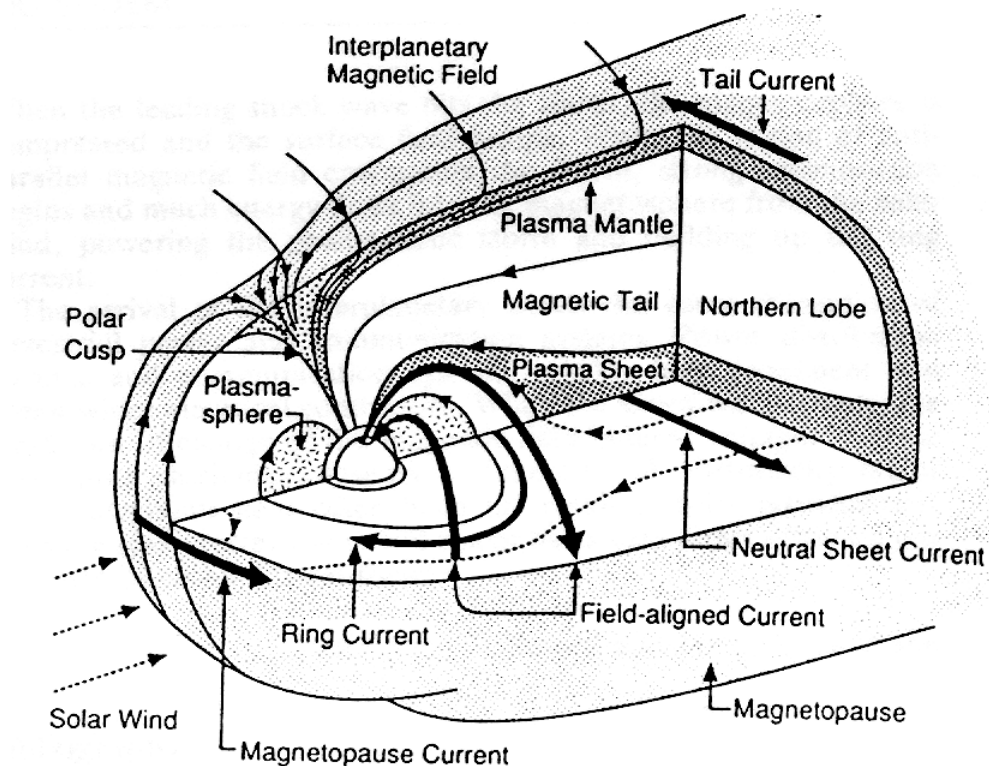


Figura 2.5: Corte de la magnetosfera donde se observan las diferentes regiones de partículas cargadas dentro de esta, y las corrientes eléctricas que fluyen dentro. La región de menor energía de plasma se denomina “Plasmasphere”, dentro de la región más interna, que es la extensión más alta en altitud de la ionosfera. Aquí la densidad de plasma es debida a la ionización de la atmósfera neutra por la extrema radiación ultravioleta proveniente del Sol. La tenue manta de plasma a altas altitudes es formada por la entrada del viento solar a lo largo del límite de la magnetosfera. Estas partículas cargadas alcanzan el centro de la cola, donde son aceleradas. Las líneas discontinuas ilustran el flujo de energía de partículas fuera y dentro de la magnetosfera. El fluido hacia fuera se aleja del Sol, mientras el que ingresa fluye en dirección al Sol. Los campos eléctricos asociados a estos flujos aceleran partículas y contribuyen a la población de cinturones de radiación, o anillos de Van Allen. Las líneas gruesas muestran los principales sistemas de corrientes. El punto de equilibrio entre el viento solar y el campo geomagnético ocurre a una distancia de ~ 10 radios terrestres [65]. Figura tomada de http://www-ssc.igpp.ucla.edu/personnel/russell/papers/earth_mag/.

2.1. Índice Dst (*Disturbance storm time*)

Algunas de las modificaciones del CG son causados por perturbaciones en el plasma del viento solar. Dichos cambios se traducen en alteraciones de las corrientes presentes en la magnetosfera que pueden llegar a alterar el flujo de RC que ingresan al CG, provocando en algunos casos que los RC queden atrapados dentro del CG, lo que se traduce en la aparición de una corriente en el plano azimutal de la magnetosfera. Las corrientes así generadas se denominan corrientes de anillo y presentan una polaridad magnética que contrarresta la intensidad del CG. Este tipo de perturbaciones está caracterizada por el un índice de perturbación magnética, denominado índice Dst (por sus siglas en inglés *Disturbance storm time*). Este índice representa la perturbación axial del dipolo del CG en el ecuador terrestre sobre la superficie de la Tierra. Cuando el viento solar presiona lo suficiente la magnetosfera se producen reconexiones en las líneas del CG, lo que genera canales de ingreso para nuevas partículas cargadas provenientes del viento solar. Para el presente trabajo se usaron los datos registrados por la red de observatorios asociados al *Geomagnetic Equatorial Dst index Home Page*³. Estos observatorios establecen un valor del índice Dst de acuerdo a la expresión:

$$\text{Dst}(T) = \frac{D(T)}{\cos \phi}, \quad (2.2)$$

donde T corresponde al tiempo universal⁴, $\cos \phi$ corresponde al promedio de los cosenos de las latitudes del dipolo para cada observatorio que contribuye a la medida, y $D(T)$ se define como

$$D(T) = \Delta H(T) - S_q(T),$$

con $\Delta H(T)$ que representa el cambio de la componente H del CG respecto de su valor secular, y $S_q(T)$ la variación diaria “quiet” (como se conoce en el idioma inglés) del viento solar [62]. De esta manera, las mayores perturbaciones del CG corresponden a un índice Dst negativo, asociado a un decrecimiento del CG, mientras valores positivos en el índice Dst son causados, mayoritariamente, por la compresión de la magnetosfera por el incremento de la presión del viento solar.

³<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dstdir/>

⁴http://en.wikipedia.org/wiki/Universal_Time

2.2. Modelo IGRF (*International Geomagnetic Reference Field*)

El modelo IGRF (por sus siglas en inglés *International Geomagnetic Reference Field*) es un modelo numérico usado para calcular el CG en cualquier posición geográfica de la Tierra [87]. Este modelo está basado en observaciones de satélites, observatorios de campo geomagnético y otros experimentos que miden el CG a lo largo de diferentes latitudes. Este modelo es revisado y actualizado cada 5 años desde 1955 e incluye las variaciones seculares, el desplazamiento angular del eje geomagnético (respecto del eje de rotación terrestre), y el desplazamiento espacial desde el centro de la Tierra. Este modelo representa al CG como un vector que depende de las coordenadas geográficas, la distancia desde el centro de la Tierra y el tiempo (entendido este como la fecha: año/mes/día/hora/minuto/segundo)

$$\mathbf{B}(r, \phi, \lambda, t).$$

El CG \mathbf{B} se represente a través de un potencial escalar magnético $V(r, \phi, \lambda, t)$ que cumple con la relación

$$\vec{\mathbf{B}} = -\nabla V. \quad (2.3)$$

Este potencial escalar magnético se define como

$$V(r, \phi, \lambda, t) = a \sum_{n=1}^N \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} \sum_{m=0}^n \left(g_n^m(t) \cos(m\lambda) + h_n^m(t) \sin(m\lambda)\right) P_n^m(\phi), \quad (2.4)$$

donde los coeficientes de Gauss (g_n^m y h_n^m) guardan la relación con el tiempo. El grado máximo de la expansión de los armónicos esféricos N , se escogen de acuerdo a la precisión de las observaciones. Los coeficientes de Gauss se definen por la expresión

$$g_n^m(t) = g_n^m(T_0) + g_n^m(T_0)(t - T_0), \quad (2.5)$$

donde t es el tiempo de interés y T_0 corresponde a la época que precede a t , tal que $T_0 \leq t < (T_0 + 5, 0)$. Esto se cumple de forma equivalente para h_n^m . Para más detalles de estos coeficientes ver [87].

El modelo IGRF sirve para modelar el estado pasado, presente y futuro del CG. La figura 2.6 muestra la intensidad (B) del CG y el cambio promedio que se predice para el año 2015, de acuerdo a la 11 versión.

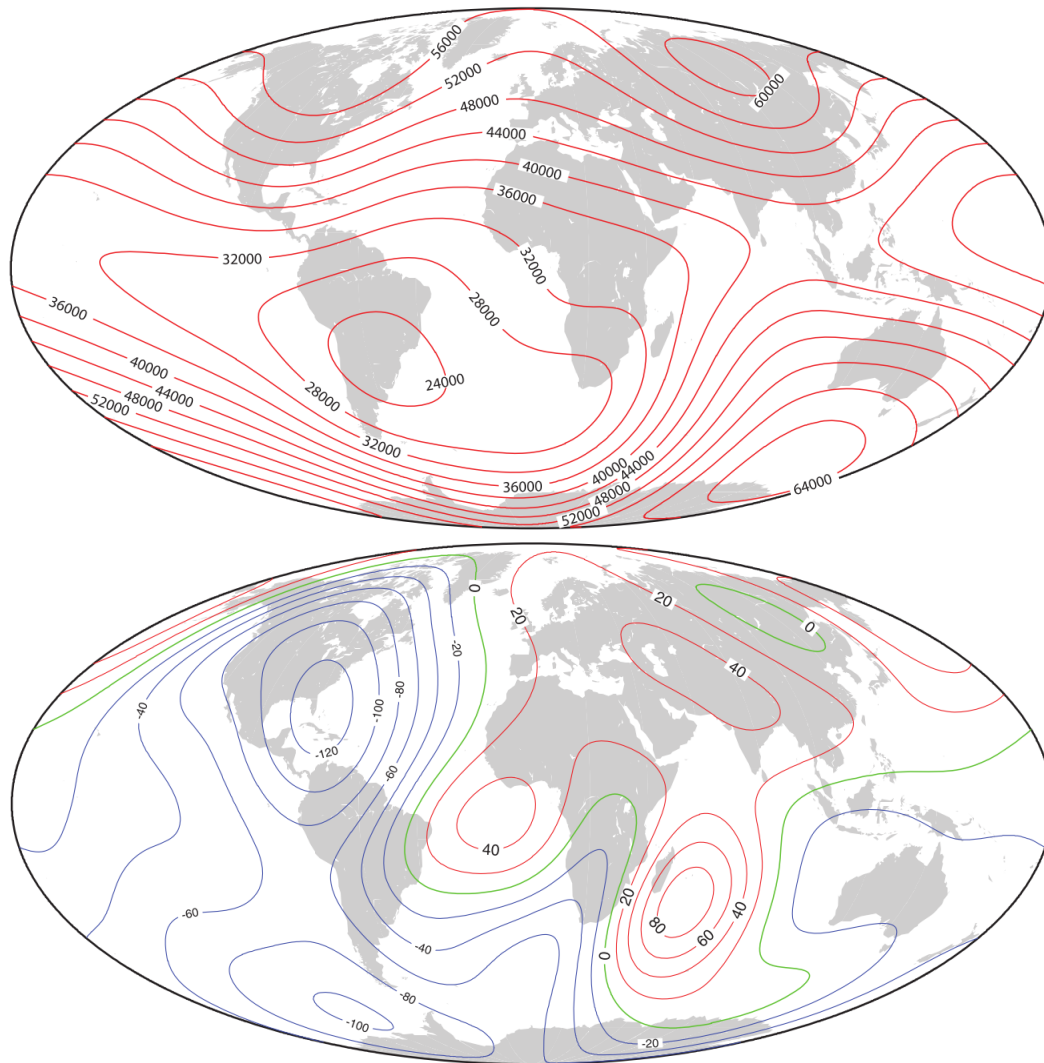


Figura 2.6: Arriba: mapa de la intensidad del campo geomagnético, en unidades de nT sobre la superficie terrestre en el año 2010, de acuerdo al modelo IGRF 2010. Abajo: predicción del cambio de la intensidad del campo geomagnético sobre la superficie terrestre, en unidades de nTyr⁻¹, de acuerdo al modelo IGRF 10. Figuras tomadas de [88].

2.3. Modelo de Tsyganenko 2001

El campo geomagnético externo (distancias mayores a 5 radios terrestres) presenta una fuerte asimetría debido a la interacción con el viento solar. El modelo de Tsyganenko es un modelo de campo magnético semi-empírico que describe la interacción del viento solar con el CG. En el año 2001 Tsyganenko publicó una nueva versión de su modelo [108, 109], la cual fue construida teniendo en cuenta los sistemas de corrientes presentes en la magnetosfera: corrientes de anillo, corriente cruzada de cola, corriente de la magnetopausa, corrientes del campo alineado, y la penetración del campo magnético interplanetario. Desde su publicación este modelo de Tsyganenko ha sido ampliamente usado por la comunidad de Física espacial [114]. En adelante lo denotamos como TSY01 y emplea datos medidos por diferentes satélites, lo que le permite definir una serie de parámetros que apuntan a mejorar el ajuste respecto al CG real. En este sentido, el modelo TSY01 depende de cinco parámetros:

- Corriente de cola, que se caracteriza en función de los coeficientes medios de retardo G_1 y G_2 .
- Corrientes de anillo, que dependen del índice de perturbación temporal de tormenta (Dst, por sus siglas en inglés).
- Corrientes de Birkeland.
- Campo magnético de la magnetopausa.
- Campo de interconexión del campo magnético interplanetario.

A manera de comparación, las figuras 2.7 y 2.8 presentan la forma del CG modelado a partir del modelo IGRF, el modelo TSY01 y un modelo tipo dipolar.

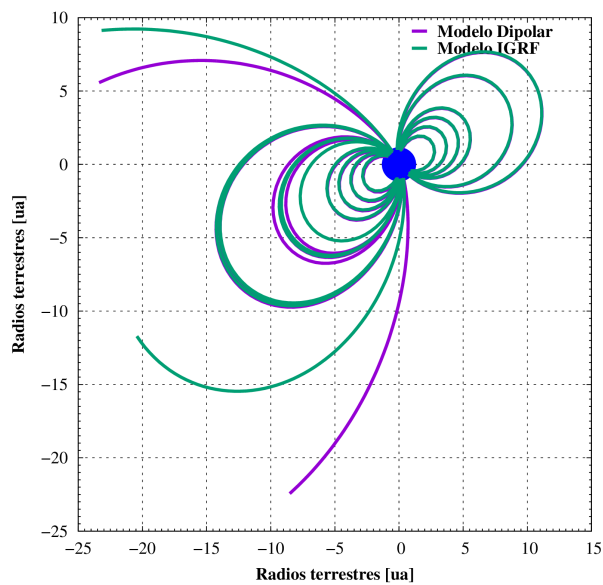


Figura 2.7: Comparación entre un modelo dipolar de campo geomagnético, y el modelo IGRF. Los ejes representan la distancia desde el centro de la Tierra en unidades de radios terrestres.

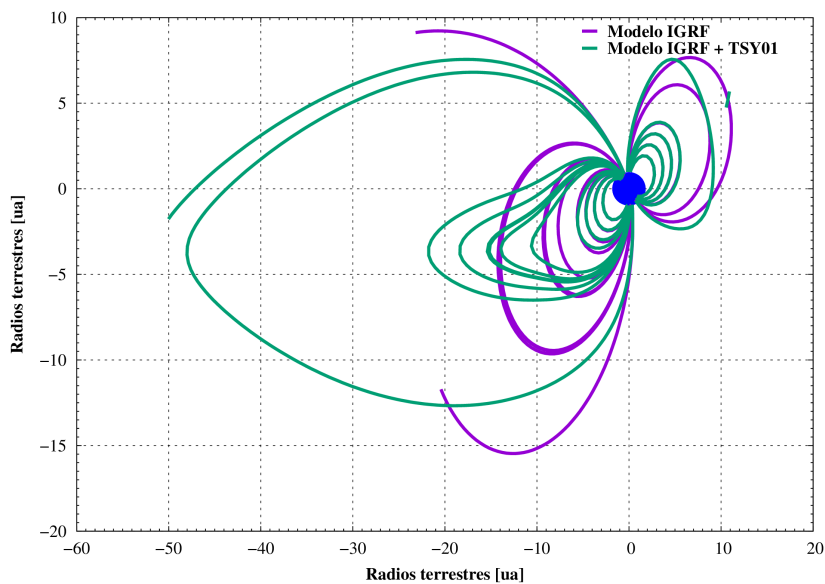


Figura 2.8: Comparación entre el modelo de Tsyganenko 2001 y el IGRF. Los ejes representan la distancia desde el centro de la Tierra en unidades de radios terrestres.

Cálculo de la evolución temporal de la rigidez de corte magnético para rayos cósmicos que se propagan a través del campo Geomagnético

La rigidez de corte magnético (R_m) es un parámetro que determina si una partícula cargada, que se propaga a través de un campo magnético, llega o no a cierta posición dentro de dicho campo. La definición formal de la R_m se presenta en la sección 3.1, ecuación 3.3. En esta misma sección se muestran los conceptos físicos que se han usado para entender la física involucrada en la propagación de partículas cargadas al interior del CG. En la sección 3.2 se presenta la técnica de la trayectoria en reversa y el código Magnetocosmics -herramienta para calcular la trayectoria de RC al interior del CG- que permite calcular la R_m para la ciudad de Bucaramanga. En las secciones 3.3, 3.4 y 3.5 se muestran los resultados obtenidos de la rigidez magnética para Bucaramanga y una propuesta para estimar el valor de la R_m en la zona de penumbra y las direcciones asintóticas para los RC que arriban al borde de la atmósfera y logran llegar a 112 km de altura sobre Bucaramanga.

3.1. Propagación de partículas cargadas al interior del Campo Geomagnético

El presente trabajo se enfoca en conocer como es afectado el flujo de RC que ingresan al CG. Para esto se debe tener en cuenta el grado de deflexión, o cambio en la dirección de propagación, de los RC a medida que atraviesan el CG. Los primeros estudios realizados para entender la interacción entre RC y CG fueron realizados por el geofísico y matemático noruego C. Störmer, quien en 1955 predijo de forma teórica la existencia de direcciones de ingreso prohibidas a la superficie terrestre [105]. Dichas direcciones dependen de la carga de la partícula y debido a su forma geométrica se conocen en la actualidad como cono de Störmer. La figura 3.1 ilustra dos de estos conos, donde se observa además como su orientación depende de la carga eléctrica de la partícula. Para el caso de partículas positivas el cono abre en sentido Este-Oeste, lo que se traduce en que partículas con carga positiva no

pueden llegar a un cierto punto geográfico a través de trayectorias que implican pasar por el interior del cono. Sin embargo, estas mismas partículas tienen ingreso libre por la dirección opuesta de apertura del cono. Lo anterior implica que existe una asimetría entre el flujo de partículas con carga positiva medido por el Este y el medido por el Oeste. Este efecto es conocido en la literatura como asimetría Este-Oeste [44]. La figura 3.2 muestra el efecto de la asimetría Este-Oeste sobre el flujo medido de RC.

Conocer como son las trayectorias que realizarían los RC a través del CG requiere resolver las ecuaciones de movimiento para una partícula con carga Ze , masa en reposo m_0 , que se mueve a través de un campo magnético \mathbf{B} con velocidad \mathbf{v} . Estas ecuaciones corresponden a la fuerza de Lorentz, o ecuación de Newton-Lorentz relativista:

$$\frac{d(m\mathbf{v})}{dt} = \frac{Ze}{c} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (3.1)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío, y m es la masa relativista de la partícula¹. En la ecuación 3.1 hemos asumido el campo eléctrico como despreciable porque las energías de los RC es de varios cientos de MeV, lo que implica que el campo magnético domina sobre el eléctrico [92].

A partir de la ecuación 3.1, y de los resultados de Störmer, se define el término de Rigidez magnética (Rm) como el cambio de la dirección de la velocidad de una partícula cargada dentro de un campo magnético. Esta definición se deduce de tener una partícula cargada que avanza dentro de un campo \mathbf{B} , es decir

$$\frac{d\mathbf{I}_v}{ds} = \frac{Ze}{pc} (\mathbf{I}_v \times \mathbf{B}) \quad (3.2)$$

$$\text{Rm} \equiv \frac{pc}{Ze}, \quad (3.3)$$

donde el término \mathbf{I}_v es un vector unitario que apunta en la dirección de la velocidad de la partícula (\mathbf{v}/v), y el término ds representa el desplazamiento de la partícula. En este sentido, la Rm tiene unidades de GV, y se interpreta como la resistencia de una partícula cargada a cambiar su dirección de propagación dentro de un campo magnético.

En general, conocer la trayectoria de una partícula cargada a través de un campo magnético requiere resolver la ecuación 3.1, lo que implica resolver 6 ecuaciones: 3 para las velocidades y 3 para la posición. Para este trabajo, estas ecuaciones en coordenadas esféricas son de

¹ $m = m_0/\sqrt{1 - v^2/c^2}$

la forma

$$\begin{aligned}\frac{dv_r}{dt} &= \frac{e}{mc} (v_\theta B_\phi - v_\phi B_\theta) + \frac{v_\theta^2}{r} + \frac{v_\phi^2}{r} \\ \frac{dv_\theta}{dt} &= \frac{e}{mc} (v_\phi B_r - v_r B_\phi) - \frac{v_r v_\theta}{r} + \frac{v_\phi^2}{r \tan \theta} \\ \frac{dv_\phi}{dt} &= \frac{e}{mc} (v_r B_\theta - v_\theta B_r) - \frac{v_r v_\phi}{r} - \frac{v_\theta v_\phi}{r \tan \theta}.\end{aligned}\quad (3.4)$$

El movimiento que realizan las partículas cargadas, en adelante RC, en su propagación por el CG se caracteriza por ser de forma helicoidal [46]. Lo cual se deduce a partir de la ecuación 3.1. La parte circular de dicho movimiento se conoce como movimiento ciclotrón, con frecuencia y radio denominados frecuencia ciclotrón (Ω) y radio ciclotrón (ρ):

$$\Omega = \frac{qB}{\gamma m} \quad (3.5)$$

$$\rho = \frac{\gamma m v_\perp}{qB}, \quad (3.6)$$

donde v_\perp es la componente perpendicular de la velocidad respecto de \mathbf{B} . La figura 3.3 muestra la trayectoria de dos protones con energía de 10 MeV dentro de un \mathbf{B} tipo dipolar. Uno de estos protones inició a una distancia desde el centro del dipolo de $2R_\oplus$ y el otro a $4R_\oplus$. Ambos lanzados con un *pitch angle*² de 30° y una evolución de 120 segundos [92]. En la figura se observa que el movimiento es helicoidal, sin embargo pequeñas variaciones del \mathbf{B} generan dos modos adicionales de movimiento:

- Rebote: se da a lo largo de las líneas del \mathbf{B} que van a través de la hélice, denominada línea de guía. Este movimiento es mucho más lento que el movimiento ciclotrón.
- Deriva: arrastra la partícula a través del \mathbf{B} , perpendicular al movimiento de rebote. El movimiento de deriva es mucho más lento que el movimiento de rebote.

²Ángulo entre el vector velocidad y el vector de campo.

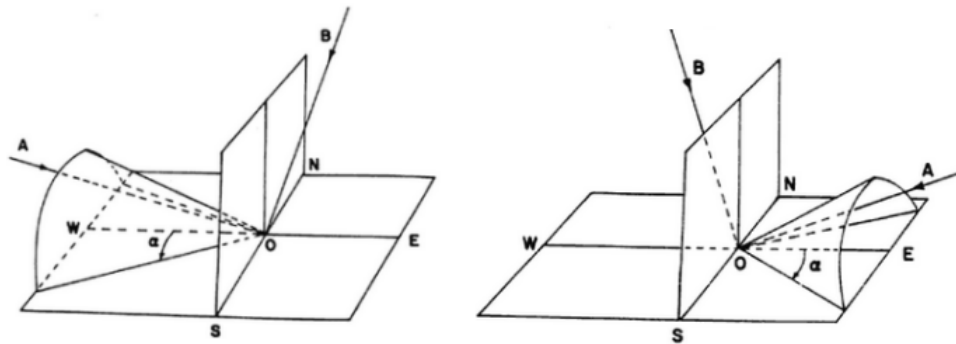


Figura 3.1: Conos de Störmer para partículas positivas (izquierda) y negativas (derecha) de la misma rigidez magnética. En ambos casos las direcciones AO son prohibidas y las BO son permitidas. Para partículas positivas el cono apunta hacia el este y para negativas hacia el oeste. Figura tomada de <http://bibliotecadigital.ilce.edu.mx>.

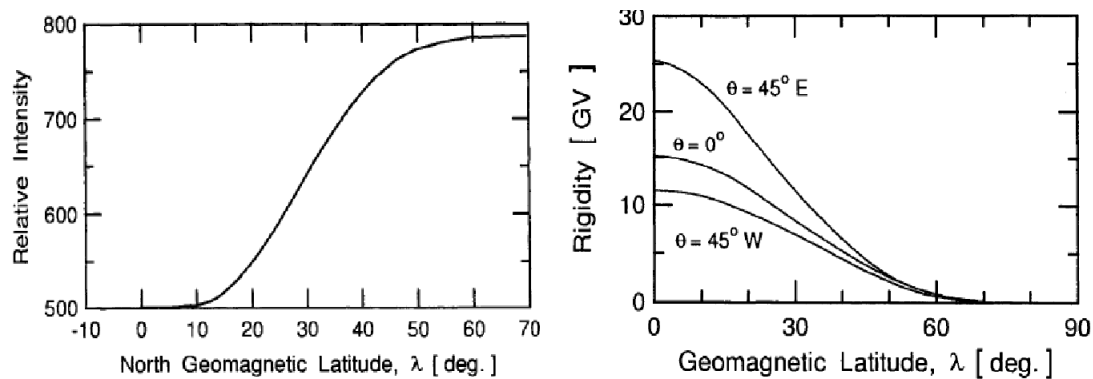


Figura 3.2: Izquierda: Variación relativa de la intensidad de rayos cósmicos a una altitud de 9 km como función de la latitud geomagnética a lo largo del meridiano 80. Derecha: Rigidez de corte en función de la latitud geomagnética (representada aquí como λ), para partículas positivas verticalmente incidentes a cenit de 0° , 45° Este, y 45° Oeste. Tomado de [44]

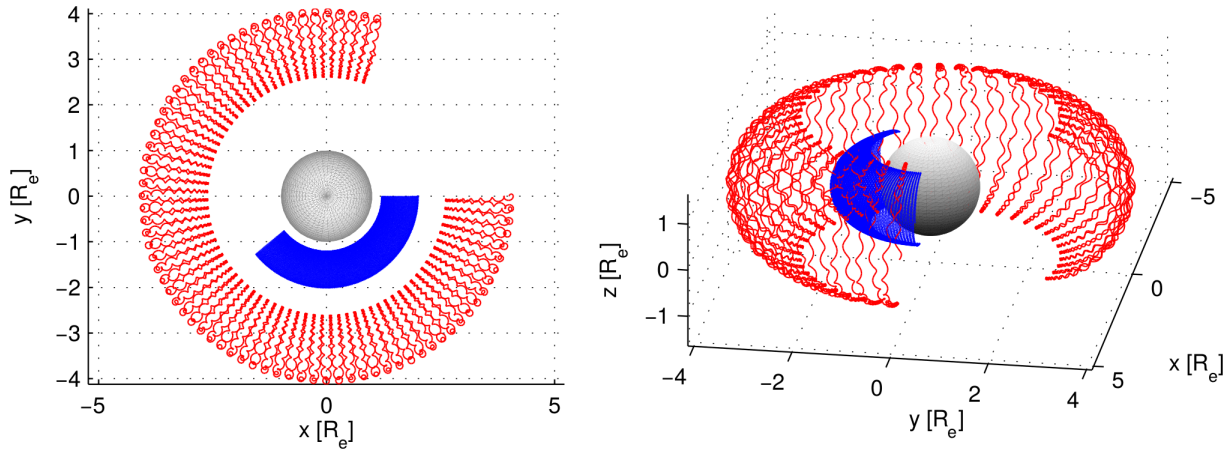


Figura 3.3: Trayectoria de dos protones con energía de 100 MeV dentro de un campo magnético tipo dipolar (donde R_e es equivalente a R_{\oplus}). El momento dipolar se oriente en la dirección $-\hat{z}$. Las dos gráficas presentan las mismas trayectorias con ángulos de vista diferentes. Figura tomada de [92].

3.2. Técnica de la trayectoria en reversa y cálculo de rigidez magnética

Para el presente trabajo son de interés aquellos RC que logran atravesar el campo geomagnético hasta llegar al borde de la atmósfera terrestre, a una cierta posición geográfica. Una forma de estimar cuales son estos RC (con energía E y carga q) es determinar la trayectoria a través del CG que les permite llegar a la posición geográfica $(L(\phi, \lambda, h)^3)$. A partir de esta trayectoria -y teniendo que el cambio en la dirección de propagación depende del CG y de la R_m de la partícula (ecuaciones 3.2 y 3.3)- todas las partículas con igual R_m podrán llegar al punto L siguiendo esta mismo camino.

Una herramienta que permite estimar las trayectorias que realizan partículas cargadas al interior del CG es el MAGNETOCOSMICS (Magcos, <http://cosray.unibe.ch/~laurent/magnetocosmics/>). Magcos es un código computacional que resuelve numéricamente las respectivas ecuaciones de movimiento (sistema de ecuaciones 3.4) usando como CG los modelos 2.3 y 2.2, en sus diferentes versiones. Para calcular la R_m de una cierta trayectoria, Magcos aplica la técnica de la trayectoria en reversa [74], técnica que consiste en propagar una anti-partícula desde el punto geográfico L hacia fuera de la Tierra; esta anti-partícula corresponde a la partícula que ingresaría al punto L. La figura 3.4 ilustra este método.

³ ϕ latitud, λ longitud y h la altura sobre el nivel del mar

Usando Magcos, y a manera de ejemplo, se calcularon las trayectorias de ingreso de tres protones a la ciudad de Bucaramanga ($L(7,1^\circ, -73^\circ, 112,8\text{km})^4$) con valores de R_m de: 1 GV, 12 GV y 1000 GV; usando como modelo de campo geomagnético IGRF+TSY01. Los resultados de estas trayectorias se presentan en la figura 3.5, donde se puede observar como las partículas con muy baja R_m (1 GV) no logran salir del CG, lo que significa que partículas con igual R_m no ingresarían a la posición L. Este tipo de trayectorias son las que se denominan trayectoria prohibidas. Un escenario diferente sucede para la partícula con R_m de 12 GV, donde se observa que su trayectoria es altamente curvada pero que logra salir del CG. Lo anterior se traduce en que RC con esta R_m lograrán llegar a la posición L. Este tipo de trayectorias son las que se denominan permitidas. La partículas con alta R_m (1000 GV) presenta una trayectoria que es casi una línea recta y es también una trayectoria permitida.

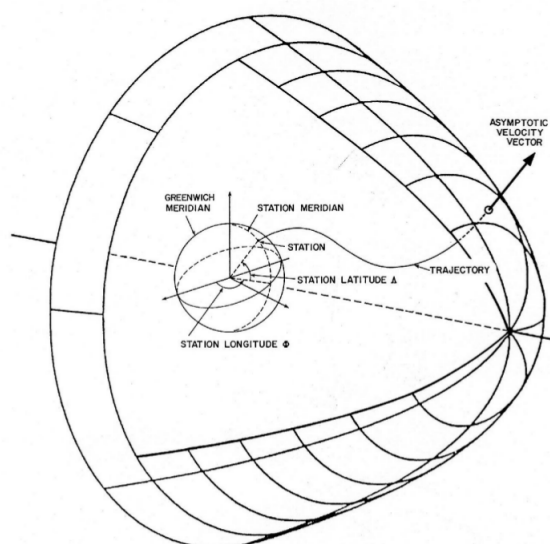


Figura 3.4: Ilustración de la técnica de trayectoria en reversa. Trayectoria (TRAJECTORY) que sigue una partícula cargada desde que ingresa a la magnetosfera por un cierto punto hasta llegar a un punto geográfico de observación L (STATION). La dirección con la que ingresa al campo geomagnético (ASYMPTOTIC VELOCITY VECTOR), antes de sufrir alguna deflexión, se denomina dirección asintótica. Figura tomada de: <http://theory.physics.helsinki.fi>.

⁴112.8 km corresponde al borde de la atmósfera terrestre.

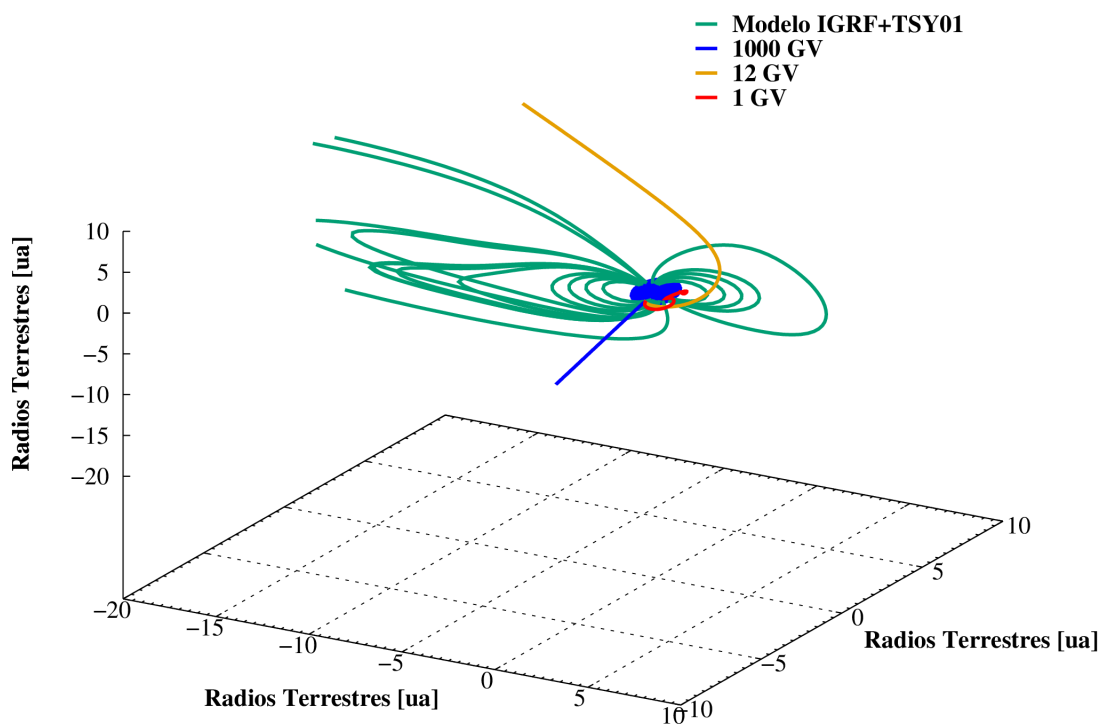


Figura 3.5: Trayectorias calculadas de ingreso a la ciudad de Bucaramanga al punto $L(7,1^\circ, -73^\circ, 112,8km)$ usando como modelo de campo geomagnético IGRF+TSY01. En azul se representa la Tierra. Las líneas roja, amarilla y azul representan las trayectorias de ingreso al punto L de tres protones con R_m de: 1 GV, 12 GV y 1000 GV, respectivamente. La trayectoria de color rojo (1 GV) representa una trayectoria prohibida; la de color amarillo (12 GV) y azul (1000 GV) corresponden a trayectorias permitidas de ingreso al punto L.

3.3. Cálculo de la rigidez de corte para Bucaramanga

Uno de los objetivos del presente trabajo consistió en determinar la R_m para RC que logran ingresar verticalmente a la ciudad de Bucaramanga (a 112.8 km s.n.m) en condiciones seculares del CG. Para esto usamos el código Magcos (sección 3.2) como herramienta de cálculo, ajustando como condiciones seculares del CG las presentes en el primero de enero de 2010 a las 4 UTC, fecha en la cual el índice Dst registrado fue cero, de acuerdo a los re-

gistros del Geomagnetic Equatorial Dst index Home Page⁵. La resolución de R_m (ΔR) que se usó fue de 0.01 GV. Los resultados obtenidos se presentan en la figura 3.6, donde el valor 1 representa aquellas R_m que identifican trayectorias permitidas, y el valor de 0 para las no permitidas. En esta misma figura se identifican tres regiones para los valores de R_m :

- (i) una región donde todas las trayectorias son permitidas;
- (ii) una región donde ninguna trayectoria es permitida;
- (iii) una región que se encuentra entre la región (i) y (ii), donde aparecen tanto trayectorias permitidas como no permitidas, característica por la cual se denomina región de penumbra.

Los límites de estas regiones están establecidos por un valor de R_m que se definen de la siguiente forma:

- R_L : Establece el límite inferior para las trayectorias permitidas. A partir de este valor todas las R_m menores a R_L corresponden a trayectorias prohibidas.
- R_U : Establece el límite superior para las trayectorias prohibidas. A partir de este valor todas las R_m mayores a R_U corresponden a trayectorias permitidas.
- R_C : Establece un valor que caracteriza la región de penumbra. El valor R_C se define como:

$$R_C = R_U - \Delta R \sum_{i=R_L}^{R_U} i_{\text{permitida}}, \quad (3.7)$$

donde $i_{\text{permitida}}$ corresponde a aquellos valores de R_m con trayectorias permitidas.

Los valores que encontramos para cada uno de estos límites son: $R_L = 10,95$ GV, $R_U = 11,75$ GV y $R_C = 11,72$ GV.

⁵http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst_final/201001/index.html

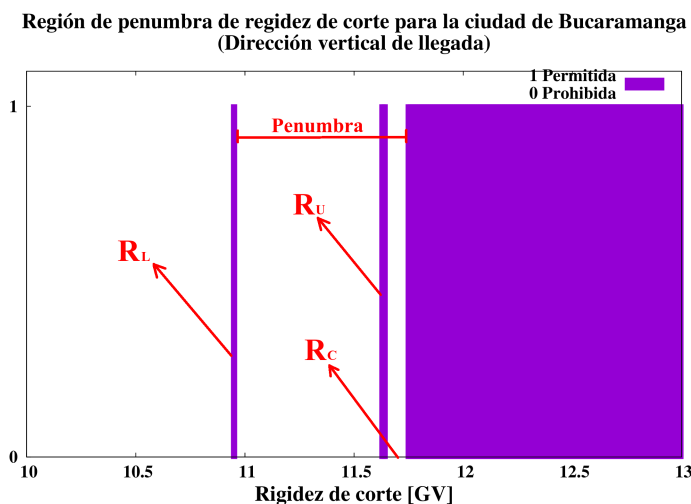


Figura 3.6: Región de penumbra para RC que ingresan verticalmente a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga, en condiciones seculares del CG. La escala vertical indica si la trayectoria es permitida (1), o si es prohibida (0). En la figura, de izquierda a derecha, se observan tres regiones delimitadas por dos valores de rigidez: R_L , que corresponde al valor de R_m a partir del cual aparece la primera trayectoria permitida; y R_U , que corresponde al valor a partir del cual todas las trayectorias son permitidas. La región entre los dos valores anteriores se conoce como penumbra.

Teniendo que el valor de R_C caracteriza la región de penumbra, se usará este valor para identificar que RC con R_m logran llegar a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga. Empleando la misma metodología, igual época, se calculó el valor de la R_C para diferentes direcciones de arribo, esto es, como función del ángulo cenital y acimutal. Los resultados de estos cálculos se presentan en la figura 3.7, donde se observa como la R_C cambia considerablemente con la dirección de arribo. Por ejemplo, la R_C para RC que ingresan con un ángulo cenital de 90° y acimut de 60° es de 52.4 GV, mientras que la R_C para un RC que llega vertical es de 11.7 GV, una diferencia del 22%.

De la relación entre R_C con la dirección de arribo es importante notar el comportamiento anómalo que se observa para ángulos cenitales entre 45° y 90° , con acimut entre 250° y 300° . Este comportamiento consiste en cambios bruscos de la R_C , los cuales no se observan para otras direcciones de arribo. Es importante destacar que para este trabajo este comportamiento anómalo no era un resultado esperado. Sin embargo -como análisis adicional- se realizó una observación en detalle de este comportamiento para las direcciones involucradas. La figura 3.8 presenta una ampliación de las zonas con anomalía, donde se puede observar como para ángulos cenitales de 60° , 75° y 90° el comportamiento es completamente irregular. Partiendo del bajo valor que presenta la R_C para estas direcciones de arribo, planteamos dos posibles hipótesis que podrían causar este comportamiento anómalo: la

primera es que las trayectorias de acceso a estas direcciones pasan muy cerca de la anomalía del Atlántico Sur (ver capítulo 2, figura 2.3). El bajo valor de la intensidad del CG en esta anomalía podría explicar los cambios en la R_C ; la segunda hipótesis es que las trayectorias causantes de los cambios en la R_C pasan por regiones donde la intensidad de CG es lo suficientemente grande como para causar deflexiones considerables en sus respectivas direcciones de propagación. Para verificar si alguna de estas hipótesis es válida para explicar este comportamiento -como una primera aproximación- se reconstruyó la trayectoria que realizan RC con R_m y direcciones de arribo a BGA de:

- $R_m = 10^6$ GV; ángulo cenital $\theta = 0^\circ$;
- $R_m = 8,7$ GV; ángulo cenital $\theta = 60^\circ$; ángulo acimutal $\phi = 310^\circ$.
- $R_m = 8$ GV; ángulo cenital $\theta = 75^\circ$; ángulo acimutal $\phi = 290^\circ$.
- $R_m = 7,8$ GV; ángulo cenital $\theta = 75^\circ$; ángulo acimutal $\phi = 290^\circ$.

Los resultados de estas trayectorias se presentan en la figura 3.9, donde se observa como una pequeña diferencia en la R_m se traduce en una trayectoria, y dirección asintótica, completamente diferente. Por otra parte, ninguna de estas trayectorias pasa por la anomalía del Atlántico sur, lo que implica que la primera hipótesis no tiene validez. Comparando los puntos geográficos que atraviesan estos RC con los valores de intensidad del CG (figuras 2.3 y 2.6) se observa que las trayectorias cruzan zonas con gradientes de CG, lo que valida -en primera aproximación- la segunda hipótesis, es decir, que el comportamiento anómalo de la R_C (figura 3.8) podría entenderse como aquellos RC cuyas trayectorias cruzan zonas de alta intensidad de CG y que debido a su baja R_m la deflexión de sus trayectorias es considerablemente afectadas.

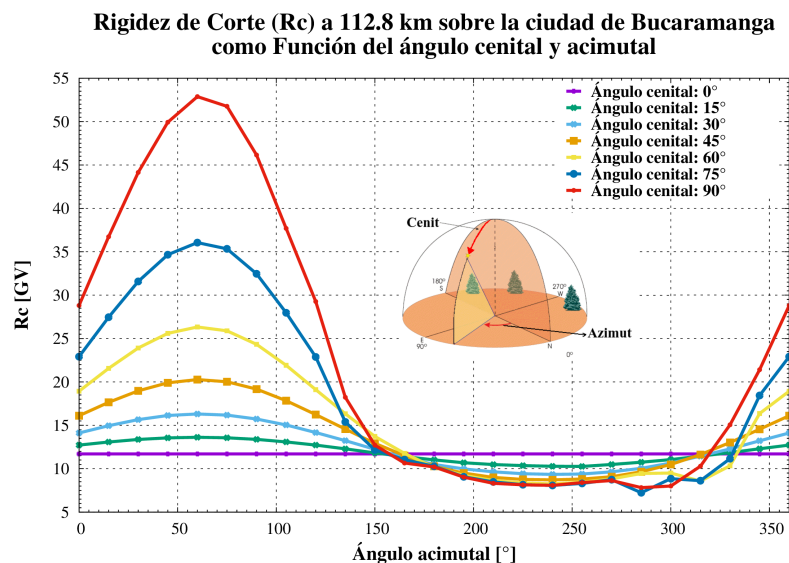


Figura 3.7: Rigidez de corte para Bucaramanga como función de la dirección de arribo. La flecha indica la dirección en la que el ángulo acimutal tiene un valor cero, y el sentido en que éste aumenta. Para ángulos cenitales entre 45° y 90° se observa un comportamiento anómalo en el valor de la rigidez.

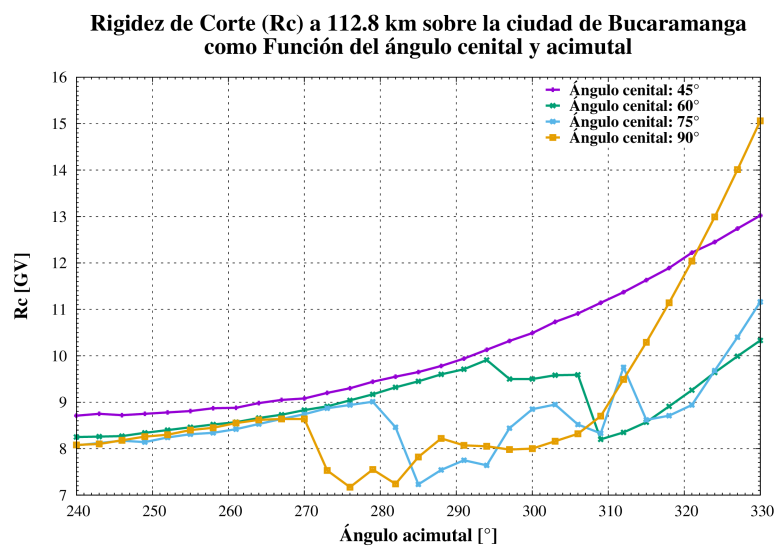
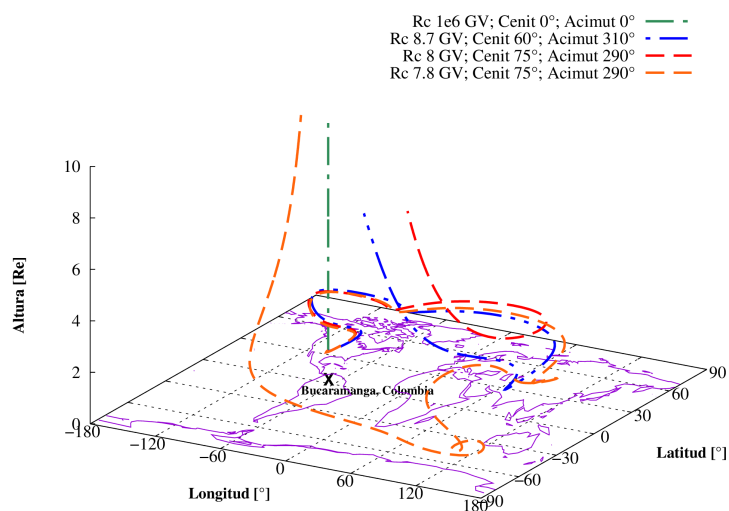
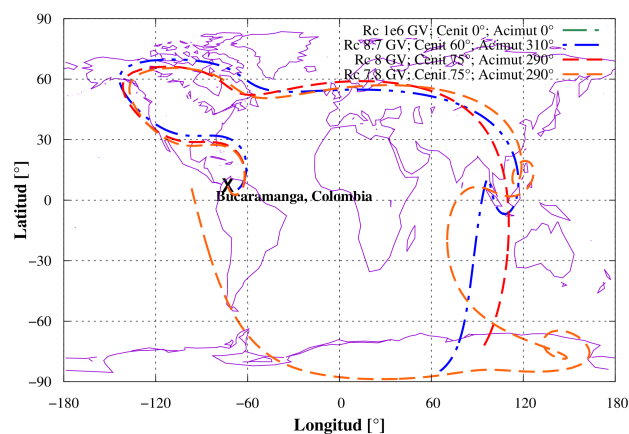


Figura 3.8: Rigidez de corte para Bucaramanga para direcciones de arribo con ángulos cenitales entre 45° y 90°, con ángulos acimutales entre 240° y 330° grados. Este comportamiento anómalo corresponde a aquellas trayectorias que cruzan la anomalía del Atlántico Sur.



(a)



(b)

Figura 3.9: Trayectorias de RC que arriban a 112.8 km s.n.m sobre la ciudad de BGA por direcciones de arribo de $(0^\circ, 0^\circ)$, $(60^\circ, 310^\circ)$, $(75^\circ, 290^\circ)$, $(75^\circ, 290^\circ)$ y R_m de 8.7 GV, 8 GV y 7.8 GV, respectivamente. Las trayectorias roja (8 GV) y naranja (7.8 GV) muestran como un pequeño cambio en R_m produce trayectorias completamente diferentes que llegan al mismo punto geográfico con igual dirección de arribo $(75^\circ, 290^\circ)$. Todas estas trayectorias (a excepción de la color verde (10^6 GV)) están en la zona del comportamiento anómalo encontrado en este trabajo (figura 3.8).

3.4. Distribución de probabilidad de rigidez de corte en zona de penumbra para Bucaramanga

La zona de penumbra para RC es una estructura caótica de trayectorias permitidas, prohibidas y órbitas cuasi-atrapadas que no permiten derivar un valor simple de rigidez magnética [103]. En la actualidad, los cálculos de rigidez de corte no suelen tener en cuenta los efectos involucrados en la zona de penumbra y siempre se recurre a un simple valor (la mayoría de las veces tal y como se definió en la ecuación (3.7)) para caracterizar todos los efectos allí involucrados [102]. En el presente trabajo se construyó una función que permite caracterizar la zona de penumbra y que se entiende como la probabilidad que tiene un RC de ingresar a un cierto punto geográfico como función de la dirección de arribo y del tiempo.

El primer paso en la construcción de dicha función consistió en definir una función de probabilidad acumulativa de ingreso a un punto geográfico (en nuestro caso a 112.8 km s.n.m sobre la ciudad de Bucaramanga) teniendo en cuenta los siguientes aspectos:

1. La metodología descrita en la sección 3.2 corresponde a un método determinista, lo que implica que no es posible obtener estadística que permita calcular una función de probabilidad para una dirección de arribo descrita por un ángulo cenital y acimutal determinados.
2. Para cada ángulo cenital calculado en la sección 3.3 se tienen 25 ángulos acimutales, lo que se traduce que para cada ángulo cenital se tiene un total de 25 zonas de penumbra, correspondiente cada una a un ángulo cenital.
3. Para un ángulo cenital determinado se tiene un valor mínimo de rigidez magnética global, que denotamos por R_{Lmin} , y un valor máximo de rigidez magnética global, que denotamos por R_{Umax} .

A partir de estos tres puntos, definimos la *función de densidad de probabilidad para un rayo cósmico, que ingresa con un ángulo cenital de θ , y con con rigidez magnética $R(\theta)$* como

$$\varphi(R(\theta)) = \frac{\#R_{m-per}}{\#R_{m-tot-per}}, \quad (3.8)$$

donde $\#R_{m-per}$ corresponde al número de trayectorias permitidas para partículas con rigidez $R(\theta)$ y $\#R_{m-tot-per}$ al número total de rigideces permitidas dentro del dominio

$$\{R(\theta) : (R \geq R_{Lmin}, R \leq R_{Umax})\}. \quad (3.9)$$

A partir de la función φ y la definición de su respectivo dominio, definimos la *función de probabilidad acumulativa para un rayo cósmico que ingresa con ángulo cenital θ y con rigidez*

magnética $R(\theta)$ (FPA-RC) como

$$P(R(\theta)) = \sum_{r=R_{Lmin}}^{r=R} \varphi(r(\theta)), \quad (3.10)$$

La figura 3.10 ilustra el anterior procedimiento. Para el presente trabajo se calculo la FPA-RC, teniendo en cuenta los tres puntos anteriormente mencionados y en condiciones seculares (descrita en la sección 3.3), para los ángulos cenitales de 15°, 30°, 45°, 60°, 75° y 90°, con ángulos cenitales entre 0° y 360°, con paso de 15° para cada uno. Los resultados para esta función se presentan en la figura 3.11, donde se observa como esta función crece más rápidamente para ángulos cenitales pequeños, que para cercanos a 90°, además se puede ver como la FPA-RC se extiende a valores más grandes de R_C con el ángulo cenital.

Para visualizar como cambia esta función en condiciones extremas de campo geomagnético, se realizo este mismo cálculo para las 24 horas del día 15 de mayo de 2005 -día que registro un índice Dst de -247 nT- con resolución de horas, es decir, para cada hora se tiene una zona de penumbra. Esto quiere decir que reescribimos la expresión 3.8 como

$$\varphi(R(\theta, D)) = \frac{\#R_{m-per}}{\#R_{m-tot-per}}, \quad (3.11)$$

donde D representa la fecha del día para la cual se calcula la función φ . De esta manera, $\varphi(R(\theta, D))$ corresponde a la *función de densidad de probabilidad para un rayo cósmico, que ingresa con un ángulo cenital θ , con rigidez magnética $R(\theta)$, el día D* . El dominio de esta función se define igual que (3.9), debido a que sigue existiendo un R_{Lmin} y un R_{Umax} , salvo que éstos valores ya no se limitan a los calculados para las direcciones acimutales, sino que se extienden a los calculados durante las 24 horas del día D . En este contexto, definimos entonces la *función de probabilidad acumulativa para un rayo cósmico que ingresa con ángulo cenital θ , con rigidez magnética $R(\theta)$ el día D (FPA-RC-D)* como

$$P(R(\theta, D)) = \sum_{r=R_{Lmin}}^{r=R} \varphi(r(\theta, D)). \quad (3.12)$$

Los resultados se presentan en la figura 3.12, donde se presenta un comportamiento similar que para la FPA-RC en función del ángulo cenital (figura 3.11). Sin embargo, se observa un aumento en la probabilidad de ingreso respecto de la FPA-RC, por ejemplo, la FPA-RC para una partícula que ingresa con un ángulo cenital de 90° es cercana al 0.7, mientras que la FPA-RC-D es esta por encima del 0.8. Este mismo comportamiento se observa para los demás ángulos cenitales, aunque en menor proporción para ángulos inferiores a 45°, lo que indica que en condiciones no seculares se esperaría un mayor ingreso de partículas cargadas, con energías del orden de decenas de GV, a la atmósfera terrestre. En el anexo 6 se presentan los resultados de la FPA-RC-D para otros días del mes de mayo de 2005.

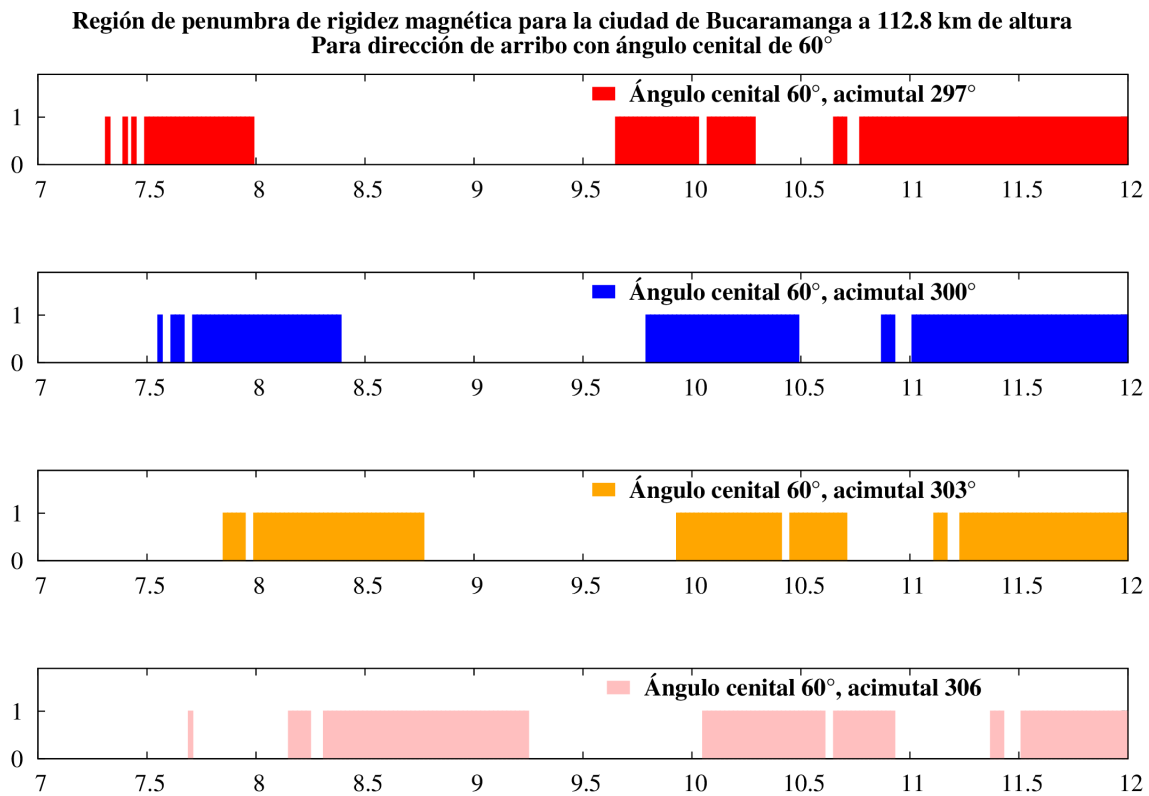


Figura 3.10: Región de penumbra para una dirección de arribo con ángulo cenital de 60° y acimutales de 297°, 300°, 303° y 306°. Como se observa, para cada par de ángulos (cenital, acimutal) existe una región de penumbra caracterizada por un valor de R_L y R_U . El valor más pequeño de R_L será la rigidez magnética R_{Lmin} , y el mayor valor de R_U el valor R_{Umax} . A partir de esto, se construye la función de probabilidad acumulativa de ingreso para un rayo cósmico, que ingresa por un cierto ángulo acimutal y con una rigidez magnética entre R_{Lmin} y R_{Umax} , de acuerdo a la ecuación 3.10.

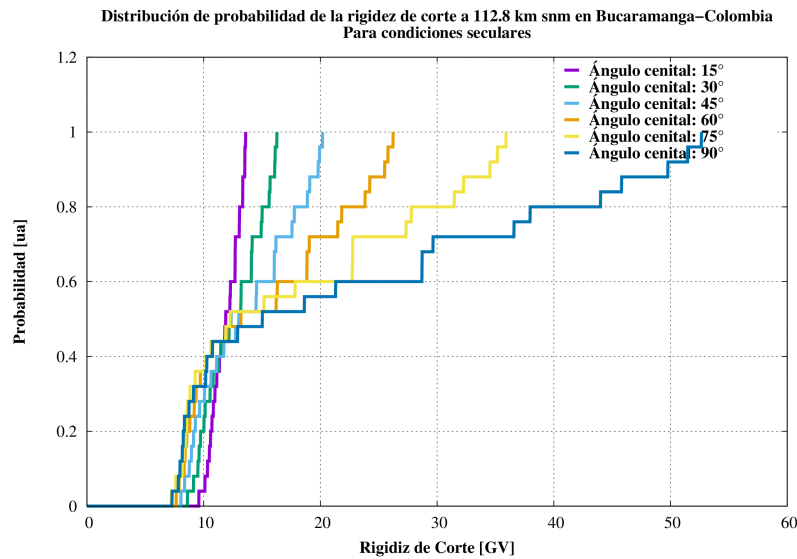


Figura 3.11: Distribución de probabilidad $P(R(\theta))$, definida en 3.10, para rayos cósmicos que ingresan a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga con ángulo cenital θ , en condiciones seculares.

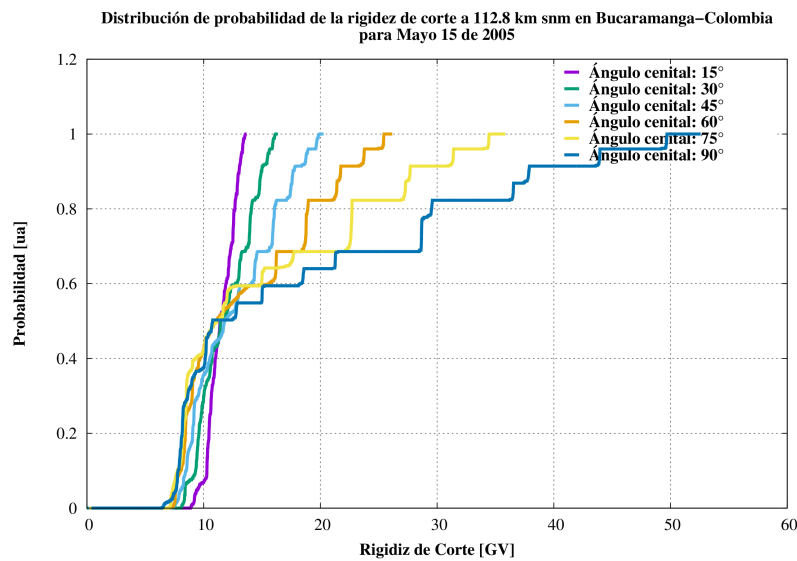


Figura 3.12: Distribución de probabilidad $P(R(\theta, D))$, definida en 3.12, para rayos cósmicos que ingresan a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga con ángulo cenital θ el 15 de mayo de 2005.

3.5. Cálculo de direcciones asintóticas para Bucaramanga

Para la ciudad de Bucaramanga, se calcularon las direcciones asintóticas para diferentes direcciones de arribo: cada una con ángulo cenital en común de 60° y ángulos acimutales entre 0° y 360° . Cada dirección asintótica se calculó bajo dos condiciones: seculares (índice $Dst = 0$) y no seculares. En el caso de la condición no secular se usó el estado del CG presente el día 15 de mayo de 2005 a las nueve horas UTC (esta hora corresponde a un registro extremo del índice Dst de -247 nT^6). Los resultados de estas direcciones asintóticas se presentan en las figuras 3.13 y 3.14, donde se observa como en condiciones no seculares los puntos de ingreso se redistribuyen por el planeta y en su mayoría cercanos al ecuador terrestre. Además de estas direcciones asintóticas se calcularon para otros ángulos y días del mes de mayo, resultados que se presentan en el anexo 6.

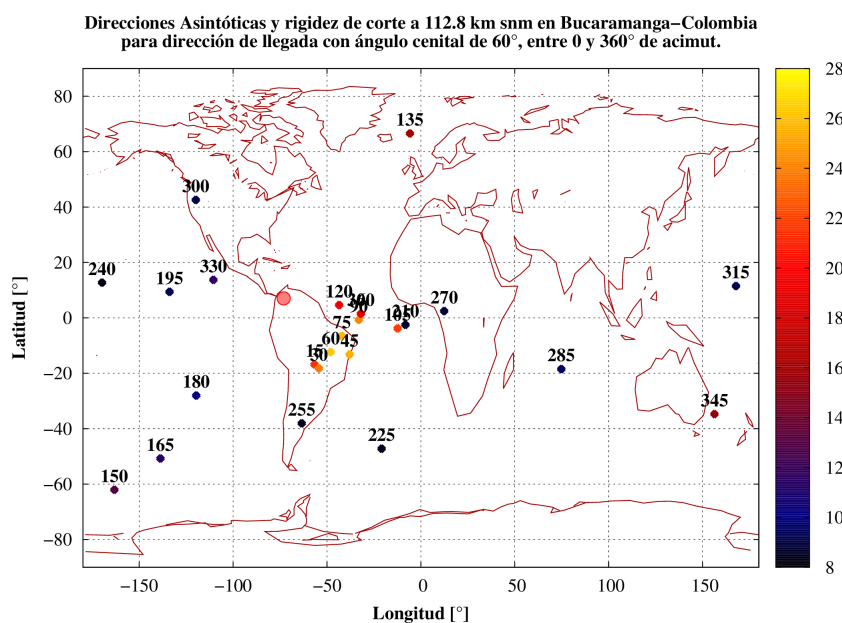


Figura 3.13: Puntos de ingreso (direcciones asintóticas) de RC al campo geomagnético (bajo condiciones seculares) que permiten trayectorias que arriban a 112.8 km s.n.m. sobre la ciudad de Bucaramanga - Colombia (punto rojo). Todas las direcciones de arribo tienen un ángulo cenital de 60° , mientras el ángulo acimutal va desde 0° hasta 360° para cada una de estas direcciones. El número que se ubica sobre cada punto indica el ángulo acimutal de la dirección de arribo. La escala de color representa la rigidez de corte.

⁶http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst_final/200505/index.html

Mayo 15 de 2005, Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km snm en Bucaramanga–Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 60°, entre 0 y 360° de acimut.

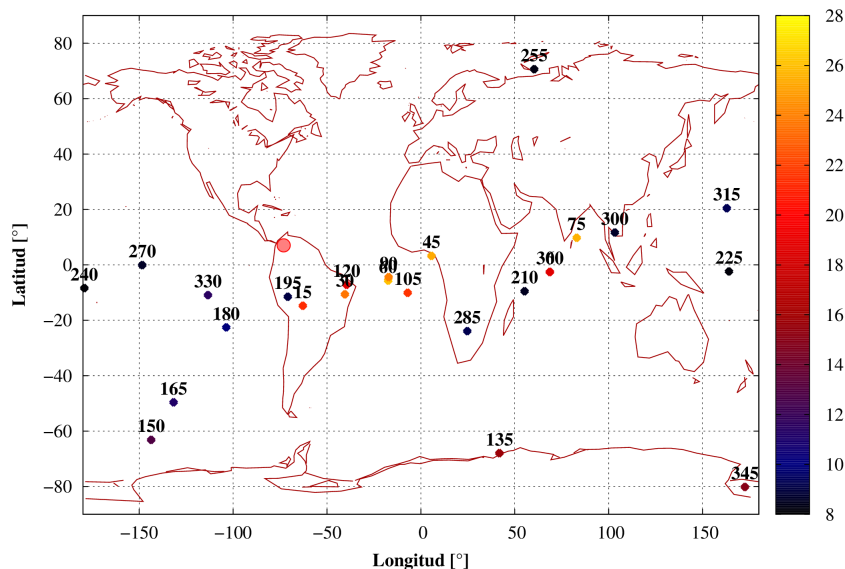


Figura 3.14: Puntos de ingreso (direcciones asintóticas) de RC al campo geomagnético (bajo condiciones no seculares) que permiten trayectorias que arriban a 112.8 km s.n.m. sobre la ciudad de Bucaramanga - Colombia (punto rojo). Las condiciones de campo geomagnético usadas corresponden a las presentes el día 15 de mayo de 2005 a las 9 horas UTC. Todas las direcciones de arribo tienen un ángulo cenital de 60°, mientras el ángulo acimutal va desde 0° hasta 360° para cada una de estas direcciones. El número que se ubica sobre cada punto indica el ángulo acimutal de la dirección de arribo. La escala de color representa la rigidez de corte.

Estimación de la modulación de rayos cósmicos secundarios en Bucaramanga por efecto secular y dinámico del campo Geomagnético

En los capítulos anteriores se presentaron los procesos físicos asociados a la generación, propagación e interacción de los RC en su recorrido hasta la atmósfera terrestre. Se dio cuenta, y como resultado de este trabajo, de cómo los cambios en el campo geomagnético y la actividad solar, modifican las trayectorias que realizan los RC primarios en su ingreso a la atmósfera terrestre, en términos de la rigidez de corte magnético; a si mismo se vió como la R_C depende de la dirección de arribo y el índice Dst. Con esto en contexto, el presente capítulo integra los cambios y/o correcciones generados por el CG al flujo de secundarios, producidos en una hora, que llegan al nivel del suelo en la ciudad de Bucaramanga. Esta integración básicamente consiste en unificar la R_C (y sus cambios en condiciones dinámicas del CG) al espectro de RC primarios que generan el flujo de secundarios en BGA. Esto se realiza en dos escenarios diferentes de CG: el primero considerando condiciones seculares, y el segundo bajo condiciones dinámicas. Antes de pasar directamente a esta integración, las primeras cuatro secciones hacen una revisión general de los conceptos y definiciones básicas de la producción de secundarios por RC primarios a nivel del suelo, esto es las Cascadas Aéreas Extensas (sección 1.5), las diferencias entre los secundarios producidos por electrones o fotones (sección 1.5.2), y los producidos por partículas tipo hadrones (sección 1.5.3), pasando a describir cómo se calcula el espectro de primarios que llegan en una hora a la atmósfera terrestre (sin tener en cuenta los cambios causados por el CG) a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga, (sección 1.5.4). Con este espectro calculado, se procede a simular el flujo de secundarios que serán producidos por los respectivos secundarios, usando para esto el código CORSIKA (código y procedimiento que se describe en la sección 4.1). Con estos resultados, las dos últimas secciones se concentran en analizar el flujo de secundarios sin la corrección por CG (sección 4.2), y cómo este flujo se ve afectado al introducir los efectos del CG (R_C) sobre los primarios, en condiciones seculares y dinámicas de CG.

4.1. Estimación de una hora de flujo de secundarios a nivel de Bucaramanga

La simulación de las lluvias se realizó utilizando el código CORSIKA (COsmic Ray Simulation for KAscade) [48] versión 7.44 [49]. Éste es un código que simula las interacciones de los RC con la atmósfera terrestres, usando métodos tipo Monte Carlo. Para realizar estas simulaciones se requieren como parámetros de entrada modelos para interacciones hadrónicas, de alta y baja energía, e interacciones electromagnéticas, modelo atmosférico (de acuerdo a la latitud en la cual se quiere realizar la simulación) y el corte en energía mínima a partir del cual el código propaga los diferentes tipo de partículas. A continuación se listan los parámetros que se ajustaron para realizar la simulación de una hora de flujo:

- Modelo hadrónico para interacciones a altas energías: QGSJET-II-04 [89, 90, 91] (Quark Gluon String model with JETs, version II-4).
- Modelo hadrónico para interacciones a bajas energías: GHEISHA-2002 (Gamma Hadron Electron Interaction SHower code) [37]
- Modelo de interacciones electromagnéticas: EGS4 [83] (Electron Gamma Shower, versión 4).
- Producción de Cherenkov en aire según el modelo de Benlöhhr [18, 19].
- Atmósfera Curva, para simulación de primarios con ángulos cenitales grandes ($70^\circ < \theta < 90^\circ$).
- Simulaciones sin mecanismo de *thinning* [83, 54].
- Modelo de detector volumétrico: la intensidad de primarios sigue una distribución $I \propto \sin(\theta)$.
- Altura de observación: 950 m s.n.m. (altura para Bucaramanga).
- Modelo atmosférico: Atmósfera de Bucaramanga estándar [64]. Basado en el modelo atmosférico de Linsley [81] y adaptado a la atmósfera de Bucaramanga. En estos modelos se considera la atmósfera compuesta por 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 . En la figura 4.1 se presente el perfil atmosférico usado en este trabajo.
- Campo geomagnético: correspondiente a la posición de Bucaramanga (73.13° W, 7.14° S, 950 m s.n.m.): $B_N = 27,03$ nT, $B_Z = 17,19$ nT, calculados según el modelo IGRF11 [87] en [85].

- Cortes de energía de secundarios: Límite inferior a los cuales se dejan de propagar los diferentes tipos de partículas. Puesto que en este estudio es de interés el análisis de los secundarios, se utilizaron valores más bajos para los cortes respecto a los valores por defecto: $E_{\text{had}} = 50 \text{ MeV}$; $E_{\mu^\pm} = 10 \text{ MeV}$; $E_{e^\pm} = 400 \text{ keV}$ y $E_\gamma = 50 \text{ keV}$.

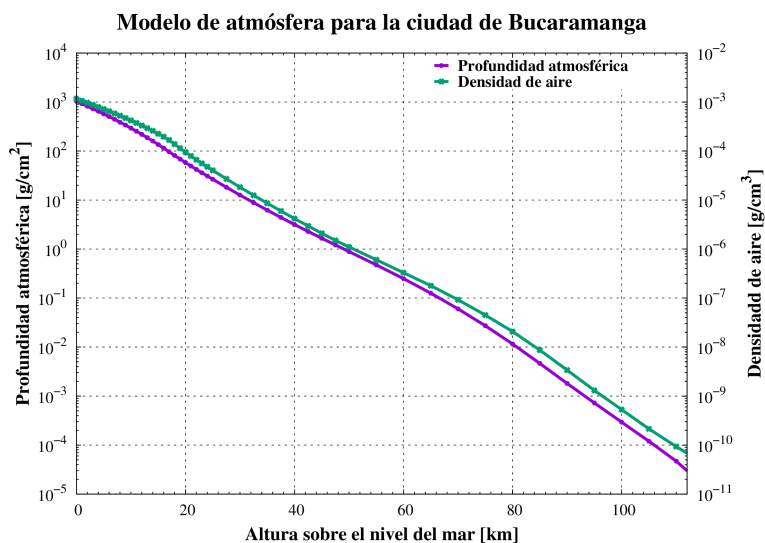


Figura 4.1: Modelo de atmósfera para la ciudad de Bucaramanga. En el eje de la izquierda se presenta la Profundidad atmosférica, y en el de la derecha la densidad de aire. Ambos como función de la altura sobre el nivel del mar, de acuerdo a la parametrización de Keilhauer [64].

Para la realización de la simulación se debe tener en cuenta el flujo espectral de primarios que ingresan por unidad de tiempo y área. Para esto, en el presente trabajo se calculó este flujo de acuerdo a la ecuación (1.24). En esta misma ecuación se observa que las partes angular, espacial y temporal quedan englobadas en la normalización, lo que permite calcular el número total de primarios de cada especie a simular para determinar el flujo de secundarios producido en un cierto intervalo de tiempo en cada metro cuadrado de la atmósfera superior. En este trabajo se simuló el equivalente a un total de 1 hora del flujo de primarios por metro cuadrado, con las características que se presentan en la tabla 4.1.

Realizada la simulación, se calculó el número y porcentaje de primarios que produjeron al menos un secundario al nivel de observación, en este caso la ciudad de Bucaramanga (956 m s.n.m.). En la figura 4.2 y la tabla 4.2 se presentan estos resultados, en los cuales se observa que del total de primarios que llegan en una hora por metro cuadrado a la atmósfera de la Tierra, aproximadamente el 3.5% de éstos produce al menos un secundario en Bucaramanga.

Tabla 4.1: Características de la simulación de secundarios

Rango de primarios	$1 < Z < 26, 1 < A < 56$
Energía de primarios	$(10 \times Z) \text{ GeV} < E < 1 \text{ PeV}$.
Ángulo cenital	$0^\circ < \theta < 90^\circ$
Ángulo azimutal	$0^\circ < \phi < 360^\circ$
Superficie	$S = 1 \text{ m}^2$
Tiempo total	$\Delta t = 3600 \text{ s}$
Flujo integrado de primarios	17,394,336 partículas

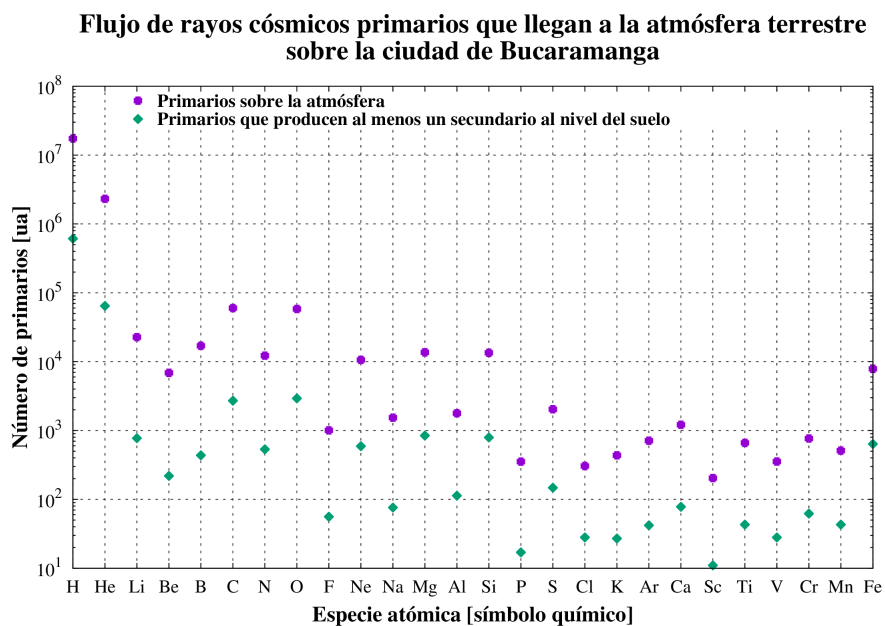


Figura 4.2: Flujo simulado de RC primarios que llegan en una hora sobre la atmósfera de Bucaramanga. Flujo calculado de acuerdo a la ecuación (1.24) y la tabla 1.1. Los puntos color morado representan todos los primarios simulados y los rombos color verdes el número de primarios que produjeron al menos un secundario al nivel del suelo de la ciudad de Bucaramanga.

Tabla 4.2: Número de primarios simulados que producen partículas secundarias al piso. La sexta columna (Porcentaje) representa el porcentaje de primarios que produjeron al menos un secundario en el piso. Los valores de j_0 y α fueron extraídos de la tabla 5.12, página 700, de [44].

Elemento	Z	A	Partículas inyectadas	Partículas que producen secundarios	Porcentaje
H	1	0	17394336	612650	3,5%
He	2	4	2318104	64487	2,8%
C	6	12	59945	2709	4,5%
O	8	16	58191	2932	5,0%
Li	3	7	22712	774	3,4%
Mg	12	24	13685	843	6,2%
B	5	11	17000	436	2,6%
Si	14	28	13446	794	5,9%
N	7	14	12234	533	4,4%
Ne	10	20	10598	591	5,6%
Fe	26	56	7867	636	8,1%
Be	4	9	6881	219	3,2%
S	16	32	2035	148	7,3%
Al	13	27	1782	113	6,3%
Na	11	23	1539	76	4,9%
Ca	20	40	1213	78	6,4%
F	9	19	1007	56	5,6%
Cr	24	52	764	62	8,1%
Ar	18	40	711	42	5,9%
Ti	22	48	661	43	6,5%
Mn	25	55	510	43	8,4%
K	19	39	436	27	6,2%
V	23	51	354	28	7,9%
P	15	31	353	17	4,8%
Cl	17	35	305	28	9,2%
Sc	21	45	204	11	5,4%
Totales			19946859	688496	3,5%

4.2. Modulación de rayos cósmicos secundarios en Bucaramanga para una hora de flujo por efecto secular del campo Geomagnético

Como se mostró en la sección (4.1) aproximadamente el 3.5 % de los primarios que llegan a la atmósfera en una hora, por un metro cuadrado, sobre la ciudad de Bucaramanga, producen secundarios a nivel del piso. Esto se debe a las interacciones de los secundarios con la materia que compone la atmósfera terrestre, lo que se traduce en un efecto de absorción de estos secundarios. Esta absorción aumenta con la densidad del aire, por ejemplo, el espesor en plomo equivalente a una atmósfera de presión es:

$$X_{\text{atm}} = \frac{101325 \text{ Pa}}{g} = h_{\text{Pb}} \rho_{\text{Pb}} \rightarrow h_{\text{Pb}} = 0,911 \text{ m.}$$

Esto quiere decir que la cantidad de atmósfera que deben atravesar los primarios, y sus respectivos secundarios, es equivalente a atravesar casi un metro de plomo. A partir de los resultados de la sección 4.1 se tiene que el 3.5% de primarios simulados produjeron un total de 4,063,597 secundarios a nivel del suelo. El espectro de energía de estos secundarios se presenta en la figura 4.3. En adelante denotaremos a este flujo de secundarios como F_{sec} . En esta figura, se observa que el máximo de energía para los e^{\pm} se encuentra en el orden de las decenas de MeV, con un máximo en ~ 11 MeV para los e^{-} y de ~ 35 MeV para los e^{+} . En el caso de los fotones se observa que su distribución crece muy lentamente, con un máximo a energía de ~ 6 MeV. Esto puede entenderse por la forma en que evoluciona la cascada, donde la componente electromagnética evoluciona como un conjunto, teniendo que los e^{\pm} producen fotones por radiación de frenado, que a su vez decaen, o producen, pares. Este proceso es cíclico y continúa hasta llegar al nivel del suelo. En el caso de del nivel del mar, este efecto es más marcado, presentando un máximo de la distribución de fotones a energías del orden de 1 MeV, correspondiente al umbral energético para que este proceso se desarrolle. La aniquilación de pares también es consecuencia del exceso observado de e^{-} respecto de e^{+} , diferencia que se acentúa a las energías más bajas, donde la reacción de aniquilación $e^{-}e^{+} \rightarrow 2\gamma$ se hace más probable, acompañada por el exceso de un 50% observado en el canal de fotones a una energía de $0,511 \times 10^{-3}$ GeV, pico característico de la aniquilación de un par. Es importante resaltar de este resultado que los neutrones contribuyen, a energías de décimas de GeV, más que las componente de muones y con cerca de un orden magnitud por encima que los protones, mostrando porque los monitores de neutrones son eficientes. Sin embargo, para energías superiores a un GeV, la componente muónica domina por más de dos órdenes de magnitud a la de neutrones. Para más detalles de este espectro de secundarios consultar [52], y la referencias allí citadas. Este flujo simulado no tiene en cuenta las correcciones por campo geomagnético presentadas en el capítulo 3.3, para las partículas primarias que llegan sobre la ciudad de Bucaramanga. A estas correcciones se hará referencia a través de R_C , el símbolo usado para la definición de rigidez de corte

geomagnético, que se definió en la ecuación (3.7)), y se aplicaron filtrando los primarios que produjeron secundarios al suelo por los valores de rigidez de corte geomagnético presentados en la figura 3.7. Al flujo de secundarios obtenidos con esta corrección se denotan en adelante como $F_{\text{sec-corr}}$. Los resultados de esta corrección por R_C se presentan en la figura 4.4, donde se presenta la diferencia porcentual (Dif %) entre el F_{sec} y $F_{\text{sec-corr}}$, esto es

$$\text{Dif \%} = \left(\frac{F_{\text{sec}} - F_{\text{sec-corr}}}{F_{\text{sec}}} \right) \times 100 \%, \quad (4.1)$$

como función de de la energía de los secundarios. En esta figura se observa como a bajas energías, $< 10^{-1}$ GeV, el Dif % oscila entre un 7%, mientras para energías superiores a 10 GeV el flujo de secundarios no presenta cambios. Este resultado guarda congruencia con el hecho que primarios de alta energía, con R_C muy altas, producen secundarios de alta energía. De manera global el flujo de secundarios disminuyó en un 7.7% al aplicar la corrección por CG. Es importante notar la presencia del pico para energía de 0,45 GeV, con un cambio porcentual a esta energía de 24,7%. Con el objeto de entender la física involucrada en este pico, la tabla 4.3 presenta la Dif % del flujo de secundarios por tipo de partícula que contribuyen a este cambio porcentual, donde se observa que las partículas cuyo flujo disminuye en más de un 20%, corresponden a los neutrones, con un 36,6%; seguido de los protones, con un 22,2%. Con el objeto de corroborar que efectivamente los primarios con bajas R_C son aquello que han sido modulados por el CG, y por ende los que producen los cambios porcentuales, Dif %, las figuras 4.5 y 4.6 presentan el espectro total de primarios¹ sin corrección por R_C y con corrección por R_C , respectivamente. En la figura 4.6 se observa como el flujo de primarios es modulado por el CG a energías inferiores a ~ 20 GeV, mientras para energías superiores a ésta permanece sin cambios. El cambio total en el flujo de primarios es del 15,4%.

¹Esto es todos los tipos de primarios de diferentes especies y números atómicos.

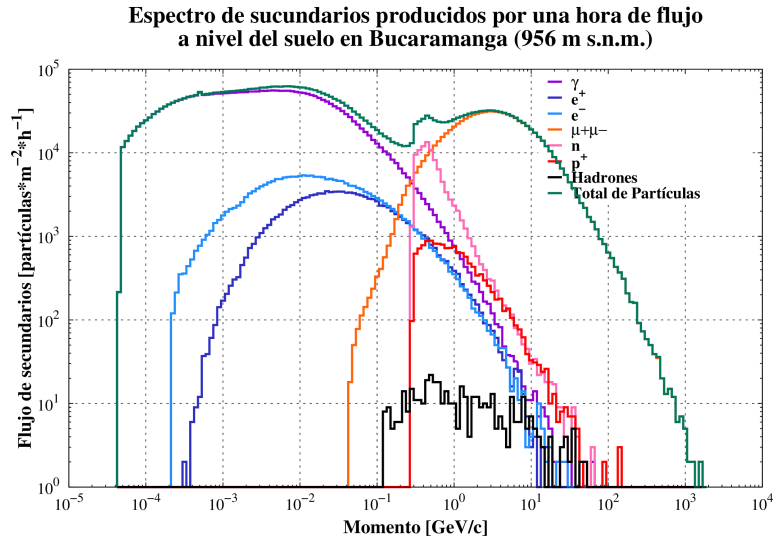


Figura 4.3: Espectro de energía de los secundarios que se producen durante una hora de flujo a nivel del suelo en Bucaramanga. Espectro de todos los secundarios (verde) y por familias de partículas: fotones (morado), electrones (celeste), positrones (azul oscuro), neutrones (rosado), protones (rojo) y hadrones (negro). El pico que se presenta para una energía de $0,511 \times 10^{-3}$ GeV corresponde a los fotones que se producen por aniquilación de pares.

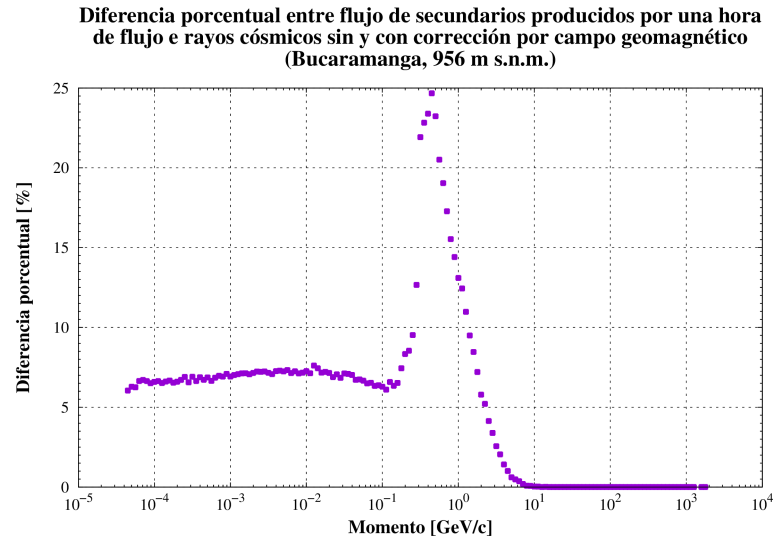


Figura 4.4: Resultado de la diferencia porcentual entre flujo sin corrección (F_{sec}) y con corrección ($F_{sec-corr}$) por campo geomagnético, de acuerdo a la sección 3.3 y la figura 3.7.

Tabla 4.3: Número de secundarios, con energía de 0,45 GeV, producidos a nivel del suelo por una hora de flujo, sin corrección y con corrección por campo geomagnético.

Partícula	Sin corrección	Con corrección	Diferencia porcentual% $\left(\frac{F_{sec}-F_{sec-corr}}{F_{sec}}\right) \times 100\%$
γ	2433	2343	3.7
e^+	943	899	4.7
e^-	882	853	3.3
μ^+	4919	3941	19.9
μ^-	4390	3751	14.6
n^0	13398	8501	36.6
p^+	879	684	22.2
Total	27863	20989	24.7

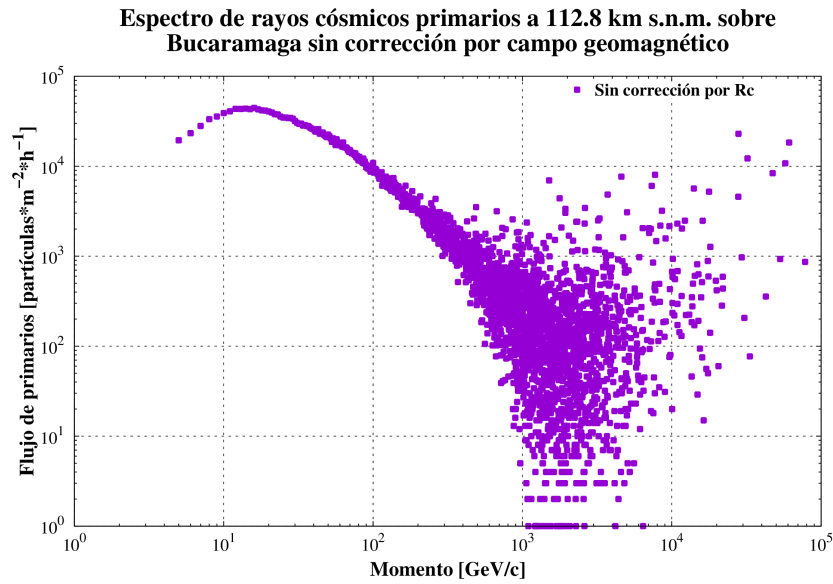


Figura 4.5: Espectro de primarios que producen secundarios la piso sin corrección por campo geomagnético a 112.8 km s.n.m. sobre Bucaramanga.

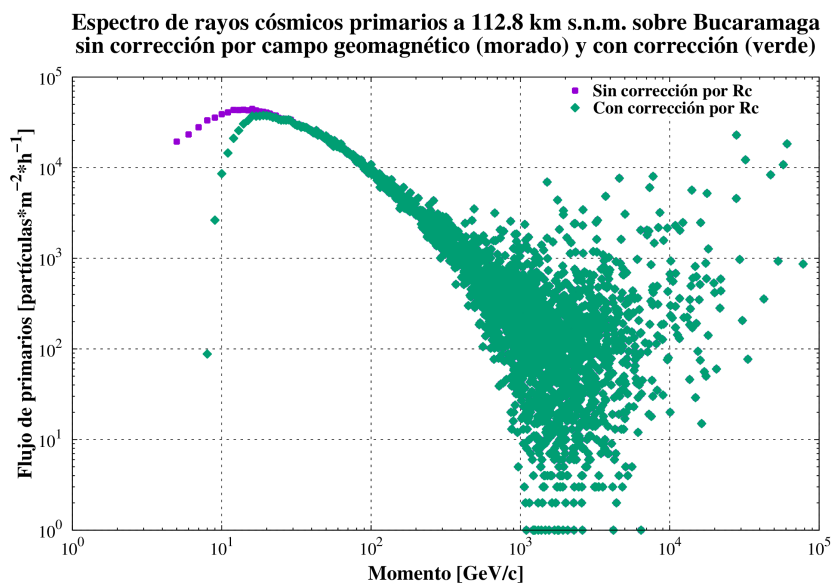


Figura 4.6: Espectro de primarios que producen secundarios la piso sin y con corrección por campo geomagnético a 112.8 km s.n.m. sobre Bucaramanga.

4.3. Modulación de rayos cósmicos secundarios en Bucaramanga para una hora de flujo por efecto dinámico del campo Geomagnético

Con el objeto de estimar cómo es afectado el flujo de secundarios en condiciones dinámicas del CG, en este trabajo calculamos el valor de la rigidez de corte (de acuerdo a lo expuesto en el capítulo 2, secciones 2.2 y 2.3) para cada hora del mes de mayo del año 2005. La selección de esta fecha corresponde a que diferentes monitores de Neutrones y el observatorio Pierre Auger registraron un FD (ver figura 1.12). Por otra parte, en este mes se registró uno de los índices más bajos Dst (-247 nT), lo que permite estimar el comportamiento de secundarios en condiciones extremas de CG. La figura 4.11 muestra el índice Dst registrado durante este mes, donde se observa un mínimo global para las 8 horas del día 15 de mayo (345 horas desde las cero horas del primero de mayo). Los datos registrados de Dst usados en el presente trabajo son tomados del *World Data Center for Geomagnetism, Kyoto Dst index service*². Este cálculo de la R_C requirió conocer los valores medidos por hora de los siguientes parámetros:

- Presión dinámica de viento solar

²<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp>

- Índice Dst
- Componentes B_y y B_z del campo magnético interplanetario
- Parámetros G1 y G2 del modelo de Tsyganenko 2001 (ver definición de estos parámetros en la sección 2.3).

Las figuras de la 4.7 a la 4.10 presentan la diferencia porcentual relativa entre el valor de la R_C secular ($R_{C\text{-secular}}$) y la que se registró para el mínimo global ($R_{C\text{-15mayo2005}}$) (que en adelante se representa como $\text{Dif}_{\%R_C}$):

$$\text{Dif}_{\%R_C} = \frac{(R_{C\text{-15mayo2005}}) - (R_{C\text{-secular}})}{R_{C\text{-secular}}} \times 100 \%. \quad (4.2)$$

En estas figuras se observa que la $\text{Dif}_{\%R_C}$ mantiene un valor negativo a lo largo de los ángulos acimutales, lo que se traduce en que la $R_{C\text{-15mayo2005}}$ es menor que la $R_{C\text{-secular}}$. Este resultado es coherente con el hecho que bajos índices Dst (< 0) corresponden a un decrecimiento del CG (ver sección 2.1); hecho que ha sido reportado por D. F. Smart y M. A. Shea en el año 2005, [101], y por D. F. Smart y colaboradores en el año 2006, [103]. En particular, D. F. Smart y M. A. Shea muestran como la rigidez de corte vertical disminuye para un índice Dst de -300 nT; mientras que D. F. Smart y colaboradores reportan este mismo comportamiento para diferentes intensidades de tormentas magnéticas.

En síntesis, los trabajos que hasta el momento se han reportado en la literatura (sobre el uso y calculo del valor de la R_m) no tienen en cuenta las correcciones que se producen por el estado del CG en un tiempo específico [101, 102, 112]. En este trabajo se ha pasado de calcular una R_m no dependiente del tiempo

$$R_m = R_m(\theta, \lambda, h), \quad (4.3)$$

a estimar un valor de R_m dependiente del tiempo

$$R_m = R_m(\theta, \lambda, h, t). \quad (4.4)$$

Ahora bien, conociendo el valor de la R_C para cada hora del mes de mayo de 2005, se filtró entonces el flujo de secundarios para este mismo intervalo de tiempo y que se obtuvo como resultado en la sección 4.2 (figura 4.3), calculado para una hora (F_{sec}).

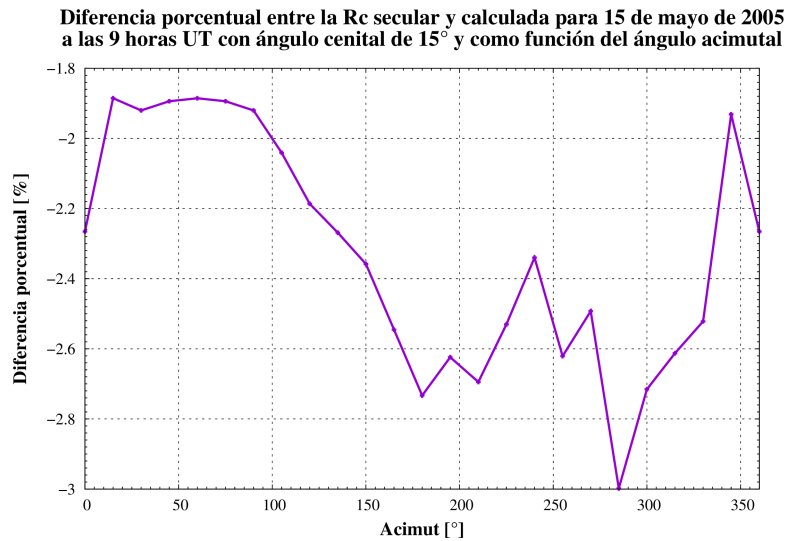


Figura 4.7: Diferencia porcentual entre la R_C secular y la registrada para el 15 de mayo de 2005, para un ángulo cenital de 15 grados.

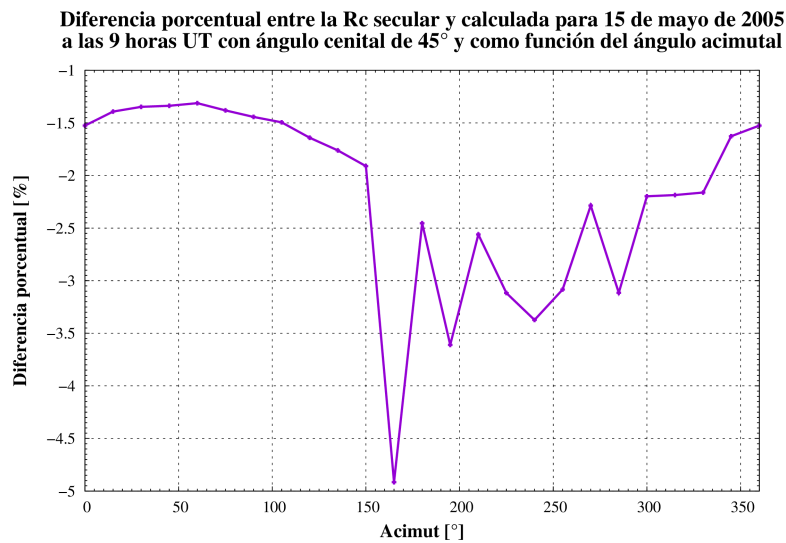


Figura 4.8: Diferencia porcentual entre la R_C secular y la registrada para el 15 de mayo de 2005, para un ángulo cenital de 45 grados.

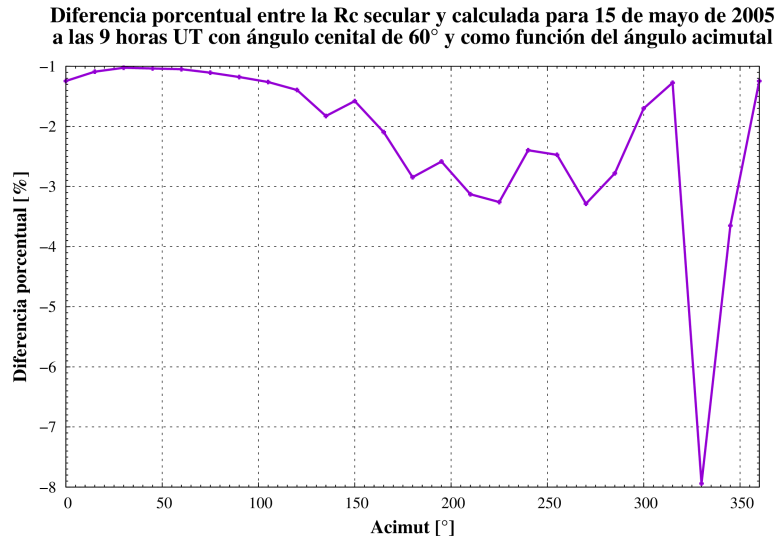


Figura 4.9: Diferencia porcentual entre la R_C secular y la registrada para el 15 de mayo de 2005, para un ángulo cenital de 60 grados.

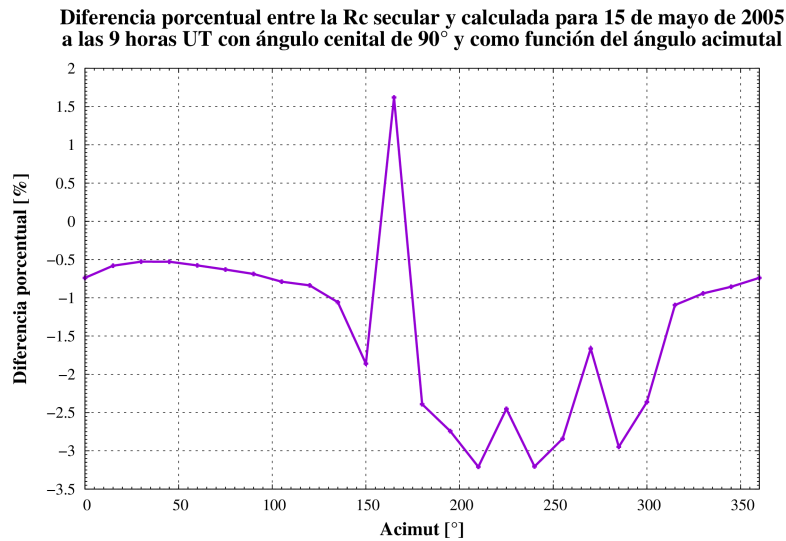


Figura 4.10: Diferencia porcentual entre la R_C secular y la registrada para el 15 de mayo de 2005, para un ángulo cenital de 90 grados.

A partir de este filtrado se determin3 la afectaci3n temporal que podrían llegar a sufrir los secundarios a nivel del suelo en Bucaramanga debido a la dinámica del CG. A este flujo corregido por CG dinámico por hora, lo denotamos en adelante por $F_{\text{sec-hora}}$. En este punto es importante destacar la diferencia entre el flujo corregido ($F_{\text{sec-corr}}$), definido en la secci3n 4.2) y $F_{\text{sec-hora}}$. El primero corresponde a un flujo de secundarios que se obtiene suponiendo una condici3n estática y “quiet” del CG, es decir un $Dst = 0$; mientras el segundo es un flujo que cambia de acuerdo a la dinámica del CG -que a su vez depende de la dinámica del Sol y sus fenómenos transitorios, ver capítulos 1.4 y 2-, dinámica que en este trabajo esta expresada en términos del valor del índice Dst . Los resultados para esta correcci3n dinámica de flujo de secundarios se presenta en las figuras 4.12 y 4.13, donde se observa la diferencia porcentual del flujo $F_{\text{sec-hora}}$ respecto del flujo F_{sec} ($\text{Dif}_{\%F_{\text{sec-hora}}}$) y el flujo $F_{\text{sec-corr}}$ ($\text{Dif}_{\%F_{\text{sec-corr}}}$), respectivamente. Esta diferencia porcentual se calcul3 de acuerdo a las expresiones

$$\text{Dif}_{\%F_{\text{sec-hora}}} = \frac{F_{\text{sec}} - F_{\text{sec-hora}}}{F_{\text{sec}}} \times 100\%, \quad (4.5)$$

$$\text{Dif}_{\%F_{\text{sec-corr}}} = \frac{F_{\text{sec-corr}} - F_{\text{sec-hora}}}{F_{\text{sec-corr}}} \times 100\%, \quad (4.6)$$

De la figura 4.12 se encuentra que el flujo F_{sec} se corrige en promedio por un 7% al tener en cuenta la dinámica del CG, acorde con los resultados obtenidos en la secci3n 4.2. Es importante notar como esta diferencia porcentual se corresponde bastante bien con la evoluci3n temporal del índice Dst , destacándose que el $F_{\text{sec-hora}}$ presenta su máxmo decrecimiento, respecto a F_{sec} , para el valor más bajo registrado del Dst (-247 nT, presentado en la figura 4.11)). En la figura 4.13 se observa la misma correspondencia con el índice Dst , sin embargo en este caso el $F_{\text{sec-hora}}$ crece con respecto al $F_{\text{sec-corr}}$ en el momento en que el índice Dst decrece por encima de los -60 nT, de acuerdo a la figura 4.11.

Para observar como es el comportamiento por familia de secundarios bajo estas condiciones dinámicas de CG, las figuras de la 4.14 a la 4.18 presentan la diferencia porcentual, entre $F_{\text{sec-hora}}$ y $F_{\text{sec-corr}}$ para los neutrones, protones, μ^+ y μ^- , e^- y e^+ , y gammas a nivel del suelo en BGA. De éstas se observa que la mayor variaci3n global se presenta para los Neutrones ($\sim -3\%$), seguida de los protones ($\sim -2\%$), mientras los gammas, e^- y e^+ presentan el menor cambio ($\sim 0,7\%$). Es de notar como las figuras 4.17 y 4.18 presentan un comportamiento muy similar en los valores del cambio porcentual. Este resultado puede entenderse a partir de los procesos involucrados, y estrechamente ligados, entre la aparici3n de pares e^\pm (radiaci3n de frenado, creaci3n y aniquilaci3n de pares) y partículas γ a medida que evoluciona la EAS, tal y como se describi3 en las secciones 1.5 y 4.2, explicaci3n del resultado obtenido y presentado en la figura 4.3.

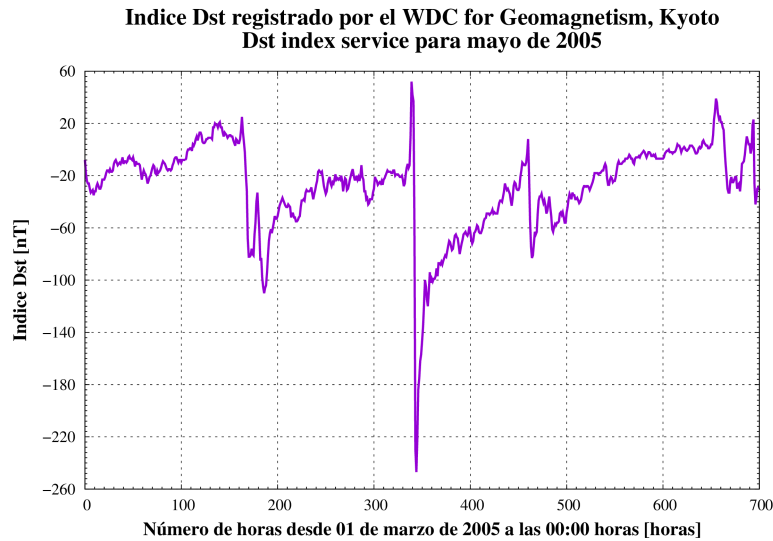


Figura 4.11: Indice Dst registrado para el mes de mayo de 2005 por el World Data Center for Geomagnetism, Kyoto Dst index service. Datos tomados desde <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp>.

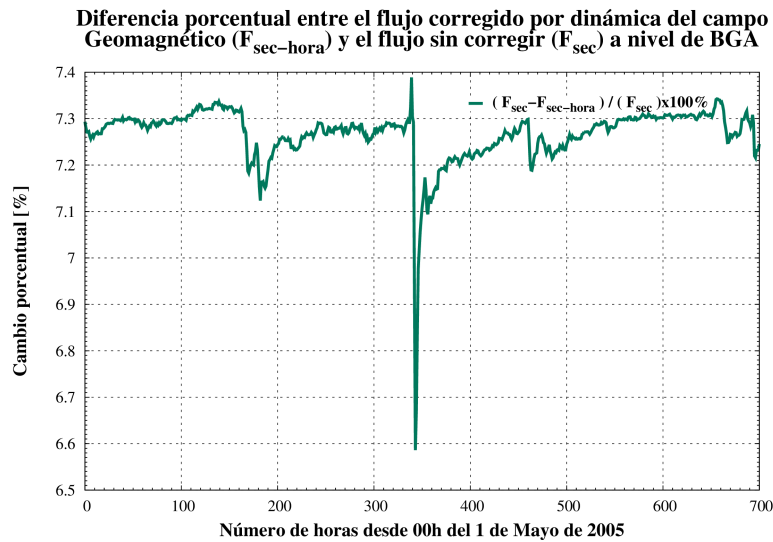


Figura 4.12: Diferencia porcentual entre el flujo de secundarios corregido por dinámica del campo geomagnético ($F_{sec-hora}$) y el flujo sin corregir (F_{sec}), a nivel del suelo en BGA.

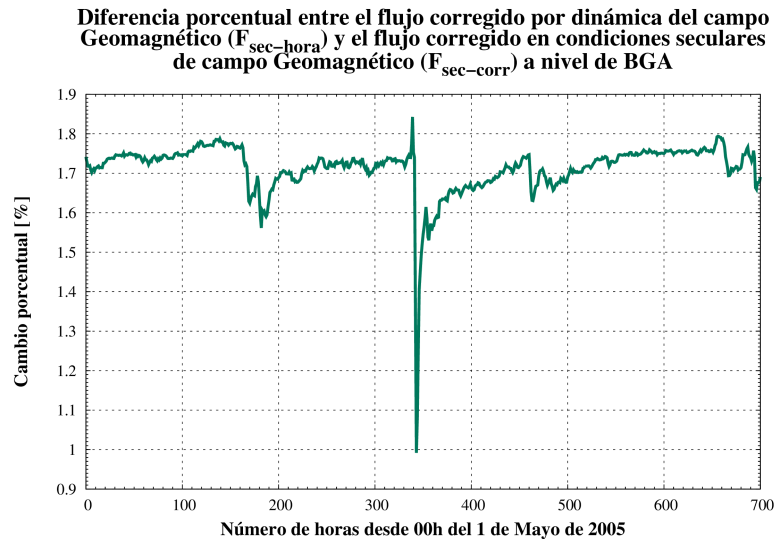


Figura 4.13: Diferencia porcentual entre el flujo de secundarios corregido por dinámica del campo geomagnético ($F_{\text{sec-hora}}$) y el flujo en condiciones seculares ($F_{\text{sec-corr}}$), a nivel del suelo en BGA.

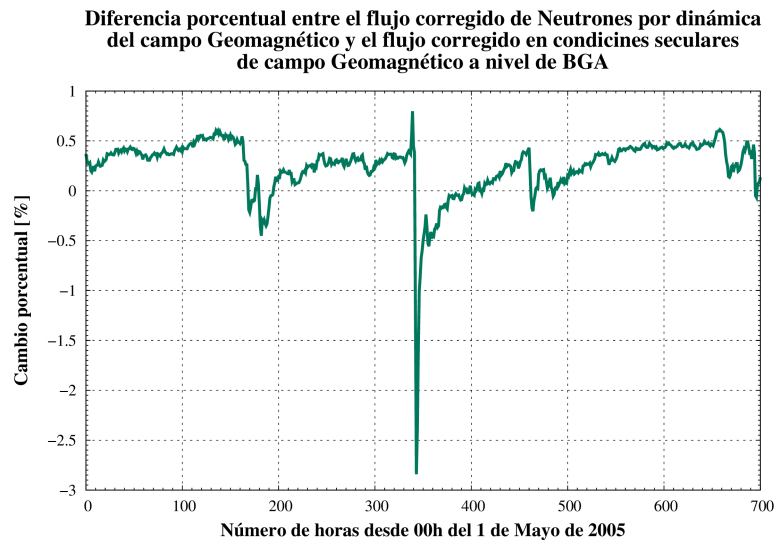


Figura 4.14: Diferencia porcentual entre el flujo de neutrones secundarios corregido por dinámica del campo geomagnético ($F_{\text{sec-hora}}$) y el flujo en condiciones seculares ($F_{\text{sec-corr}}$), a nivel del suelo en BGA.

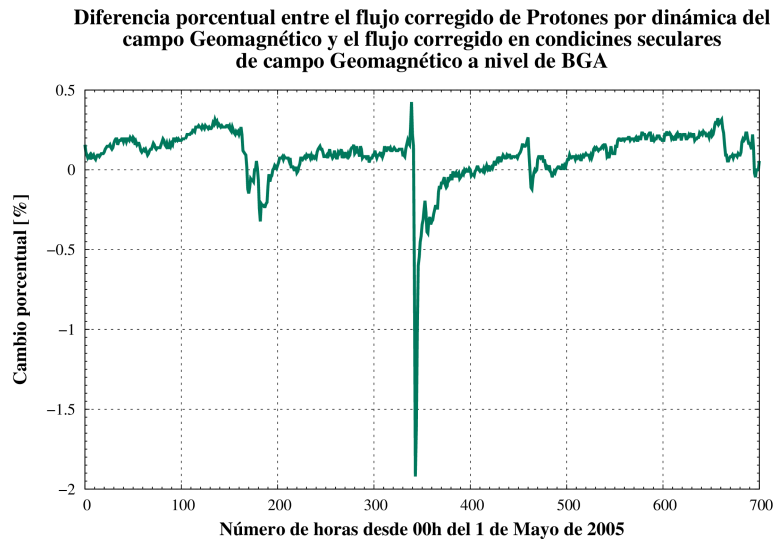


Figura 4.15: Diferencia porcentual entre el flujo de protones secundarios corregido por dinámica del campo geomagnético ($F_{\text{sec-hora}}$) y el flujo en condiciones seculares ($F_{\text{sec-corr}}$), a nivel del suelo en BGA.

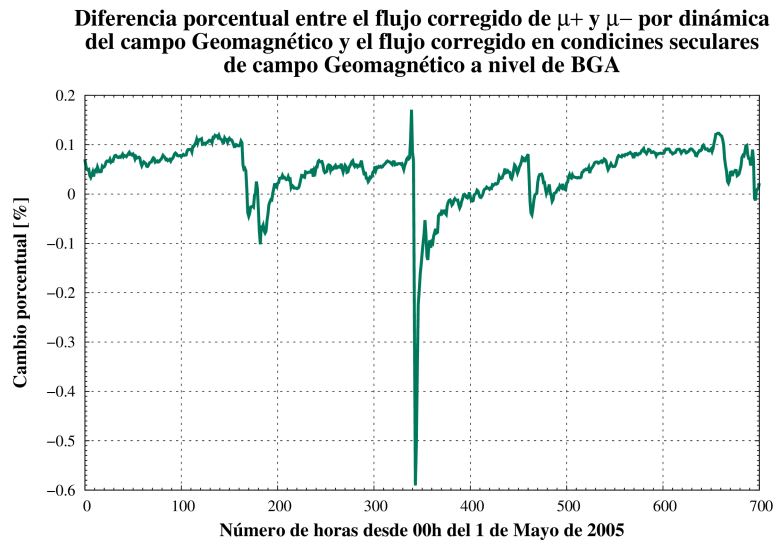


Figura 4.16: Diferencia porcentual entre el flujo de muones secundarios (μ^+ y μ^-) corregido por dinámica del campo geomagnético ($F_{\text{sec-hora}}$) y el flujo en condiciones seculares ($F_{\text{sec-corr}}$), a nivel del suelo en BGA.

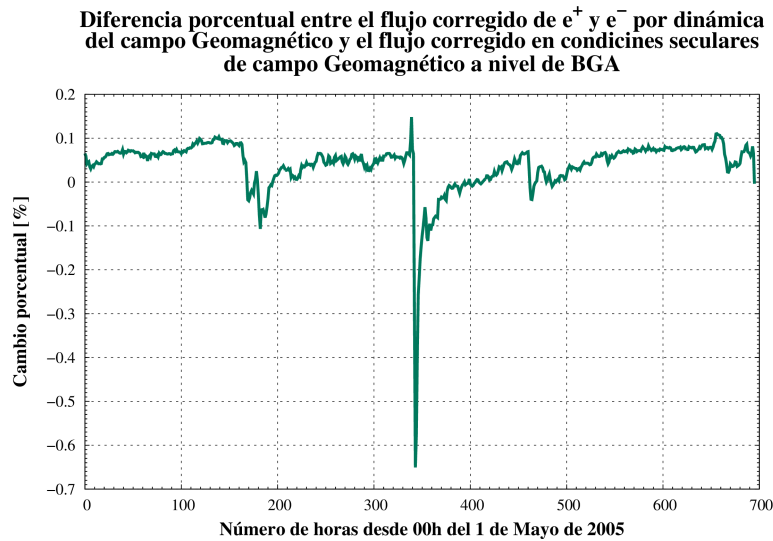


Figura 4.17: Diferencia porcentual entre el flujo de e^\pm secundarios corregido por dinámica del campo geomagnético ($F_{\text{sec-hora}}$) y el flujo en condiciones seculares ($F_{\text{sec-corr}}$), a nivel del suelo en BGA.

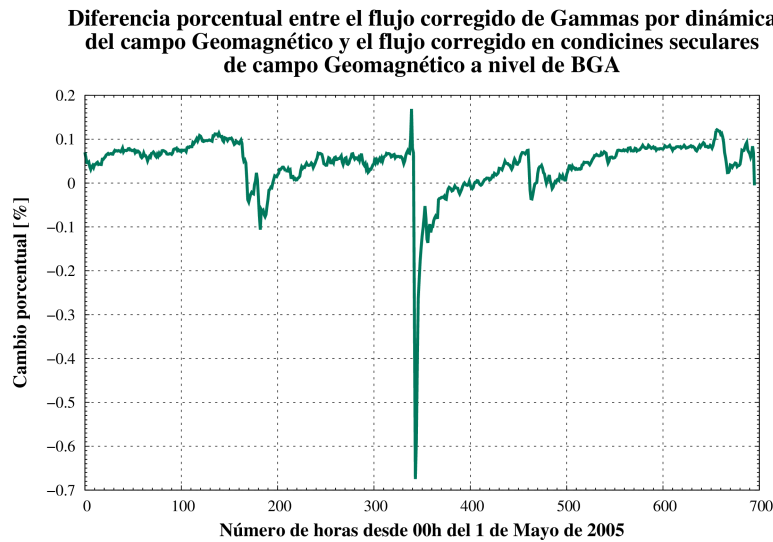


Figura 4.18: Diferencia porcentual entre el flujo de Gammas (γ) secundarios corregido $F_{\text{sec-hora}}$ por dinámica del campo geomagnético y el flujo en condiciones seculares $F_{\text{sec-corr}}$, a nivel del suelo en BGA.

Es importante notar que los resultados que se obtuvieron de la figura 4.12 a la 4.18 son las estimaciones de la variación que tendría el flujo de secundarios a nivel del suelo en Bucaramanga, bajo las condiciones del CG presentes durante el mes de mayo de 2005. En la figura 4.19 se presenta el flujo de neutrones registrado para este mismo mes por dos monitores de neutrones: McMurdo³ y Roma⁴. Como se puede observar, estos dos observatorios, ubicados en latitudes diferentes, registraron dos decrecimientos en el conteo de neutrones que coinciden con los decrecimientos encontrados en este trabajo. El decrecimiento más fuerte ha sido considerado como un evento Forbush por diferentes trabajos [99, 4, 58].

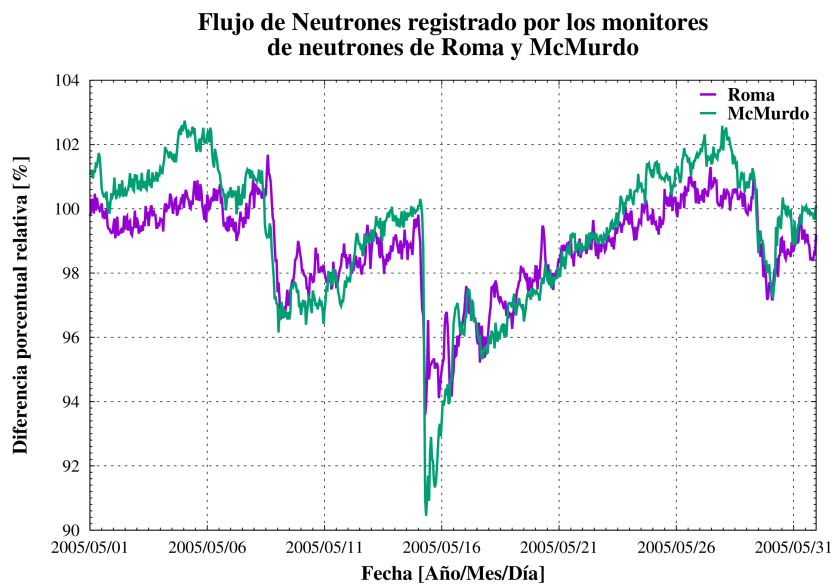


Figura 4.19: Flujo de neutrones registrado para el mes de mayo de 2005 por los monitores de neutrones Roma y McMurdo. El decrecimiento que se observa el 13 de mayo ha sido reportado como un Forbush Decrease [99, 4, 58]. Datos tomados del Neutron Monitor Data Base (<http://www.nmdb.eu/?q=node/19>).

³<http://neutronm.bartol.udel.edu/realtime/mcmurdo.html>

⁴<http://cr0.izmiran.rssi.ru/rome/>

Discusión de resultados

Los cálculos realizados a lo largo del presente trabajo se enfocaron en encontrar una relación entre cambios en el flujo de secundarios medidos a nivel del suelo en Bucaramanga y la dinámica del Campo Geomagnético.

Como primer paso para encontrar una relación entre: CG y flujo de RC secundarios a nivel del suelo de Bucaramanga, se calculó la dependencia de la rigidez de corte magnético efectiva, a 112.8 km s.n.m. (ecuación (3.7)), con la dirección de arribo, y posteriormente como función del tiempo (capítulo 3, sección 3.3). En lo referente a la dirección de arribo, los resultados obtenidos y presentados en la figura 3.7 muestran como la R_C tiene una fuerte dependencia con las direcciones; además de describir la asimetría Este-Oeste o cono de Störmer [105]. La figura 3.7 es coherente con el hecho que las direcciones de arribo a un cierto punto geográfico implican diferentes trayectorias o direcciones asintóticas. Hecho que ha sido reportado por J.Wentz, A. Bercuci, y B. Vulpescu [112] y verificado por nosotros a través de los resultados obtenidos en la sección 3.5 (gráficas 3.13 y 3.14).

Es importante resaltar que en este trabajo se obtuvo un resultado no esperado para la rigidez de corte como función de la dirección de arribo a 112.8 km s.n.m sobre la ciudad de Bucaramanga. A este comportamiento lo hemos denominado como comportamiento anómalo de la rigidez de corte para direcciones de arribo con ángulos cenitales de 45°, 60°, 75° y 90°, con ángulos acimutales entre 250° y 300°. Dicho comportamiento se presenta en detalle en la figura 3.8. Aunque el análisis de este resultado no era parte de los objetivos iniciales de este trabajo, se reconstruyeron algunas trayectorias para rayos cósmicos con R_m dentro de esta anomalía con el objeto de estimar la naturaleza de este comportamiento. Los resultados obtenidos se presentaron en la figura 3.9. En ésta se puede observar como RC que arriban a una misma posición geográfica describen una trayectoria completamente diferente al cambiar levemente su rigidez magnética. De las dos hipótesis planteadas para estimar la naturaleza de este comportamiento, solo se pudo descartar que este comportamiento tenga relación directa con la anomalía del Atlántico Sur. Entender por qué para estas direcciones de arribo la R_C sufre este comportamiento anómalo se plantea como un futuro trabajo de investigación.

En este trabajo se definieron funciones de probabilidad acumulativa que caracterizan la zona de penumbra de ingreso de rayos cósmicos, para condiciones seculares (FPA-RC, ecua-

ción (3.10)) y condiciones dinámicas del CG (FPA-RC-D, ecuación (3.12)). Estas funciones apuntan a entender la zona de penumbra (figura 3.6) ya no como un único valor [51, 101] (ecuación (3.7)) sino como una función de probabilidad acumulativa. Funciones que dependen del ángulo cenital de arribo (θ), la rigidez magnética de la partícula ($R(\theta)$) y del tiempo, respectivamente. Los resultados de estas funciones se presentan en las figuras 3.11, para condiciones seculares, y 3.12 condiciones dinámicas del CG. Es importante mencionar que las funciones FPA-RC y FPA-RC-D tienen como limitación que son válidas solo como estimaciones para un ángulo cenital de arribo, y no sobre una dirección de arribo completa (θ y ϕ). Lo anterior se sustenta en la forma en que se han definido estas funciones (ecuación (3.9)).

En lo referente a la R_C como función del tiempo los resultados se presentan en las figuras 4.7, 4.8, 4.9 y 4.10. En estas figuras se observa que el valor de R_C cambia cuando es calculada para un tiempo específico (en este caso a las 9 horas UTC del 15 de mayo de 2005) respecto del valor calculado en condiciones seculares. Esta diferencia permite estimar con mejor detalle los cambios que sufre el flujo de primarios que llegan al borde de la atmósfera terrestre sobre un punto geográfico. De esta manera, el método y los códigos desarrollados en el presente trabajo se convierten en el punto de partida para próximas investigaciones que apunten a entender en más detalle por qué y cuáles rayos cósmicos primarios son afectados por cambios en el campo geomagnético y eventualmente por la interacción de este campo con las ICME.

El segundo paso para vincular el CG con los RC secundarios a nivel del suelo, corresponde a conocer cómo es el flujo de estos secundarios a nivel del suelo de la ciudad de Bucaramanga (956 m s.n.m). En este trabajo se ha filtrado la fluencia de primarios que llegan al borde de la atmósfera (tabla 1.1) por la rigidez magnética dependiente del tiempo (ecuación (4.4)).

Los resultados de los secundarios producidos en una hora en el suelo de Bucaramanga se presentan en la figura 4.3, en la que se puede ver como cada familia, o tipo de secundario, contribuye al flujo total. Los resultados de las correcciones por campo geomagnético se presentan en la figura 4.4, donde se observa que la corrección por CG oscila alrededor de un 7%. Sin embargo, a energías cercanas al 0,45 GeV esta corrección crece a un valor cercano al 25%. La tabla 4.3 presenta el cambio porcentual del flujo secundarios por tipo de partícula para esta energía. En esta tabla se puede observar que son los neutrones los que presentan una mayor disminución en su flujo con un 36,6%, seguidos de los protones con una disminución del 22,2%. Lo anterior implica que a estas energías el decrecimiento de secundarios por CG es dominado por neutrones. Resultado que es acorde con el uso de detectores de neutrones a nivel del suelo para monitorear la dinámica del CG. Una pregunta que surge de este resultado es: ¿por qué los neutrones con energías cercanas a las 0,45 GeV son los secundarios más afectados por cambios en el campo geomagnético?. Responder esta pregunta se

deja como futuro trabajo de investigación.

En la figura 4.4 se observa una cota en energía a partir de la cual el flujo de secundarios no es afectado por el CG. Esta cota corresponde a una energía del orden de 10 GeV e impone un límite en energía para que un detector de secundarios pueda, o no, registrar modulaciones de secundarios por CG.

La principal contribución de este trabajo está centrada en la estimación de cómo cambia el flujo de secundarios a nivel del suelo de Bucaramanga por efecto del CG como función del tiempo. Dicha estimación se determinó para cada hora del mes de mayo del año 2005. Antes del cálculo de esta estimación, se realizó la comparación entre el valor de la R_C calculada en condiciones seculares ($R_{C\text{secular}}$) y la R_C calculada para las 9 horas del 15 de mayo del año 2005. Esta hora en particular corresponde a un momento en que el índice Dst registrado fue de -247 nT^1 . Esta rigidez R_C se denominó como $R_{C-15\text{mayo}2005}$. Dicha comparación se caracterizó por el término $\text{Dif}_{\%R_C}$ (ecuación (4.2)), que es la diferencia porcentual entre estas dos cantidades. Los resultados de esta comparación se presentan de la figura 4.7 a la figura 4.10. La anterior serie de figuras muestran como la $\text{Dif}_{\%R_C}$ mantienen un valor negativo, que guarda correspondencia con lo reportado en [101, 103]. No obstante, la figura 4.10 presenta un valor positivo para $\text{Dif}_{\%R_C}$ a un ángulo acimutal de 165° . En principio, este resultado implica que en este día y a esta hora el CG sufrió un incremento en su magnitud, lo que se tradujo en aumento del valor de la $R_{C-15\text{mayo}2005}$ por encima de la $R_{C\text{secular}}$. Un resultado con características similares no ha sido reportado en la literatura, o al menos no en la revisión bibliográfica realizada para el presente trabajo. Por lo tanto, la explicación del mismo se deja como una pregunta abierta a responder en futuros trabajos de investigación.

La corrección del flujo de secundarios a nivel del piso como función del cambio temporal del CG se caracterizó por dos términos: $\text{Dif}_{\%F_{\text{sec-hora}}}$ y $\text{Dif}_{\%F_{\text{sec-corr}}}$.

El término $\text{Dif}_{\%F_{\text{sec-hora}}}$ se definió a partir de la ecuación (4.5) y representa la diferencia porcentual entre el flujo de RC secundarios calculado sin tener en cuenta las correcciones por CG y éste mismo flujo con correcciones por las condiciones del CG durante el mes de mayo de 2005. Los resultados para $\text{Dif}_{\%F_{\text{sec-hora}}}$ se presentan en la figura 4.12, donde se observa que el flujo de secundarios a través del mes de mayo del año 2005 tiene un cambio que oscila entre el 7,4 % y el 6,6 %, con un pico de mínimo cambio para el día 9, donde $\text{Dif}_{\%F_{\text{sec-hora}}}$ toma un valor de casi un 7 %. Es importante notar que cualitativamente $\text{Dif}_{\%F_{\text{sec-hora}}}$ presenta un comportamiento muy similar a la evolución del índice Dst registrado para este mismo mes (ver figura 4.11).

En el caso del término $\text{Dif}_{\%F_{\text{sec-corr}}}$ (definido en la ecuación (4.6)) representa el cambio porcentual entre el flujo corregido por CG en condiciones seculares y este mismo flujo corregido por las condiciones del CG durante el mes de mayo de 2005. Los resultados para

¹de acuerdo al <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp>

$\text{Dif}_{\%F_{\text{sec-corr}}}$ se presentan en las figuras de la 4.13 a la 4.18. En particular, la figura 4.13 muestra un decrecimiento importante del flujo total de secundarios que llegan al suelo en Bucaramanga para el día 13 de mayo, fecha en que diferentes monitores de neutrones registraron un decrecimiento Forbush (ver figura 4.19). Decrecimiento que ha sido reportado en la literatura [99, 4, 58] y que constituye una validación importante para los resultados obtenidos en este trabajo, teniendo que nuestras estimaciones y cálculos predicen un resultado observado por diferentes experimentos.

Las figuras de la 4.14 a la 4.18 muestran el cambio por tipo de secundario, que compone el flujo total: n^0 , p^+ , μ^\pm , e^\pm y γ , respectivamente. De estas últimas gráficas, se observa que la máxima variación, para el máximo valor de índice Dst (-247 nT) se presenta para los n^0 , en cerca de un -3% , mientras que la mínima variación, para este mismo valor del índice Dst, corresponde a los μ^\pm , en cerca de un $-0,6\%$. Es importante resaltar la semejanza en el comportamiento de los e^\pm y los γ . Semejanza que se puede entender a partir de la estrecha relación que existe entre la creación de pares e^\pm y la eventual aparición de partículas γ , esto a partir de los procesos que sufren estas partículas durante el desarrollo de las EAS, como por ejemplo la radiación de frenado que da origen a γ . Este último resultado se plantea como futuro trabajo de investigación, donde se explique a mayor profundidad la naturaleza de esta semejanza en los valores de $\text{Dif}_{\%F_{\text{sec-corr}}}$ (figuras 4.17 y 4.18) para el caso de e^\pm y γ .

Los resultados, métodos y códigos desarrollados en este trabajo contribuyen al entendimiento de cómo el flujo de RC secundarios a nivel del suelo, en la ciudad de Bucaramanga, es modulado a causa de la interacción de RC primarios, con energías inferiores a 20 GeV, por el campo GC, tanto en condiciones seculares (sección 4.2) como en condiciones dinámicas (sección 4.3). Por otra parte, estos métodos y códigos pueden aplicarse a cualquier posición geográfica, lo que ha llevado a que los mismos hayan sido integrados en la cadena de simulaciones de la Colaboración LAGO. No obstante, el siguiente paso a seguir consiste en la verificación de estos resultados a través de datos registrados por los detectores Cherenkov de Agua de la Colaboración LAGO, y en particular por alguno instalado en la ciudad de Bucaramanga.

Conclusiones

A partir de los resultados presentados en las figuras 4.12 y 4.13 concluimos que el flujo de una hora de secundarios a nivel del suelo de Bucaramanga es afectado por cambios en el campo geomagnético, tanto en condiciones seculares como dinámicas. En particular, la figura 4.13 muestra que el cambio en el flujo de partículas secundarias a nivel del suelo puede alcanzar cambios del orden del 2% y que los detectores Cherenkov de agua podrían registrar fenómenos Forbush Decrease.

Se definió una nueva función de rigidez magnética para rayos cósmicos que ingresan al campo geomagnético como función del tiempo, ecuación 4.4. Esta ecuación permite calcular el flujo de rayos cósmicos que llegan al borde de la atmósfera terrestre introduciendo correcciones por campo geomagnético. A partir de esta función se corrigió la fluencia de primarios que llegan al borde de la atmósfera sobre la ciudad de Bucaramanga, resultados que se presentan en la figura 4.6, donde se observa que esta corrección puede llegar al orden del 15%.

En el desarrollo de este trabajo se construyó una función de distribución de probabilidad que permite caracterizar la zona de penumbra -de ingreso de rayos cósmicos- como una probabilidad de ingreso y no como un número. Esta función se introdujo de tal forma que permite calcular la probabilidad de ingreso al borde de la atmósfera para un rayo cósmico con rigidez en zona de penumbra en condiciones seculares y dinámicas del campo geomagnético, tal y como se presentó en las figuras 3.11 y 3.12.

Los resultados, códigos y procedimientos desarrollados en este trabajo son un punto de partida para el estudio de fenómenos Forbush Decrease a través del registro de partículas cargadas a nivel del suelo. Actualmente, la Colaboración LAGO -en el marco de su programa de Clima espacial- está en el proceso de integración de éstos a los algoritmos de análisis de los datos producidos por sus detectores.

Los resultados del presente trabajo han sido publicados en *Proceedings of Science*:

- H. Asorey, S. Dasso, L.A. Núñez, Y. Pérez, C. Sarmiento-Cano, M. Suárez-Durán, for The LAGO Collaboration. The LAGO Space Weather Program: Directional Geomagnetic Effects, Background Fluence Calculations and Multi-Spectral Data Analysis. Proceedings of the 34th International Cosmic Ray Conference ICRC 2015. **142**. The Hague, The Netherlands. http://pos.sissa.it/archive/conferences/236/142/ICRC2015_142.pdf.

Actualmente se encuentra a la espera de aprobación para una publicación en *Advances in Space Research, Space and Geophysical Research Related to Latin America*, con el título: The rigidity cut-off calculation method for the sites of the LAGO project.

Como parte de la divulgación de resultados, los resultados obtenidos fueron presentados en los siguientes eventos académicos:

- **2015:** 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC), At The Hague, The Netherlands. *The LAGO Space Weather Program: Directional Geomagnetic Effects, Background Fluence Calculations and Multi-Spectral Data Analysis*.
- **2014:** X Latin American Symposium on High Energy Physics (SILAFAE) Medellín, Colombia. *Multi-directional rigidity cut-off calculation method for LAGO Collaboration*.
- **2014:** 10th Latin American Conference on Space Geophysics (X COLAGE) Cusco, Perú. *The rigidity cut-off calculation method for the sites of the LAGO project*.
- **2013:** XII ICFA School On Instrumentation In Elementary Particle Physics. Bogotá, Colombia. *Studies of Galactic Cosmic Rays Modulation by Solar Activity Using a Water Cherenkov Detector, for LAGO Collaboration*.
- **2013:** XXV Congreso Colombiano de Física. Armenia, Colombia. *Estudio de la modulación de rayos cósmicos por actividad usando un detector Cherenkov de agua*.
- **2013:** Compact Object Summer Fest. Bucaramanga, Colombia. *Cosmic ray flux affected at ground level by Solar phenomena*.

Referencias

- [1] ABRAHAM, J., AND ET AL. Measurement of the Depth of Maximum of Extensive Air Showers above 10^{18} eV. *Physical Review Letters* 104, 9 (Mar. 2010), 091101. (Citado en página 50.)
- [2] ADRIANI, O., AND ET AL. PAMELA measurements of cosmic ray proton and helium spectra. *Science (New York, N.Y.)* 332, 6025 (Apr. 2011), 69–72. (Citado en página 51.)
- [3] AGUILAR, M., AND ET AL. Relative Composition and Energy Spectra of Light Nuclei in Cosmic Rays: Results From AMS-01. *The Astrophysical Journal* 724, 1 (Nov. 2010), 329–340. (Citado en página 51.)
- [4] AHLUWALIA, H., , AND ET AL. A large forbush decrease in may 2005. In *Proceedings of the 33rd International Cosmic Ray Conference ICRC 2013* (Rio de Janeiro, Brasil, 2013), pp. 4, 132–137. (Citado en página 102 and 106.)
- [5] AHN, H. S., AND ET AL. Measurements Of The Relative Abundances Of High Energy Cosmic ray Nuclei In The Tev/nucleon Region. *The Astrophysical Journal* 715, 2 (June 2010), 1400–1407. (Citado en página 51.)
- [6] ALANIA, M. V., AND SHATASHVILI, L. K. Quasi-periodic cosmic ray variations. *Tiflis Izdatel Tbilisskogo Universiteta* (1974). (Citado en página 33.)
- [7] ALOISIO, R., BEREZINSKY, V., AND GAZIZOV, A. Disappointing model for ultrahigh-energy cosmic rays. *Journal of Physics: Conference Series* 337, 1 (2012), 012042. (Citado en página 16.)
- [8] ANTONI, T., AND ET AL. The cosmic-ray experiment KASCADE. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 513, 3 (2003), 490 – 510. (Citado en página 16.)
- [9] ANTONI, T., AND ET AL. KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays: Results and open problems. *Astroparticle Physics* 24, 1-2 (2005), 1–25. (Citado en página 16.)
- [10] ARQUEROS MARTÍNEZ, F. Las partículas más energéticas de la naturaleza. *Dialnet*, 2 (2009), 66–75. (Citado en página 44.)
- [11] ASIPENKA, A., AND ET AL. Asymptotic longitudinal distribution of cosmic ray variations in real time as the method of interplanetary space diagnostic. In *Proceedings of the 31th International Cosmic Ray Conference ICRC 2009* (Lodz, Poland, 2009). (Citado en página 36.)

- [12] ASOREY, H. Measurement of low energy cosmic radiation with the water Cherenkov detector array of the Pierre Auger Observatory. In *ICRC 2011 Id. 0400-0999* (2011). (Citado en página 32 and 37.)
- [13] AXFORD, W. I., LEER, E., AND SKADRON, G. The acceleration of cosmic rays by shock waves. In *Proceedings of the 15th International Cosmic Ray Conference ICRC 1977* (Plovdiv, Bulgaria, 1977), pp. 11, 132–137. (Citado en página 18.)
- [14] BATTISTONI, G., BLOISE, C., FORTI, C., GRECO, M., RANFT, J., AND TANZINI, A. Calculation of the TeV prompt muon component in very high energy cosmic ray showers. *Astroparticle Physics* 4, 4 (Apr. 1996), 351–363. (Citado en página 48.)
- [15] BECK, R. Magnetic fields in the milky way and other spiral galaxies. In *How does the Galaxy Work?*, E. Alfaro, E. Pérez, and J. Franco, Eds., vol. 315 of *Astrophysics and Space Science Library*. Springer Netherlands, 2005, pp. 277–286. (Citado en página 22.)
- [16] BELOV, A. V. Forbush effects and their connection with solar, interplanetary and geomagnetic phenomena. In *Universal Heliophysical Processes* (9 2008), vol. 4 of *Proceedings of the International Astronomical Union*, pp. 439–450. (Citado en página 32.)
- [17] BERGER, M. J., AND SELTZER, S. M. Tables of Energy Losses and Ranges of Electrons and Positrons. Tech. rep., NASA, Washington, 1964. (Citado en página 47.)
- [18] BERNLÖHR, K. Impact of atmospheric parameters on the atmospheric Cherenkov technique. *Astroparticle Physics* 12, 4 (Jan. 2000), 255–268. (Citado en página 85.)
- [19] BERNLÖHR, K. Simulation of imaging atmospheric Cherenkov telescopes with CORSIKA and sim_telarray. *Astroparticle Physics* 30, 3 (Oct. 2008), 149–158. (Citado en página 85.)
- [20] BETHE, H., AND 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 (Aug. 1934), 83–112. (Citado en página 23.)
- [21] BETHE, H., AND 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 (Aug. 1934), 83–112. (Citado en página 46.)
- [22] BLÜMER, J., ENGEL, R., AND HÖRANDEL, J. R. Cosmic rays from the knee to the highest energies. *Progress in Particle and Nuclear Physics* 63, 2 (Oct. 2009), 293–338. (Citado en página 50.)
- [23] BOEZIO, M., AND MOCCHIUTTI, E. Chemical composition of galactic cosmic rays with space experiments. *Astroparticle Physics* 39 40, 0 (2012), 95 – 108. (Citado en página 34.)

- [24] BUSSE, F. Geomagnetic field, theory. In *Encyclopedia of Solid Earth Geophysics*, H. Gupta, Ed., Encyclopedia of Earth Sciences Series. Springer Netherlands, 2011, pp. 394–401. (Citado en página 54.)
- [25] CANE, H. Coronal mass ejections and forrush decreases. *Space Science Reviews* 93, 1-2 (2000), 55–77. (Citado en página 13, 32 and 35.)
- [26] CASSAM-CHENAÏ, AND ET AL. Morphological Evidence for Azimuthal Variations of the Cosmic-Ray Ion Acceleration at the Blast Wave of SN 1006. *The Astrophysical Journal* 680, 2 (June 2008), 1180–1197. (Citado en página 20.)
- [27] 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 (Jan. 1931), 26–45. (Citado en página 42.)
- [28] CHARBONNEAU, P. Dynamo models of the solar cycle. *Living Reviews in Solar Physics* 7, 3 (2010). (Citado en página 54.)
- [29] CHRISTENSEN, U. Core dynamo. In *Encyclopedia of Solid Earth Geophysics*, H. Gupta, Ed., Encyclopedia of Earth Sciences Series. Springer Netherlands, 2011, pp. 55–63. (Citado en página 54.)
- [30] COLLABORATION, T. P. A. Correlation of the highest-energy cosmic rays with nearby extragalactic objects. *Science* 318, 5852 (2007), 938–943. (Citado en página 19.)
- [31] COSTA, C. The prompt lepton cookbook. *Astroparticle Physics* 16, 2 (Nov. 2001), 193–204. (Citado en página 48.)
- [32] DASSO, S., ASOREY, H., AND COLLABORATION, F. T. P. A. The scaler mode in the pierre auger observatory to study heliospheric modulation of cosmic rays. *Advances in Space Research* 49, 11 (2012), 1563 – 1569. Advances in theory and observation of solar system dynamics - I. (Citado en página 13.)
- [33] ENGEL, J., GAISSER, T., LIPARI, P., AND STANEV, T. Nucleus-nucleus collisions and interpretation of cosmic-ray cascades. *Physical Review D* 46, 11 (Dec. 1992), 5013–5025. (Citado en página 50.)
- [34] ENGEL, R., GAISSER, T., STANEV, T., AND LIPARI, P. Air shower calculations with the new version of SIBYLL. *Proceedings of the 26th International Cosmic Ray Conference ICRC 1999 I* (1999), 415–418. (Citado en página 50.)
- [35] ENRICO, F. On the origin of the cosmic radiation. *Phys. Rev.* 75 (Apr 1949), 1169–1174. (Citado en página 18.)

- [36] ERBER, T. High-Energy Electromagnetic Conversion Processes in Intense Magnetic Fields. *Reviews of Modern Physics* 38, 4 (Oct. 1966), 626–659. (Citado en página 45.)
- [37] FESEFELDT, H. C. GHEISHA program, Technical Report PITHA 85-02. Tech. rep., III Physikalisches Institut, Aachen, Germany, 1985. (Citado en página 85.)
- [38] FORBUSH, S. E. On the effects in the cosmic-ray intensity observed during recent magnetic storm. *Physical Review* 51 (1937), 1108–1109. (Citado en página 13 and 31.)
- [39] FORBUSH, S. E. World-wide cosmic ray variations, 1937-1952. *Journal of Geophysical Research* 59, 4 (1954), 2525–542. (Citado en página 31.)
- [40] FRIIS-CHRISTENSEN, E., LÜHR, H., AND HULOT, G. Swarm: A constellation to study the earth's magnetic field. *Earth, Planets and Space* 58, 4 (2006), 351–358. (Citado en página 54.)
- [41] GAISSER, T. *Cosmic rays and particle physics*. Cambridge University Press, 1990. (Citado en página 49.)
- [42] GREISEN, K. End to the cosmic-ray spectrum? *Phys. Rev. Lett.* 16 (Apr 1966), 748–750. (Citado en página 16 and 22.)
- [43] GRIEDER, P. K. F. Average Development and Properties of the Hadronic Muonic and Electromagnetic Components in Showers of 10^{*4} to 10^{*7} GEV Derived from AN All-Component Calculation. In *Proceedings of the 16th International Cosmic Ray Conference ICRC 1979* (Tokyo, Japan, 1979), vol. 9, pp. 178–183. (Citado en página 42.)
- [44] GRIEDER, P. K. F. *COSMIC RAYS AT EARTH Researcher's Reference Manual and Data Book*. Elsevier Science, Institute of Physics University of Bern Bern Switzerland, 2001. (Citado en página 31, 51, 53, 67, 69 and 88.)
- [45] GRIEDER, P. K. F. *Extensive air showers. High energy phenomena and astrophysical aspects. A tutorial, reference manual and data book. Vol. I and II*. Berlin: Springer, 2010. (Citado en página 44.)
- [46] GRIFFITHS, D. J. G. *Introduction to Electrodynamics*, 3rd ed. Prentice Hall, Upper Saddle River, NJ, 1999. (Citado en página 68.)
- [47] GROOM, D. Muon Stopping Power and Range Tables 10 MeV-100 TeV. *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 78, 2 (July 2001), 183–356. (Citado en página 50.)
- [48] HECK, D., KNAPP, J., CAPDEVIELLE, J., SCHATZ, G., AND THOUW, T. CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers. *FZKA 6019* (1998), 1–98. (Citado en página 85.)

- [49] HECK, D., AND PIEROG, T. *Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Guide*, 7.44 ed. Karlsruhe, Germany, 2013. (Citado en página 85.)
- [50] HEITLER, W. *The Quantum Theory of Radiation*, 3rd ed. Courier Dover Publications, 1954. (Citado en página 47.)
- [51] HERBST, K., KOPP, A., AND HEBER, B. Influence of the terrestrial magnetic field geometry on the cutoff rigidity of cosmic ray particles. *Annales Geophysicae* 31, 10 (2013), 1637–1643. (Citado en página 104.)
- [52] HERNÁN., A. *Los Detectores Cherenkov del Observatorio Pierre Auger y su Aplicación al Estudio de Fondos de Radiación*. Tesis, Instituto Balseiro, Universidad Nacional de Cuyo, Comisión Nacional de Energía Atómica, 2012. (Citado en página 20, 23, 45, 52 and 89.)
- [53] HESS, V. F. Über beobachtungen der durchdringenden strahlung bei sieben freiballonfahrten. *Physikalische Zeitschrift* 13 (1912), 1084. (Citado en página 15.)
- [54] HILLAS, A. Shower simulation: lessons from MOCCA. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 52, 3 (Feb. 1997), 29–42. (Citado en página 85.)
- [55] HILLAS, A. M. The origin of ultra-high-energy cosmic rays. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 22 (1984), 425–444. (Citado en página 21.)
- [56] HÖRANDEL, J. R. On the knee in the energy spectrum of cosmic rays. *Astroparticle Physics* 19, 2 (2003), 193 – 220. (Citado en página 16.)
- [57] JACKSON, A., JONKERS, A. R. T., AND WALKER, M. R. Four centuries of geomagnetic secular variation from historical records. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 358, 1768 (2000), 957–990. (Citado en página 58.)
- [58] JAIN, M., CHAUHAN, M. L., SHRIVASTAVA, S. K., RICHHARIA, M. K., AND JAIN, A. On the relationship of Forbush decrease event of May 2005 with solar parameters. *International Cosmic Ray Conference 1* (2008), 295–298. (Citado en página 102 and 106.)
- [59] JORDAN, A. P., SPENCE, H. E., BLAKE, J. B., AND SHAUL, D. N. A. Revisiting two-step forbush decreases. *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 116, A11 (2011). (Citado en página 32.)
- [60] KALMYKOV, N. The Nucleus-nucleus interaction, nuclear fragmentation, and fluctuations of extensive air showers. *Physics of Atomic Nuclei* 56, 3 (1993), 346–353. (Citado en página 50.)

- [61] KALMYKOV, N., OSTAPCHENKO, S., AND PAVLOV, A. Quark-gluon-string model and EAS simulation problems at ultra-high energies. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 52, 3 (Feb. 1997), 17–28. (Citado en página 50.)
- [62] KAMEI, T. On dst index (description in the iaga bulletin no 40), 1991. (Citado en página 61.)
- [63] KASCADE-GRANDE COLLABORATION - A. HAUNGS, APEL, W. D., AND BADEA, A. F. Investigating the 2nd knee: The KASCADE-Grande experiment. *ArXiv Astrophysics e-prints* (Aug. 2005). (Citado en página 16.)
- [64] KEILHAUER, B., AND ET AL. Impact of varying atmospheric profiles on extensive air shower observation: atmospheric density and primary mass reconstruction. *Astroparticle Physics* 22, 3-4 (Nov. 2004), 249–261. (Citado en página 85 and 86.)
- [65] KIVELSON, M., AND RUSSELL, C. *Introduction to Space Physics*. Cambridge atmospheric and space science series. Cambridge University Press, 1995. (Citado en página 56 and 60.)
- [66] KOTERA, K., AND OLINTO, A. V. The astrophysics of ultrahigh-energy cosmic rays. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 49, 1 (2011), 119–153. (Citado en página 18, 19 and 22.)
- [67] LANDAU, L. D. *Collected papers of L. D. Landau*. Gordon and Breach, 1965. (Citado en página 46.)
- [68] LANDAU, L. D., AND POMERANCHUK, I. Electron-cascade processes at ultra-high energies. *Doklady Akademii Nauk SSSR* 92 (1953), 735. (Citado en página 46.)
- [69] LANDAU, L. D., AND 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 (1953), 535. (Citado en página 46.)
- [70] LETESSIER-SELVON, A., AND STANEV, T. Ultrahigh energy cosmic rays. *Rev. Mod. Phys.* 83 (Sep 2011), 907–942. (Citado en página 15, 17, 18 and 21.)
- [71] LINSLEY, J. private communication by M. Hillas, 1988. (Citado en página 40.)
- [72] MACMILLAN, S. Geomagnetic field, global pattern. In *Encyclopedia of Solid Earth Geophysics*, H. Gupta, Ed., Encyclopedia of Earth Sciences Series. Springer Netherlands, 2011, pp. 373–379. (Citado en página 54.)
- [73] MANOHARAN, P. K., AND ET AL. Influence of coronal mass ejection interaction on propagation of interplanetary shocks. *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 109, A6 (2004), n/a–n/a. (Citado en página 27.)

- [74] MASÍAS-MEZA, J. J., AND ET AL. Geomagnetic effects on cosmic ray propagation under different conditions for Buenos Aires and Marambio , Argentina. *Sun and Geosphere* 9 (2014), 41–47. (Citado en página 70.)
- [75] MATTHEWS, J. Energy Flow of Extensive Air Showers. In *Proceedings of the 27th International Cosmic Ray Conference ICRC 2001* (Hamburg, Germany, 2001), pp. 261–264. (Citado en página 49.)
- [76] MATTHEWS, J. A Heitler model of extensive air showers. *Astroparticle Physics* 22, 5-6 (Jan. 2005), 387–397. (Citado en página 49.)
- [77] MIGDAL, A. Bremsstrahlung and Pair Production in Condensed Media at High Energies. *Physical Review* 103, 6 (Sept. 1956), 1811–1820. (Citado en página 46.)
- [78] MODZELEWSKA, R., AND ALANIA, M. The 27-day cosmic ray intensity variations during solar minimum 23/24. *Solar Physics* 286, 2 (2013), 593–607. (Citado en página 31 and 33.)
- [79] MOLDWIN, M. *An Introduction to Space Weather*. Cambridge University Press, 2008. (Citado en página 13.)
- [80] NAKAMURA, K., HAGIWARA, K., HIKASA, K., MURAYAMA, H., AND PARTICLE DATA GROUP 2010. Review of Particle Physics. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 37, 7A (July 2010), 075021. (Citado en página 46, 47, 48, 49 and 50.)
- [81] NASA. U.S. Standard Atmosphere (NASA/TM-X-74335). Tech. rep., NASA, 1976. (Citado en página 85.)
- [82] NELSON, W., JENKINS, T., MCCALL, R., AND COBB, J. Electron-Induced Cascade Showers in Copper and Lead at 1 GeV. *Physical Review* 149, 1 (Sept. 1966), 201–208. (Citado en página 47.)
- [83] NELSON, W. R., HIRAYAMA, H., AND ROGERS, D. W. The EGS4 Code System. Tech. rep., SLAC, 1985. (Citado en página 85.)
- [84] NIST. Stopping-Power and range tables for electrons, 2000. (Citado en página 47.)
- [85] NOAA. Estimated Values of Magnetic Field Properties, 2011. (Citado en página 85.)
- [86] OCCHIALINI, G. P. S., AND POWELL, C. F. Observations on the production of mesons by cosmic radiation. *Nature* 162, 4109 (1948), 168–173. (Citado en página 15.)
- [87] OF GEOMAGNETISM, I. A., AND AERONOMY, W. G. V.-M. International geomagnetic reference field: the eleventh generation. *Geophysical Journal International* 183, 3 (2010), 1216–1230. (Citado en página 62 and 85.)

- [88] OF GEOMAGNETISM, I. A., AND AERONOMY (IAGA), DIVISION V, W. G. V. G. F. M. The 10th-generation international geomagnetic reference field. *Geophysical Journal International* 161, 3 (2005), 561–565. (Citado en página 59 and 63.)
- [89] OSTAPCHENKO, S. QGSJET-II: towards reliable description of very high energy hadronic interactions. 1–4. (Citado en página 50 and 85.)
- [90] OSTAPCHENKO, S. Nonlinear screening effects in high energy hadronic interactions. *Physical Review D* 74, 1 (July 2006), 1–17. (Citado en página 50 and 85.)
- [91] OSTAPCHENKO, S. On the re-summation of enhanced pomeron diagrams. *Physics Letters B* 636, 1 (Apr. 2006), 40–45. (Citado en página 50 and 85.)
- [92] ÖZTÜRK, M. K. Trajectories of charged particles trapped in earth's magnetic field. *American Journal of Physics* 80, 5 (2012), 420–428. (Citado en página 67, 68 and 70.)
- [93] PARKER, E. The passage of energetic charged particles through interplanetary space. *Planetary and Space Science* 13, 1 (1965), 9–49. (Citado en página 24.)
- [94] PIEROG, T., AND WERNER, K. EPOS Model and Ultra High Energy Cosmic Rays. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 196 (Dec. 2009), 102–105. (Citado en página 50.)
- [95] RICHARDSON, I. G., WIBBERENZ, G., AND CANE, H. V. The relationship between recurring cosmic ray depressions and corotating solar wind streams at ≤ 1 au: Imp 8 and helios 1 and 2 anticoincidence guard rate observations. *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 101, A6 (1996), 13483–13496. (Citado en página 31.)
- [96] RICHARDSON, J. D., AND WANG, C. The Solar Wind in the Outer Heliosphere at Solar Maximum. In *Solar Wind Ten* (Sept. 2003), M. Velli, R. Bruno, F. Malara, and B. Bucci, Eds., vol. 679 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp. 71–74. (Citado en página 55.)
- [97] ROSSI, B. *High-energy particles*, 4th ed. Prentice-Hall, 1965. (Citado en página 46.)
- [98] SCHRIJVER, C. J., AND SISCOE, G. L., Eds. *Heliophysics: Plasma Physics of the Local Cosmos*. Cambridge University Press, 2009. Cambridge Books Online. (Citado en página 24.)
- [99] SDOBNOV, V. Analysis of the forrush effect in may 2005 using the spectrographic global survey method. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics* 75, 6 (2011), 805–807. (Citado en página 102 and 106.)
- [100] SEGRÈ, E. *Nuclei and particles: an introduction to nuclear and subnuclear physics*, 2nd ed. W. A. Benjamin, Michigan, USA, 1977. (Citado en página 46.)

- [101] SMART, D., AND SHEA, M. A review of geomagnetic cutoff rigidities for earth-orbiting spacecraft. *Advances in Space Research* 36, 10 (2005), 2012 – 2020. Solar Wind-Magnetosphere-Ionosphere Dynamics and Radiation Models. (Citado en página 94, 104 and 105.)
- [102] SMART, D., AND SHEA, M. Fifty years of progress in geomagnetic cutoff rigidity determinations. *Advances in Space Research* 44, 10 (2009), 1107 – 1123. Cosmic Rays From Past to Present. (Citado en página 78 and 94.)
- [103] SMART, D., SHEA, M., TYLKA, A., AND BOBERG, P. A geomagnetic cutoff rigidity interpolation tool: Accuracy verification and application to space weather. *Advances in Space Research* 37, 6 (2006), 1206 – 1217. Space weather prediction: Applications and validation. (Citado en página 78, 94 and 105.)
- [104] STANEV, T. Nature of the highest energy cosmic rays. *Physical Review D* 55, 3 (Feb. 1997), 1365–1371. (Citado en página 45.)
- [105] STÖRMER, C. The polar aurora. By Carl Störmer. Oxford University Press, 1955. Pp. xvii, 403; 216 Figs., 27 Tables. 55s. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 82, 351 (1956), 115–115. (Citado en página 66 and 103.)
- [106] TSAI, Y.-S. Pair production and bremsstrahlung of charged leptons. *Reviews of Modern Physics* 46, 4 (Oct. 1974), 815–851. (Citado en página 46.)
- [107] TSAI, Y.-S. Erratum: Pair production and bremsstrahlung of charged leptons. *Reviews of Modern Physics* 49, 2 (Apr. 1977), 421–423. (Citado en página 46.)
- [108] TSYGANENKO, N. A. A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry 1. mathematical structure. *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 107, A8 (2002), SMP 12–1–SMP 12–15. (Citado en página 64.)
- [109] TSYGANENKO, N. A. A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry 2. parameterization and fitting to observations. *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 107, A8 (2002), SMP 10–1–SMP 10–17. (Citado en página 64.)
- [110] VOLKOVA, L., AND SAAVEDRA, O. Prompt muon production in cosmic rays. *Astroparticle Physics* 32, 2 (Sept. 2009), 136–139. (Citado en página 48.)
- [111] VON ROSENVINGE, T., BARBIER, L., KARSCH, J., LIBERMAN, R., MADDEN, M., NOLAN, T., REAMES, D., RYAN, L., SINGH, S., TREXEL, H., WINKERT, G., MASON, G., HAMILTON, D., AND WALPOLE, P. The energetic particles: Acceleration, composition, and transport (epact) investigation on the wind spacecraft. *Space Science Reviews* 71, 1-4 (1995), 155–206. (Citado en página 38 and 39.)

-
- [112] WENTZ, J., BERCUCI, A., AND VULPESCU, B. Simulation of the Geomagnetic Cut-off with GEANT using the International Geomagnetic Reference Field. *International Cosmic Ray Conference 10* (Aug. 2001), 4213. (Citado en página 94 and 103.)
- [113] WIEBEL-SOOTH, B., AND BIERMANN, P. Cosmic rays. VII. Individual element spectra: prediction and data. *Astronomy and Astrophysics* 330 (1998), 389–398. (Citado en página 51.)
- [114] WOODFIELD, E. E., DUNLOP, M. W., HOLME, R., DAVIES, J. A., AND HAPGOOD, M. A. A comparison of cluster magnetic data with the tsyganenko 2001 model. *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 112, A6 (2007), n/a–n/a. (Citado en página 64.)
- [115] ZATSEPIN, G. T., AND KUZ' MIN, V. A. Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* 4 (Aug. 1966), 78. (Citado en página 16 and 22.)
- [116] ZURBUCHEN, T., AND RICHARDSON, I. In-situ solar wind and magnetic field signatures of interplanetary coronal mass ejections. *Space Science Reviews* 123, 1-3 (2006), 31–43. (Citado en página 30.)

Anexo A

Distribución de probabilidad para mayo 13, 14, 16 y 17 de 2005 para la ciudad de Bucaramanga

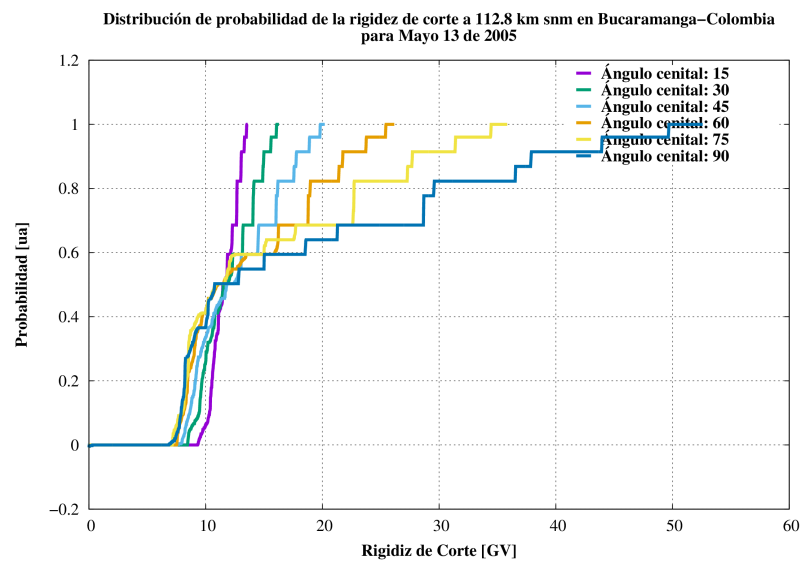


Figura 6.1: Distribución de probabilidad $P(R, \theta, D)$, definida en 3.12, para rayos cósmicos que ingresan a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga con ángulo cenital θ el 13 de mayo de 2005.

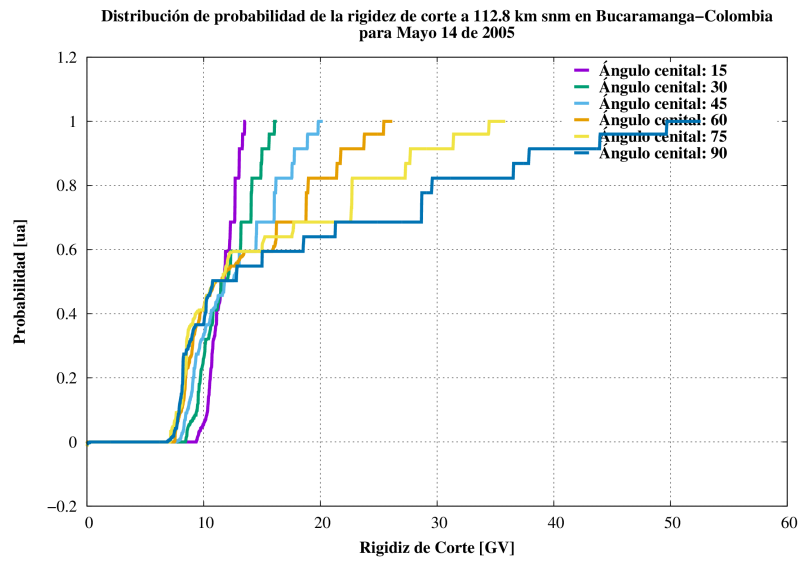


Figura 6.2: Distribución de probabilidad $P(R, \theta, D)$, definida en 3.12, para rayos cósmicos que ingresan a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga con ángulo cenital θ el 14 de mayo de 2005.

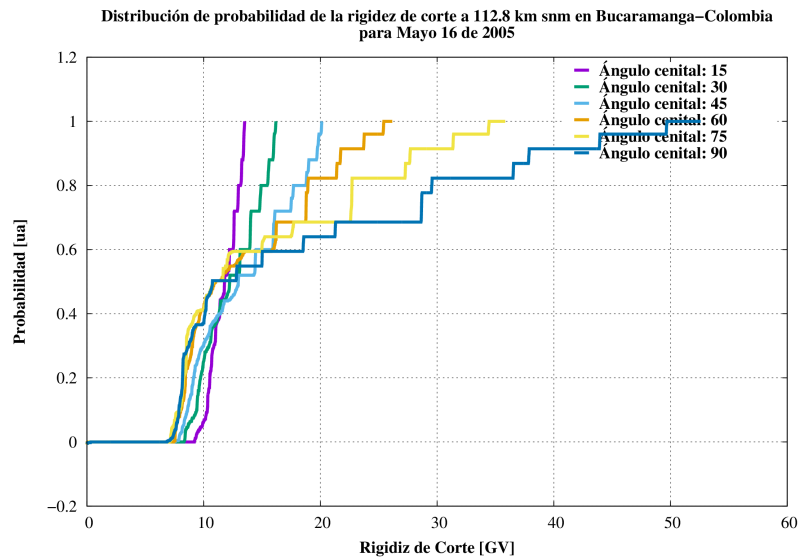


Figura 6.3: Distribución de probabilidad $P(R, \theta, D)$, definida en 3.12, para rayos cósmicos que ingresan a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga con ángulo cenital θ el 16 de mayo de 2005.

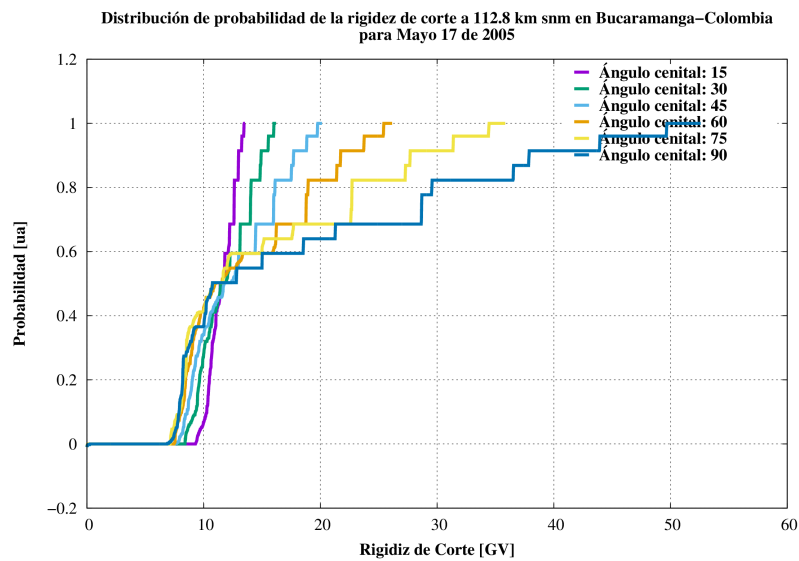


Figura 6.4: Distribución de probabilidad $P(R, \theta, D)$, definida en 3.12, para rayos cósmicos que ingresan a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga con ángulo cenital θ el 17 de mayo de 2005.

Anexo B

Direcciones asintóticas de ingreso a la ciudad de Bucaramanga a 112.8 km s.n.m

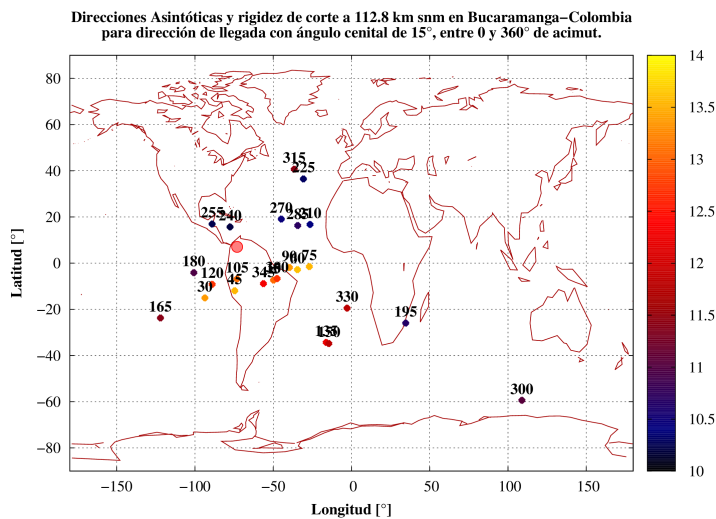


Figura 6.5: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia en condiciones seculares, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 15°. La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

Mayo 13 de 2005, Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km snm en Bucaramanga–Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 15°, entre 0 y 360° de acimut.

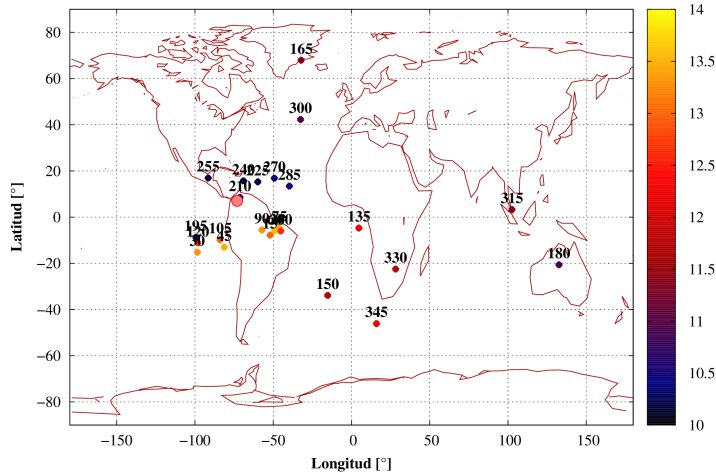


Figura 6.6: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia para las 9 horas del día 13 de Mayo de 2005, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 15°. La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

Mayo 14 de 2005, Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km snm en Bucaramanga–Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 15°, entre 0 y 360° de acimut.

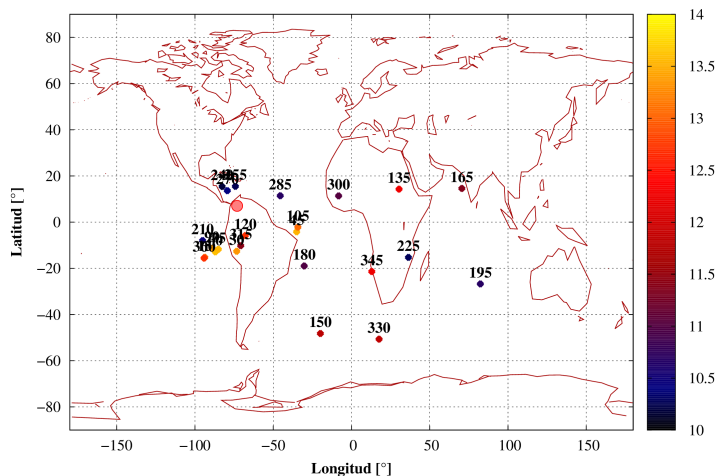


Figura 6.7: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia para las 9 horas del día 14 de Mayo de 2005, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 15°. La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

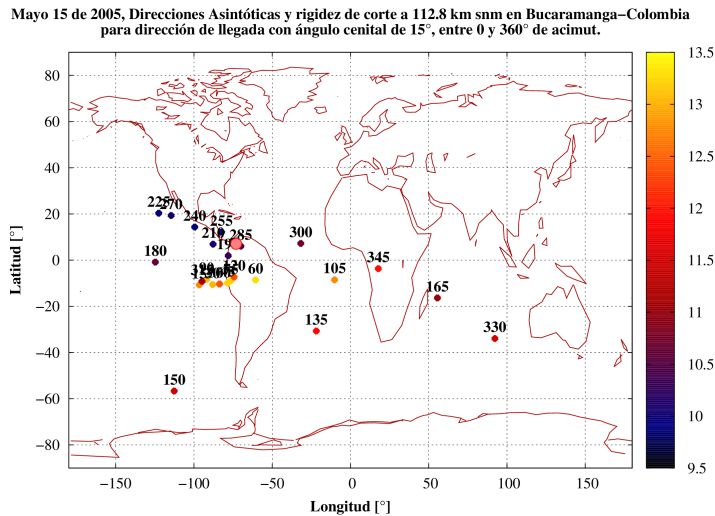


Figura 6.8: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia para las 9 horas del día 15 de Mayo de 2005, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 15°. La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

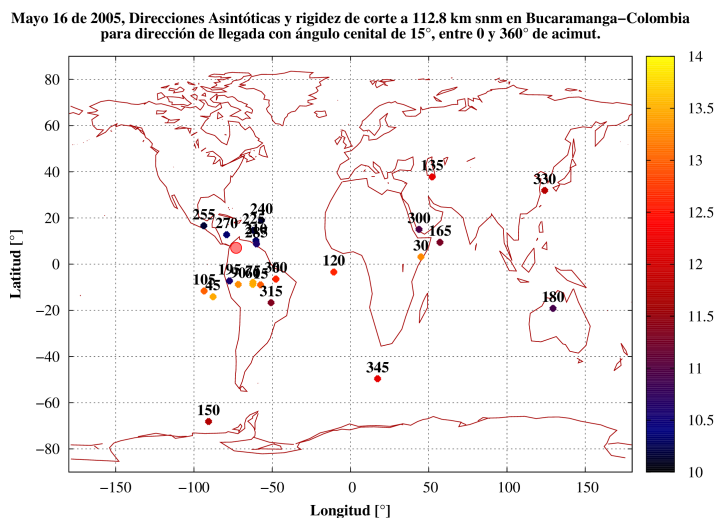


Figura 6.9: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia para las 9 horas del día 16 de Mayo de 2005, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 15°. La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

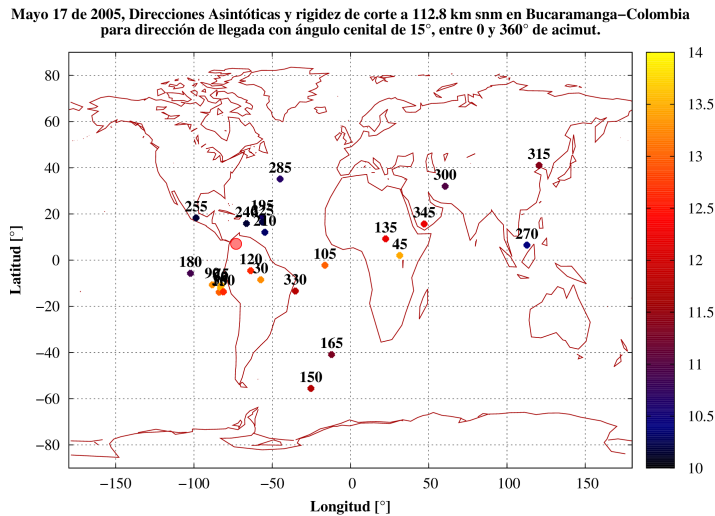


Figura 6.10: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia para las 9 horas del día 17 de Mayo de 2005, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 15°. La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

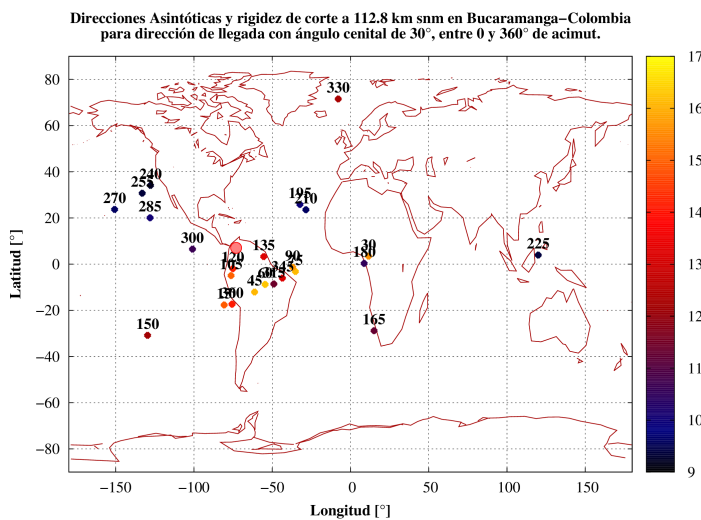


Figura 6.11: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia en condiciones seculares, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 30°. La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

Mayo 13 de 2005, Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km snm en Bucaramanga-Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 30° , entre 0 y 360° de acimut.

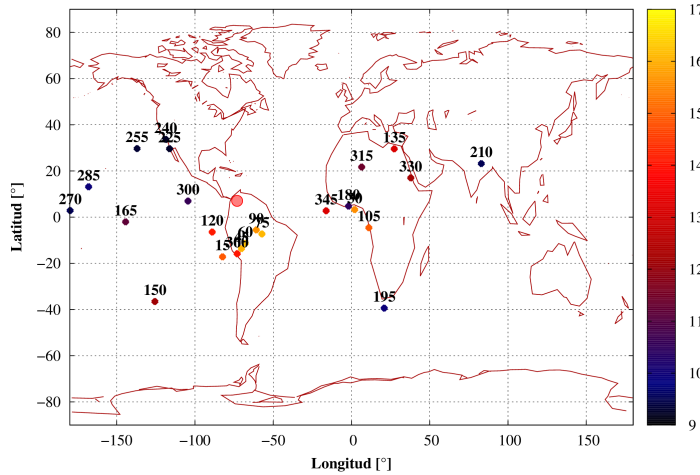


Figura 6.12: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia para las 9 horas del día 13 de Mayo de 2005, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 30° . La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

Mayo 14 de 2005, Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km snm en Bucaramanga-Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 30° , entre 0 y 360° de acimut.

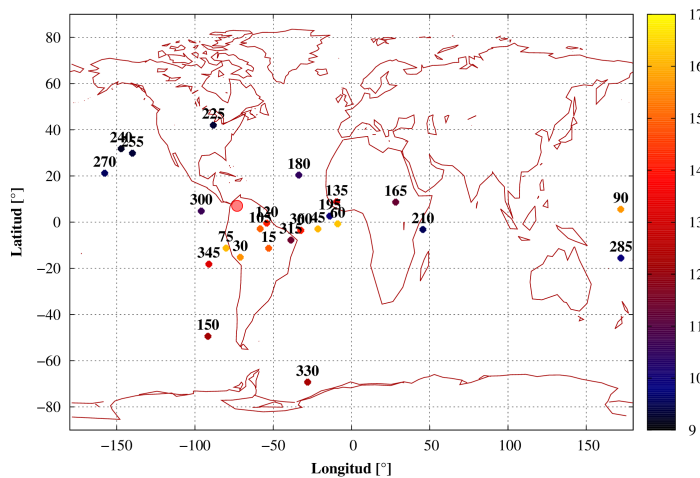


Figura 6.13: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia para las 9 horas del día 14 de Mayo de 2005, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 30° . La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

Mayo 15 de 2005, Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km snm en Bucaramanga–Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 30°, entre 0 y 360° de acimut.

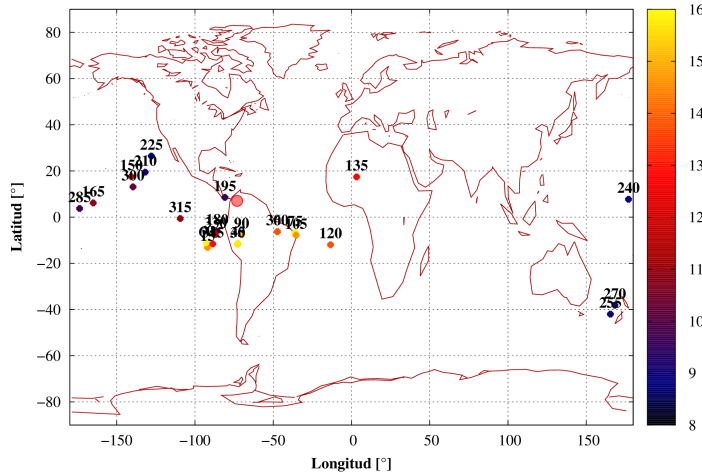


Figura 6.14: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia para las 9 horas del día 15 de Mayo de 2005, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 30°. La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

Mayo 16 de 2005, Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km snm en Bucaramanga–Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 30°, entre 0 y 360° de acimut.

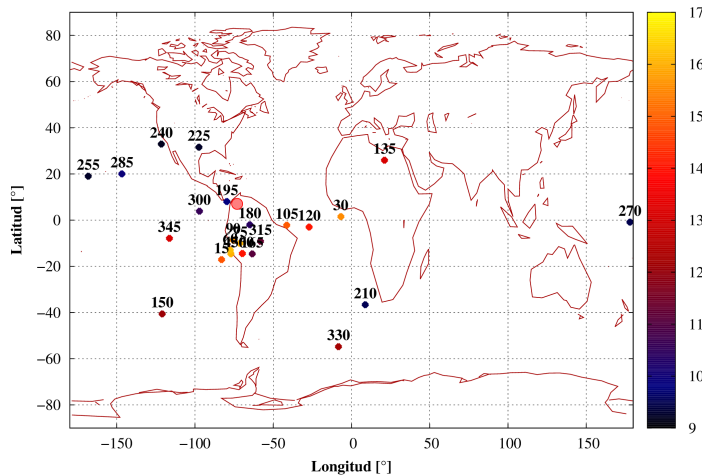


Figura 6.15: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia para las 9 horas del día 16 de Mayo de 2005, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 30°. La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

Mayo 17 de 2005, Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km snm en Bucaramanga–Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 30°, entre 0 y 360° de acimut.

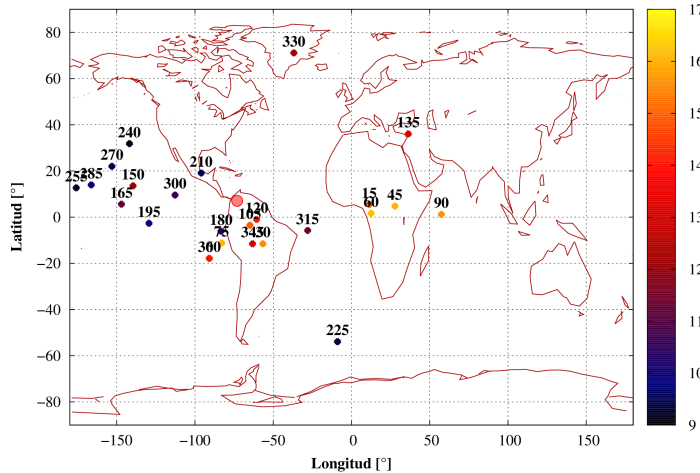


Figura 6.16: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia para las 9 horas del día 17 de Mayo de 2005, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 30°. La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km snm en Bucaramanga–Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 45°, entre 0 y 360° de acimut.

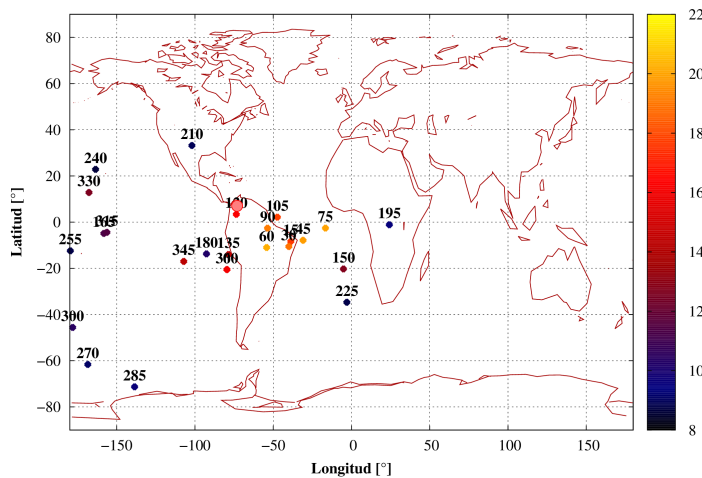
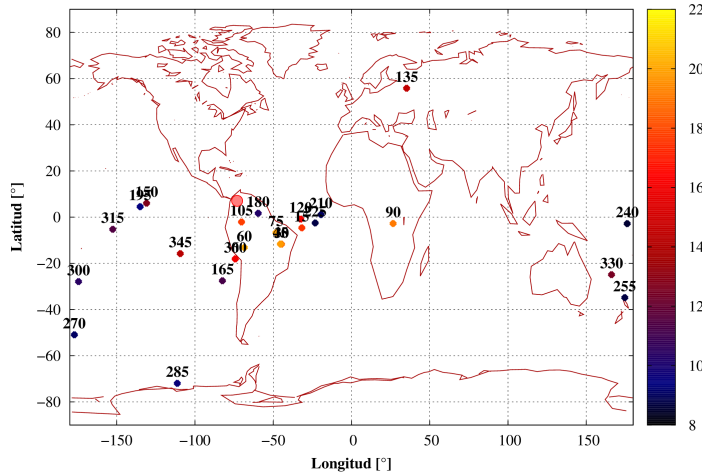


Figura 6.17: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia en condiciones seculares, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 45°. La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

Mayo 13 de 2005, Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km snm en Bucaramanga–Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 45°, entre 0 y 360° de acimut.



Mayo 15 de 2005, Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km snm en Bucaramanga–Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 45°, entre 0 y 360° de acimut.

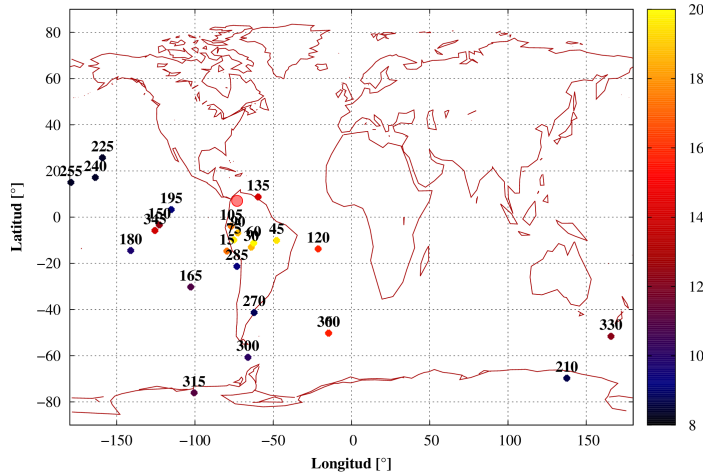


Figura 6.20: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia para las 9 horas del día 15 de Mayo de 2005, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 45°. La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

Mayo 16 de 2005, Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km snm en Bucaramanga–Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 45°, entre 0 y 360° de acimut.

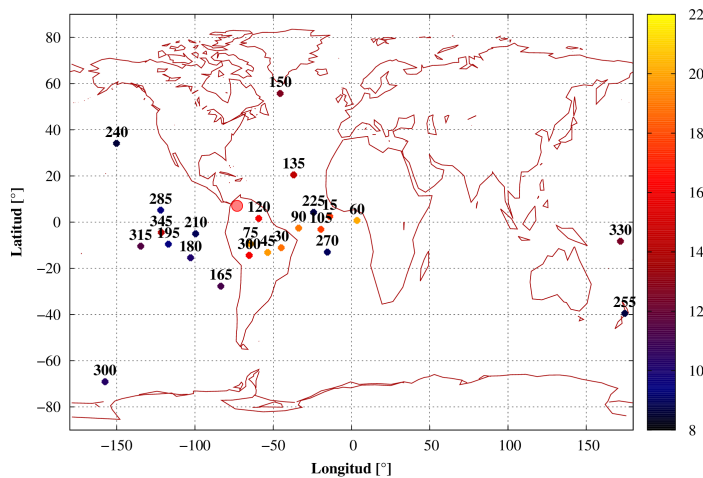


Figura 6.21: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia para las 9 horas del día 16 de Mayo de 2005, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 45°. La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

Mayo 17 de 2005, Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km snm en Bucaramanga–Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 45°, entre 0 y 360° de acimut.

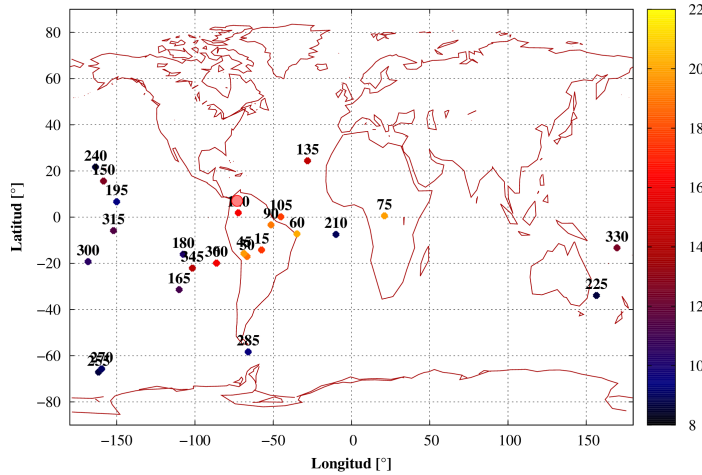


Figura 6.22: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia para las 9 horas del día 17 de Mayo de 2005, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 45°. La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km snm en Bucaramanga–Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 60°, entre 0 y 360° de acimut.

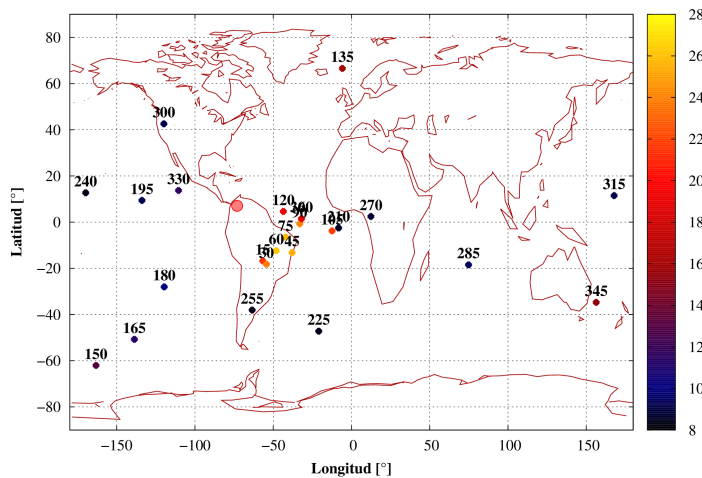


Figura 6.23: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia en condiciones seculares, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 60°. La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de arribo a Bucaramanga.

Mayo 13 de 2005, Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km snm en Bucaramanga–Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 60° , entre 0 y 360° de acimut.

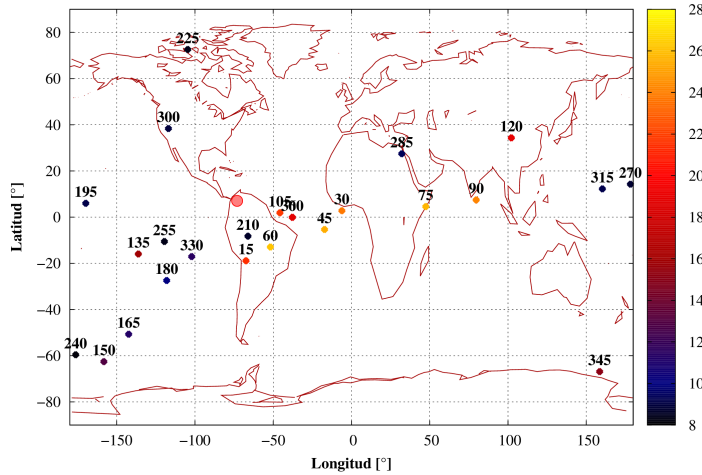


Figura 6.24: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia para las 9 horas del día 13 de Mayo de 2005, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 60° . La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

Mayo 14 de 2005, Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km snm en Bucaramanga–Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 60° , entre 0 y 360° de acimut.

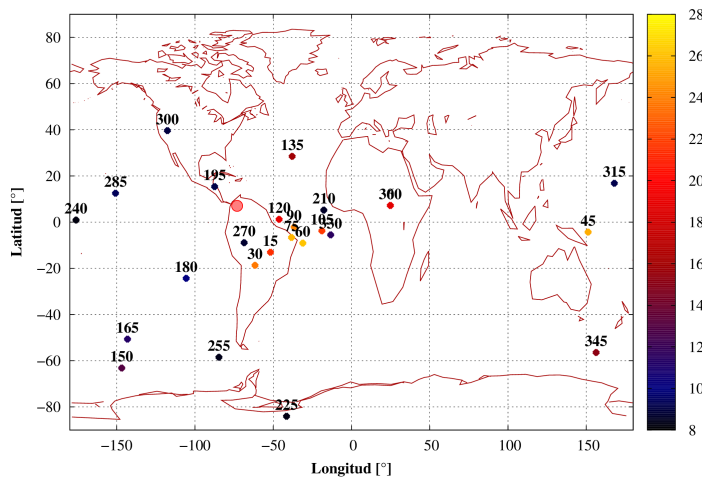


Figura 6.25: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia para las 9 horas del día 14 de Mayo de 2005, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 60° . La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

Mayo 15 de 2005, Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km snm en Bucaramanga–Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 60° , entre 0 y 360° de acimut.

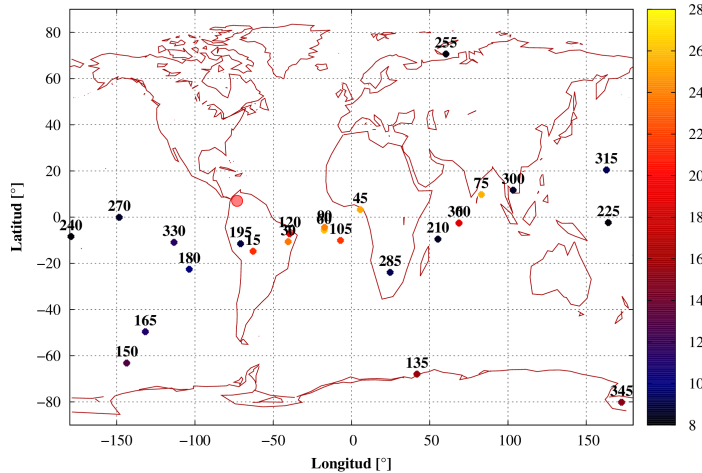


Figura 6.26: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia para las 9 horas del día 15 de Mayo de 2005, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 60° . La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de arribo a Bucaramanga.

Mayo 16 de 2005, Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km snm en Bucaramanga–Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 60° , entre 0 y 360° de acimut.

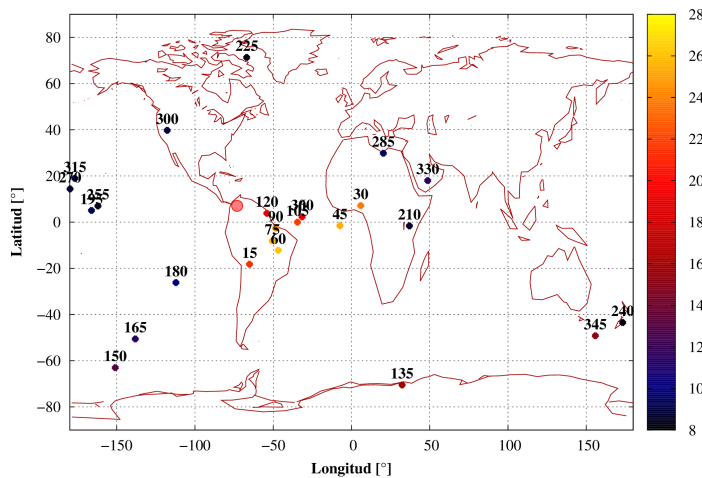


Figura 6.27: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia para las 9 horas del día 16 de Mayo de 2005, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 60° . La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

Mayo 17 de 2005, Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km snm en Bucaramanga–Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 60°, entre 0 y 360° de acimut.

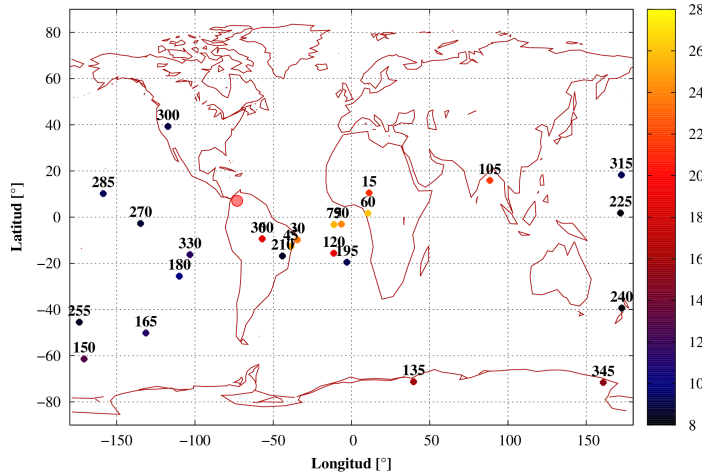


Figura 6.28: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia para las 9 horas del día 17 de Mayo de 2005, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 60°. La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km snm en Bucaramanga–Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 75°, entre 0 y 360° de acimut.

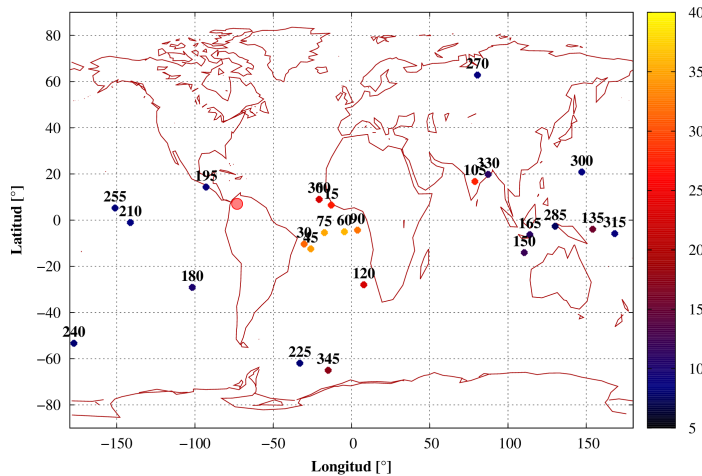


Figura 6.29: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia en condiciones seculares, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 75°. La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

Mayo 13 de 2005, Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km snm en Bucaramanga–Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 75°, entre 0 y 360° de acimut.

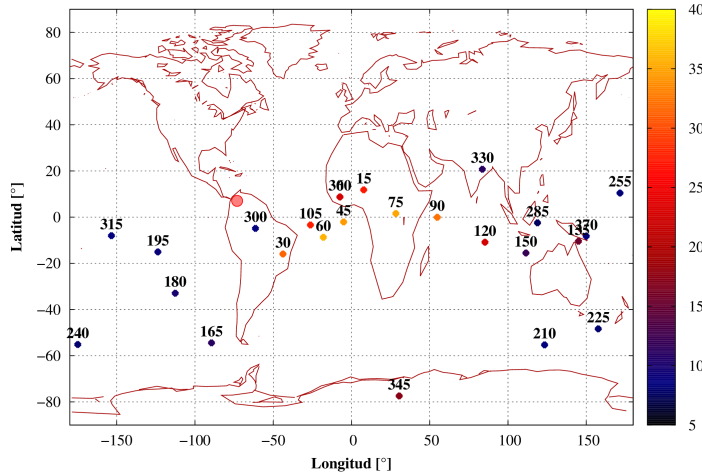


Figura 6.30: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia para las 9 horas del día 13 de Mayo de 2005, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 75°. La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

Mayo 14 de 2005, Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km snm en Bucaramanga–Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 75°, entre 0 y 360° de acimut.

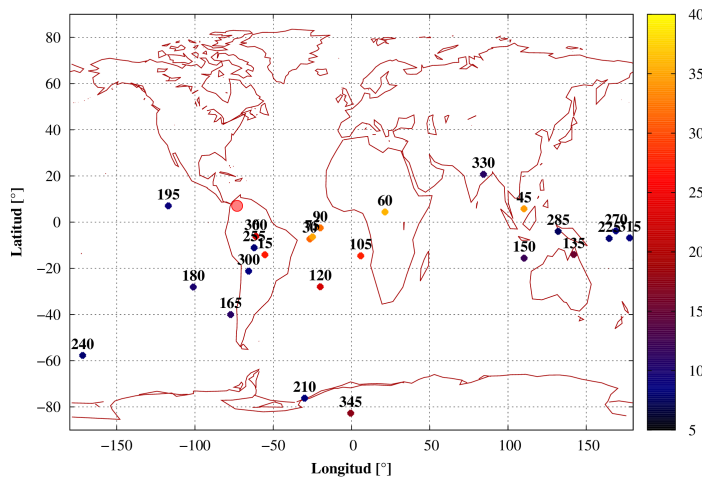


Figura 6.31: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia para las 9 horas del día 14 de Mayo de 2005, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 75°. La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

Mayo 15 de 2005, Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km snm en Bucaramanga–Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 75°, entre 0 y 360° de acimut.

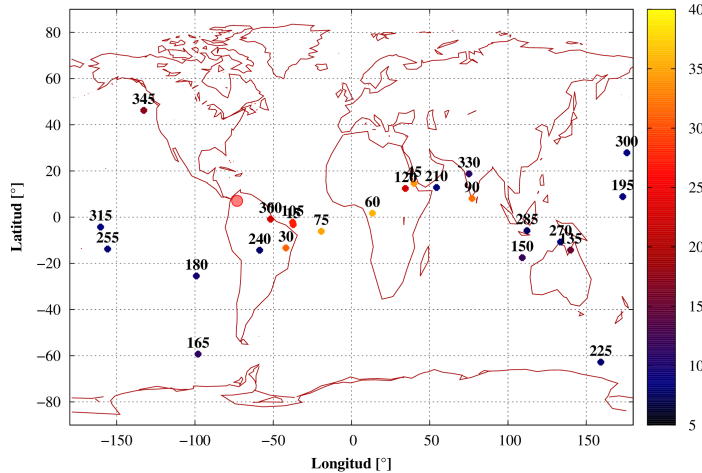


Figura 6.32: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia para las 9 horas del día 15 de Mayo de 2005, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 75°. La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

Mayo 16 de 2005, Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km snm en Bucaramanga–Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 75°, entre 0 y 360° de acimut.

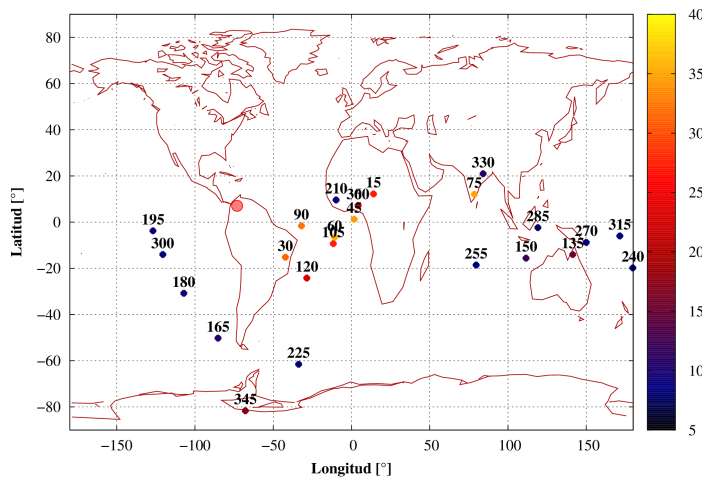


Figura 6.33: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia para las 9 horas del día 16 de Mayo de 2005, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 75°. La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

Mayo 17 de 2005, Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km snm en Bucaramanga–Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 75°, entre 0 y 360° de acimut.

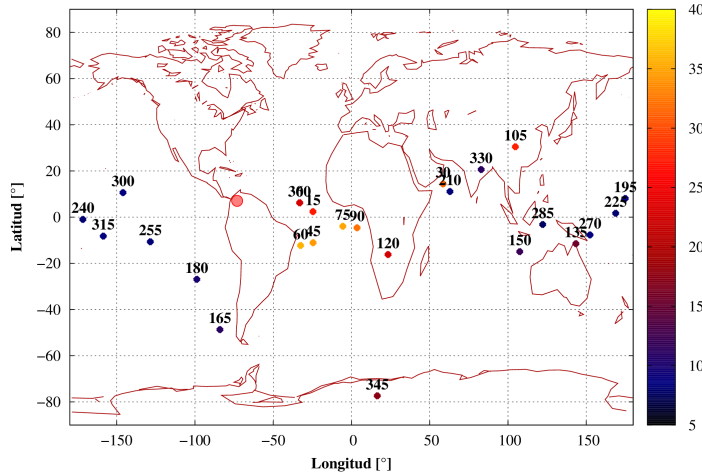


Figura 6.34: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia para las 9 horas del día 17 de Mayo de 2005, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 75°. La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km snm en Bucaramanga–Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 90°, entre 0 y 360° de acimut.

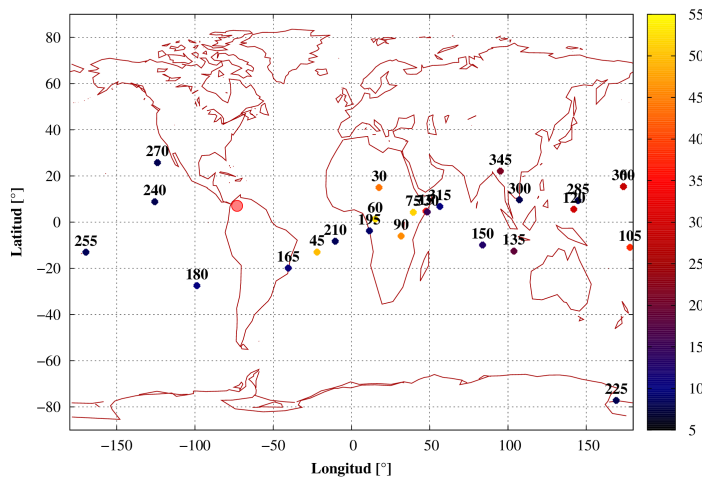


Figura 6.35: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia en condiciones seculares, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 90°. La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

Mayo 13 de 2005, Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km smn en Bucaramanga–Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 90°, entre 0 y 360° de acimut.

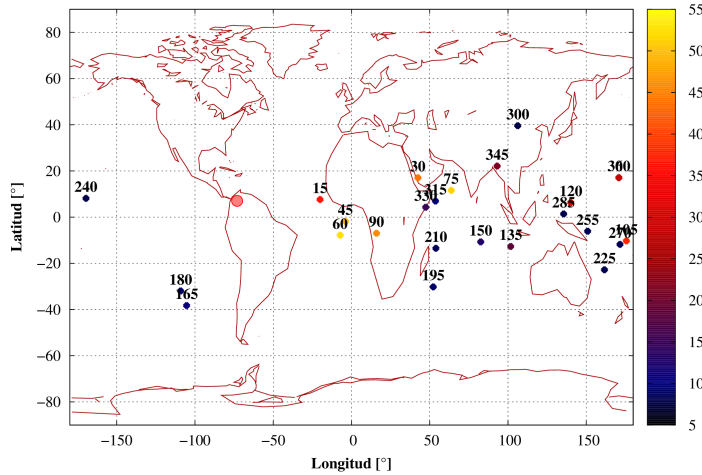


Figura 6.36: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia para las 9 horas del día 13 de Mayo de 2005, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 90°. La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

Mayo 14 de 2005, Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km smn en Bucaramanga–Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 90°, entre 0 y 360° de acimut.

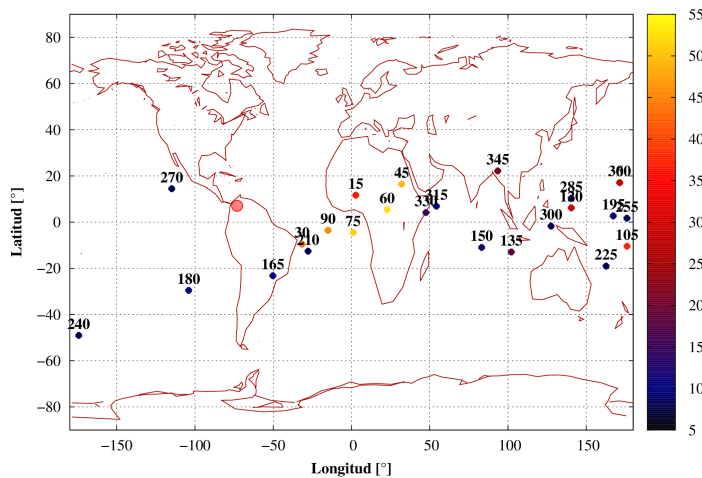


Figura 6.37: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia para las 9 horas del día 14 de Mayo de 2005, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 90°. La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

Mayo 15 de 2005, Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km smn en Bucaramanga–Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 90°, entre 0 y 360° de acimut.

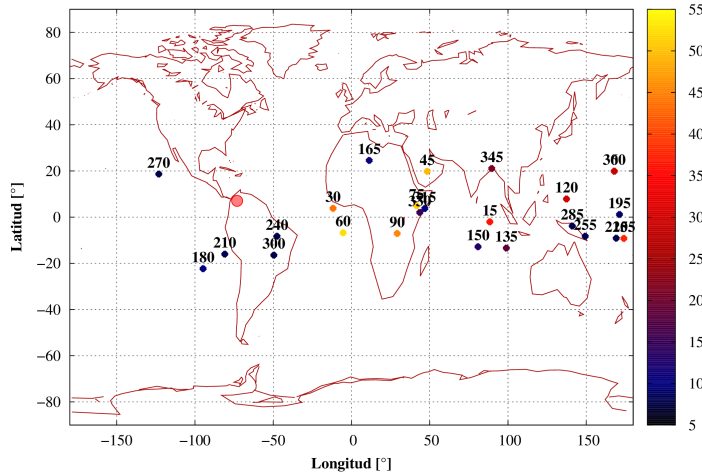


Figura 6.38: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia para las 9 horas del día 15 de Mayo de 2005, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 90°. La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

Mayo 16 de 2005, Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km smn en Bucaramanga–Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 90°, entre 0 y 360° de acimut.

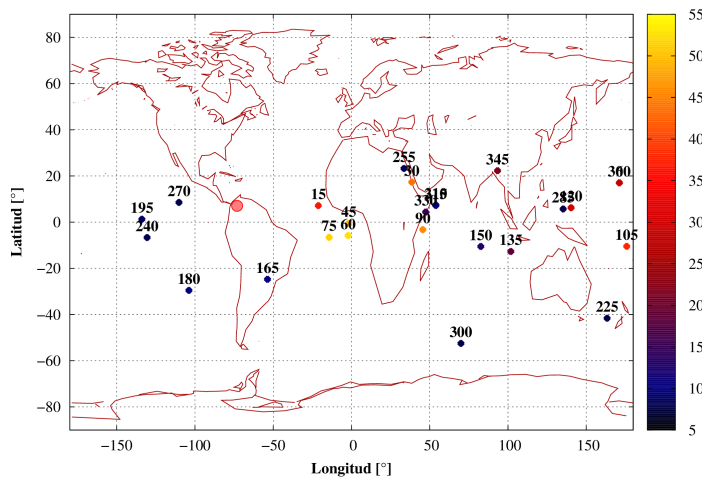


Figura 6.39: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia para las 9 horas del día 16 de Mayo de 2005, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 90°. La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.

Mayo 17 de 2005, Direcciones Asintóticas y rigidez de corte a 112.8 km snm en Bucaramanga–Colombia para dirección de llegada con ángulo cenital de 90° , entre 0 y 360° de acimut.

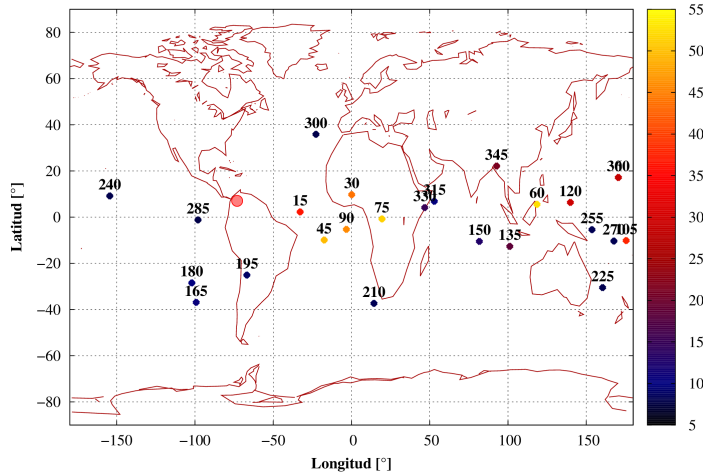


Figura 6.40: Direcciones asintóticas a 112.8 km sobre la ciudad de Bucaramanga-Colombia para las 9 horas del día 17 de Mayo de 2005, para direcciones de llegada con ángulo cenital de 90° . La escala de color representa la rigidez de corte, mientras los números sobre los puntos corresponden al ángulo acimutal de la dirección de llegada.