



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA
INSTITUTO DE GEOFÍSICA
CIENCIAS ATMOSFÉRICAS, ESPACIALES Y PLANETARIAS

Análisis del espectro de los rayos cósmicos solares durante los
incrementos a nivel de superficie

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

P R E S E N T A:
ROBERTO RENÉ MANZANO ISLAS

TUTOR :
DR. ROGELIO ANTONIO CABALLERO LÓPEZ
INSTITUTO DE GEOFÍSICA, UNAM

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR:
DR. ALEJANDRO LARA SANCHÉZ
INSTITUTO DE GEOFÍSICA, UNAM

DR. OSCAR MORALES OLIVARES
INSTITUTO DE GEOFÍSICA, UNAM



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Agradecimientos

- A quien más amo, mi mamá Ariadne, por cuidarme, amarme y apoyarme en todo lo que hago. A mi hermano Roberto , por ser mi mejor amigo y mi ejemplo a seguir, y estar en todo momento a mi lado. A mis tíos, René y Gabriela, por darme todo su amor, apoyo y consejos, por estar conmigo desde el día que nací. A mi novia Isis, por todo el amor, tiempo y cariño que compartimos juntos.
- A mi tutor, Dr. Rogelio A. Caballero López, por su paciencia, tiempo y dedicación en enseñarme y trabajar conmigo para mi formación y el desarrollo de esta tesis.
- A mi comité tutor, Dr. Alejandro Lara Sánchez y Dr. Oscar Morales Olivares, por sus comentarios y observaciones, los cuales enriquecieron este trabajo.
- A los miembros del jurado, Dr. Jorge Pérez y Peraza, Dr. Román Pérez Enríquez, Dr. Oscar Morales Olivares y Dr. Ernesto Ortiz Fragoso, por revisar este trabajo y aportar sus observaciones y comentarios, los cuales contribuyeron a la culminación de este trabajo.

Índice

1. Resumen	1
1.1. Abstract	3
2. Introducción	7
2.1. El Sol	8
2.1.1. Interior del Sol	9
2.1.2. Atmósfera solar	12
2.1.3. El viento solar	13
2.1.4. La espiral de Parker	14
2.1.5. Hoja de corriente heliosférica	15
2.2. Heliósfera	16
2.3. Actividad solar	18
2.3.1. Manchas solares	18
2.3.2. Prominencias	19

2.3.3.	Fulguraciones	20
2.3.4.	Eyecciones de masa coronal	21
2.3.5.	Ciclo solar	21
3.	Los rayos cósmicos solares	23
3.1.	Rayos cósmicos solares	25
3.1.1.	Mecanismos de aceleración de partículas	25
3.1.2.	Aceleración estocástica	26
3.1.3.	Aceleración determinística	26
3.1.4.	Partículas aceleradas en un GLE	28
3.2.	Modulación solar de los rayos cósmicos	31
3.2.1.	Solución campo-fuerza	33
3.2.2.	Solución convección difusión	34
3.2.3.	Ciclo de modulación de los rayos cósmicos	37
4.	Detección de los incrementos a nivel de superficie	39
4.1.	Monitores de neutrones	39
4.1.1.	Monitor IGY	42
4.1.2.	Monitor NM64	45
4.2.	Red Mundial de Monitores de Neutrones	48
4.3.	Función de producción para los monitores de neutrones	50
4.3.1.	Función de producción para protones	50
4.3.2.	Función de producción para el monitor LFNM	57
4.4.	Incrementos observados en los monitores: LFNM y NM64	61

5. Cálculo del índice espectral durante un GLE	65
5.1. Base de datos	65
5.2. Cálculo del índice espectral	74
6. Discusión de resultados y conclusiones	101

Capítulo 1

Resumen

Los incrementos a nivel de superficie (GLE por sus siglas en inglés) son eventos observados por detectores en la superficie terrestre en los cuales ocurre un aumento abrupto en el conteo de partículas. Se han registrado 72 eventos GLE desde 1942 hasta el 10 de septiembre de 2017, en su mayoría por monitores de neutrones a nivel de superficie. Los primeros dos eventos fueron detectados por cámaras de ionización en 1942 en Estados Unidos. Después de que se instalaron monitores de neutrones en todo el mundo, se incrementó la sensibilidad de la red mundial, y poco después se establecieron las características de los GLEs. Caballero-Lopez & Moraal (2014), mencionan que dichas características son:

- El incremento rápido a su máxima intensidad, generalmente algunos minu-

tos.

- Un decaimiento más lento que el incremento.
- Flujos altamente anisotrópicos recién comienza el GLE, en ocasiones la anisotropía persiste durante todo el evento.
- Un espectro de rigidez más blando que el de la radiación cósmica galáctica. Conforme avanza el evento, este se va suavizando.

En un principio, el sitio generalmente aceptado donde se genera la producción de partículas energéticas solares (SEP por sus siglas en inglés) era la corona solar inferior, sin embargo con el descubrimiento de las eyecciones de masa coronal CMEs (Coronal Mass Ejection por sus siglas en inglés), se conoce que las partículas se aceleran en el frente de choque de estas. Los GLEs están ligados a actividades solares de gran intensidad, tales como fulguraciones ó eyecciones de masa coronal (CME). Esto fue establecido porque los GLEs eran detectados después de haberse observado un evento solar en la porción oeste del disco solar, por lo que también se dedujo que los GLEs están conectados con el campo magnético heliosférico de Parker. Por lo tanto los GLEs representan la parte más energética del espectro de las SEPs.

Actualmente se han realizado investigaciones para conocer las propiedades de estos eventos, los mecanismos de aceleración de las partículas detectadas, la anisotropía y el espectro de rigidez del evento y la dispersión de velocidades de arriba a la Tierra. Una manera de investigar la naturaleza del proceso de aceleración de las partículas es estudiando la evolución del espectro del GLE

durante su duración (McCracken *et al.*, 2012). De estos estudios se concluyó que las partículas se aceleran debido a la reconexión magnética de las líneas de campo en la corona, y a la aceleración estocástica en el plasma solar en la eyección de masa coronal.

El análisis de los GLEs de manera individual resulta menos preciso que un estudio conjunto de estos ya que se reducen los errores de particularidades *in situ*. Una de las principales dificultades en el análisis de un GLE es la anisotropía, ya que distorsiona la forma espectral de la intensidad. En esta tesis se utilizará un método para separar los efectos de anisotropía de la sensibilidad espectral (Caballero-Lopez & Moraal, 2015), el cual consiste en calcular la tasa de incremento entre dos monitores de neutrones, con diferente función de respuesta, pero en la misma locación. Por lo tanto, al hacer la comparación de un GLE entre detectores se reduce la anisotropía, y se puede analizar la dispersión de velocidades de las partículas, posibilitando el cálculo del índice espectral del flujo de rayos cósmicos solares a su arribo.

1.1. Abstract

Ground Level Enhancements are solar events observed by detectors on the Earth's surface, in which increase in the particle counts happens. 72 GLE have been registered since 1942 to September 10th 2017, mostly by neutron monitors. The first two events were detected by ionization chambers on 1942 in United States. After neutron monitors were installed all over the world, the sensitivity of the global network increased, and shortly afterwards the main properties of GLEs

were established. These properties are (Caballero-Lopez & Moraal, 2014):

- A high increase to its maximum intensity, usually in a few minutes.
- A slower decay than the increase.
- Highly anisotropic fluxes as the GLE begins, in some cases anisotropy persists throughout the event.
- A rigidity spectrum softer than that of galactic cosmic radiation. As the event progresses, the spectrum softens.

Initially, the most accepted source for the Solar Energetic Particles (SEP) production was the lower solar corona, however with the discovery of coronal mass ejection (CMEs), it is known that particles get accelerated in the front shock caused by them. GLEs are related to highly energetic solar events, such as bursts or CMEs. This was established because GLEs were detected just afterwards observing a solar event in the western portion of the solar disk, so it was also deduced that GLEs are connected with Parker's heliospheric magnetic field. Therefore GLEs represent the most energetic component of SEPs spectrum.

Research has been carried out to find out the properties of these events, the acceleration mechanisms of detected particles, anisotropy, the rigidity spectrum of the event and the dispersion of velocities of arrival to Earth. A way of investigating the nature of the particle acceleration process is by studying the evolution of the GLE spectrum through its duration (McCracken *et al.*, 2012). From these studies it was concluded that the particles are accelerated by both magnetic reconnection in the corona and by stochastic acceleration in the solar plasma in

coronal mass ejection. The analysis of GLEs individually is less accurate than a joint study of these, since errors of in situ particularities are reduced. One of the main difficulties in the analysis of a GLE is the anisotropy, since it distorts the spectral form of the intensity. In this thesis a method will be used to separate the anisotropy effects of the spectral sensitivity (Caballero-Lopez & Moraal, 2015), which consists in calculating the rate of increase between two neutron monitors, with different response function, but in the same location. Therefore, when comparing a GLE between detectors, the anisotropy is reduced, and the particle velocity dispersion can be analyzed, making it possible to calculate the spectral index of the solar cosmic ray flux at its arrival.

Capítulo 2

Introducción

En esta tesis se analiza el espectro del flujo de rayos cósmicos solares durante 17 diferentes GLEs, usando datos del par de monitores de neutrones de South Pole (LFNM y NM64). El método consiste en separar los efectos de anisotropía de la sensibilidad espectral usando la tasa entre el incremento de dos monitores de neutrones con diferente función de producción, pero localizados en el mismo lugar (Caballero-Lopez & Moraal, 2015). Asumimos una forma de ley de potencia $P^{-\gamma}$ para el espectro de partículas solares. El método ha sido empleado anteriormente por diversos autores, sin embargo en este trabajo se demuestra su efectividad usándolo para calcular el índice espectral durante eventos débiles y para etapas en las que los GLE están por finalizar. Se empezará dando una intro-

ducción de conceptos relacionados con el Sol. Se explican sus características, así como los principales fenómenos que ocurren en él. En el capítulo 3, son explicadas de manera general las propiedades características de los rayos cósmicos solares, de igual manera se explican las soluciones campo-fuerza y convección-difusión para la modulación solar de rayos cósmicos. En el capítulo 4, se explica el funcionamiento del monitor de neutrones NM64 y LFNM, y la función de producción usada en esta tesis para calcular el índice espectral γ (Caballero-Lopez & Moraal, 2012). En los capítulos 5 y 6 se presentan los diferentes resultados obtenidos, así como una discusión y comparativa con trabajos anteriormente realizados por otros autores.

2.1. El Sol

El Sol es la estrella ubicada en el centro del Sistema Solar. Es una estrella de luminosidad V , y de acuerdo a su clasificación es tipo "G". Es una esfera de plasma corrotante, con movimientos convectivos en su interior (Foukal, 2004). Se constituye en su mayoría de hidrógeno (alrededor del 75 %) siendo el combustible principal para la producción de energía, 23 % está compuesto por helio, el cual es producto de reacciones nucleares que toman lugar en el núcleo del Sol, el resto es constituido por elementos más pesados, como el oxígeno, carbono, neón y hierro. El estudio del Sol es esencial no solamente para comprender otras estrellas, sino debido a su proximidad, nos permite estudiar emisiones de diferentes tipos, tales como plasma o partículas energéticas. Estas últimas tienen alta dependencia con el ciclo solar, por lo tanto se pueden estudiar para periodos de baja y alta actividad

solar.

2.1.1. Interior del Sol

Como cualquier otra estrella, el Sol es sostenido por reacciones de fusión nuclear de hidrógeno en su núcleo (Sturrock *et al.*, 1986). Para determinar cuáles son las reacciones nucleares que tomarán lugar en el núcleo del Sol, los factores involucrados son la abundancia de las especies que reaccionan y las probabilidades de reacción a las temperaturas que prevalecen en el núcleo. La reacción principal (o la más probable), es la cadena protón-protón. La reacción es como sigue 2.1:



Es decir, cuatro protones se fusionan para formar un helio, liberando energía en forma de radiación electromagnética, rayos γ , positrones y neutrinos. Esta energía liberada es inmediatamente transformada en energía térmica. Los neutrinos escapan en seguida del núcleo del Sol al tener una interacción con el medio prácticamente nula en comparación con los fotones, los cuales a pesar de viajar a la velocidad de la luz presentan múltiples procesos de absorción y liberación en el material del núcleo solar y le toma de miles a millones de años en alcanzar la superficie del Sol. Existen tres tipos de cadena protón-protón, PPI, PPII y PPIII. Las tres cadenas de reacciones tienen el mismo resultado, la producción de helio a partir de hidrógeno, sin embargo la cadena PPI es la que tiene más probabilidad de suceder. El 85 % de la energía en el Sol es producida por esta cadena. Son tres las reacciones que suceden en el ciclo PPI. En la primera reacción, dos protones

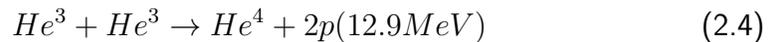
se fusionan produciendo un deuterón, un positrón y un neutrino.



En la segunda fase del ciclo, un protón reacciona con el deuterón de la reacción pasada formando un núcleo de He^3 y un fotón.



En la tercera reacción, después de que la primera y la segunda se han llevado a cabo dos veces cada una, dos núcleos de He^3 se fusionan, produciendo un núcleo de He^4 liberando dos protones.



Con el objeto de determinar la cantidad de energía liberada entre cada una de las reacciones, se hace la diferencia entre la masa total del lado izquierdo de la reacción con el lado derecho y se multiplica por c^2 . En las tres reacciones de la cadena protón-protón PPI la masa del lado izquierdo excede el derecho, lo cual significa que es exotérmica. La estructura interna del Sol es diferenciada en capas, cada una definida de acuerdo al mecanismo de transporte de energía que tiene lugar (Stix, 1990). El radio solar es calculado desde el núcleo hasta el final de la capa en la cual, el transporte es por convección, y tiene un valor aproximado de 690,000 km. El núcleo se extiende hasta un tercio del radio solar aproximadamente, después del núcleo se encuentra la zona radiativa donde la energía se propaga por radiación, esta zona ocupa .45 del radio solar, por último se encuentra la zona convectiva, en la cual la energía se propaga por convección

y ocupa el resto del radio solar. La convección se caracteriza por el transporte de energía por medio del mismo movimiento del material a diferentes temperaturas en la zona convectiva. El material con mayor temperatura es menos denso, por lo que se forman corrientes ascendentes desde zonas con mayor a menor temperatura, es decir, del interior hacia la superficie. El tope de la zona convectiva es la fotosfera, la cual es la capa del Sol que es visible para nosotros en luz blanca. En la fotosfera es posible visualizar, las celdas convectivas de la capa anterior, llamados gránulos. El patrón de granulación es el rasgo más distintivo de la convección solar. Los gránulos tienen una figura poligonal compleja, y están separados entre sí por carriles estrechos oscuros. La escala característica de un granulo es de 1,000 kilómetros, su forma y estructura están estrechamente relacionados con la red magnética de la fotosfera, y de campos magnéticos locales. La duración de un granulo es de 5 a 10 minutos, siendo proporcional con las dimensiones del granulo. El movimiento del material de un granulo, tiene velocidades de 4 km/s, este fluye del centro de granulo hacia sus límites. En la figura 2.1 se muestra la estructura interna del Sol, donde se aprecia el núcleo, la zona radiativa y la convectiva, después están las capas de la atmósfera solar: fotosfera, cromósfera y corona. En cada una de las capas se indica la temperatura en K y la densidad de partículas por m^3 .

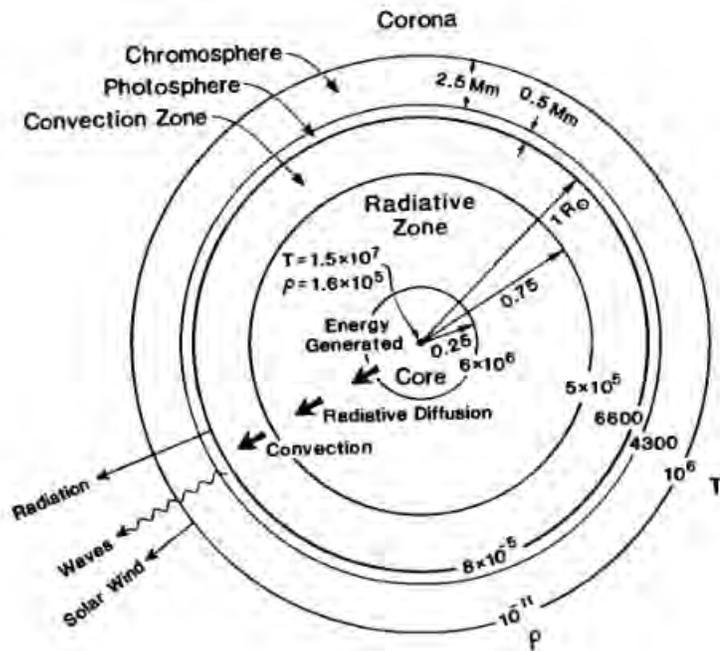


Figura 2.1: Interior y atmósfera solar. (Kivelson & Russell, 1996)

2.1.2. Atmósfera solar

La atmósfera solar consiste en tres capas. La más baja es la fotosfera, con un grosor de 500 km, y es la que emite la mayoría de la luz solar. La temperatura de la fotosfera es de 5,600 K. Durante un eclipse solar total, el disco Solar es cubierto por la Luna, revelando un halo blanco brillante, el cual se extiende por varios radios solares por encima de la fotosfera. A la atmósfera solar se le conoce como corona. Momentos antes y después del eclipse, también se puede apreciar un anillo rojo alrededor del borde de la fotosfera el cual tiene por nombre

cromósfera. La estructura y dimensiones de la corona varían de acuerdo al ciclo solar, extendiéndose más hacia afuera de la fotosfera en un máximo solar. La temperatura de la corona es de 1 millón de Kelvin, siendo 200 veces más caliente que la fotosfera. El incremento abrupto de temperatura, sucede en una zona llamada región de transición, la cual separa la cromosfera de la corona. Después de este incremento, la temperatura en la corona es de $2 \times 10^6 K$. Dos importantes rasgos de la corona, son los hoyos coronales y las explosiones coronales en forma de casco. En los primeros, las líneas magnéticas están abiertas, permitiendo un rápido escape de plasma solar siendo áreas más frías que el resto de la corona, por lo tanto aparecen como rasgos oscuros. En el caso contrario, las explosiones coronales en forma de casco suceden en zonas activas del Sol, las líneas magnéticas están conectadas en zonas de polaridad opuesta, estas estructuras magnéticas confinan plasma solar, por lo tanto es un rasgo brillante en la corona.

2.1.3. El viento solar

La corona es la capa externa de la atmósfera solar y se extiende a todo el medio interplanetario. Debido a las altas temperaturas en la corona y a las manifestaciones de la actividad solar, ésta no es estable, en cambio es expulsada hacia afuera como viento solar, llenando toda la heliósfera. La existencia de un flujo de partículas solares extendiéndose radialmente hacia afuera del Sol, fue descubierta a principios de los cincuenta por L. Biermann, como explicación de la orientación de las colas de los cometas. En los últimos cuarenta años el modelo hidrodinámico del viento solar de Eguene Parker, ha sido el de mayor influen-

cia en diversos estudios del medio interplanetario. Distintas misiones espaciales llevadas a cabo fuera de la magnetósfera, han comprobado con mediciones in situ, la existencia del flujo de partículas solares, a velocidades supersónicas. Las principales características del viento solar son las siguientes:

- El viento solar es un flujo continuo de partículas cargadas, con velocidades promedio de 400 km/s .
- Es el resultado de una gran diferencia entre la presión del gas entre la corona solar y el medio interplanetario.
- Además de acarrear partículas cargadas por el medio interplanetario, también tiene un campo magnético (aproximadamente 7 nT a la altura de la Tierra).
- De acuerdo a la velocidad del flujo, se distinguen dos tipos de flujo, el viento solar rápido y el lento. El viento solar rápido tiene su origen en las regiones con líneas de campo magnético abiertas (hoyos coronales). Mientras que el flujo lento en la frontera entre regiones con líneas abiertas y líneas cerradas.
- En una eyección de masa coronal, la velocidad del flujo puede alcanzar hasta los 2000 km/s .

2.1.4. La espiral de Parker

El modelo del campo magnético heliosférico propuesto por Eugene Parker (1958), hablando en términos generales es una buena aproximación del cam-

po magnético promedio de gran escala, sin embargo considera una estructura homogénea y estacionaria del viento solar, por lo que es incapaz de reproducir irregularidades del campo que se superponen a la magnitud y a la dirección del campo promedio. De igual manera se ignora que el flujo de viento solar no es homogéneo, sino que está compuesto de regiones de viento rápido y lento que pueden interactuar entre si debido a la rotación solar. Sus componentes son:

$$B_{\Phi} = -B_0 \left(\frac{R_0}{r} \right)^2 \sin \Theta \frac{\omega (r - R_0)}{v_{sw}} \quad (2.5)$$

$$B_{\Omega} = 0 \quad (2.6)$$

$$B_r = -B_0 \left(\frac{R_0}{r} \right)^2 \quad (2.7)$$

Dónde:

- v_{sw} Velocidad del viento solar
- R_0 Radio de la superficie fuente, aproximadamente 2.5 radios solares
- r Distancia radial desde el centro del Sol
- B_0 Campo magnético en la corona
- ω Velocidad de rotación promedio de la corona cerca del Ecuador solar

2.1.5. Hoja de corriente heliosférica

Debido al ciclo solar, cada 11 años el campo magnético del Sol cambia de dirección a través de una hoja neutral, dividiendo la heliósfera en dos mitades, un

hemisferio donde el campo magnético de la heliósfera es dirigido hacia adentro y el otro donde es dirigido hacia afuera. La transición entre estos hemisferios toma lugar en una región delgada conocida como hoja de corriente. Esto sucede por el hecho de que el ecuador magnético del Sol no coincide con el ecuador heliográfico, debido a que el eje magnético del Sol está inclinado con respecto a su eje rotacional. Esta inclinación es proporcional a la actividad solar, en un máximo de actividad solar el ángulo de inclinación es mayor siendo de hasta 75 grados, lo cual resulta en una ondulación mayor de la hoja de corriente. La hoja de corriente tiene una importante influencia en el transporte de rayos cósmicos, debido a que las partículas son dirigidas en sentido opuesto encima y por debajo de la hoja.

2.2. Heliósfera

Los rasgos y características de la heliósfera que se conocen con certeza, han sido determinados comparando observaciones hechas por misiones espaciales con modelos teóricos. La heliopausa es la superficie en la cual la presión decreciente del viento solar es igual a la presión del medio interestelar (IM), por lo tanto marca el límite en el cual el viento solar es detenido por el IM. La posición estimada de la heliopausa puede variar de acuerdo a la actividad solar, desde 10 hasta 20 unidades astronómicas ($AU = 150 \times 10^6$ km), y se estima que este a 125 AU del Sol. Antes de la heliopausa, se encuentra la heliofunda, zona que precede el choque terminal de la heliósfera. Esta región todavía está dominada por el campo magnético del Sol y partículas contenidas en el viento solar, sin

embargo, este último es frenado por el IM. El comienzo de la heliofunda esta a una distancia aproximada de 95 AU respecto al Sol. El choque terminal es una transición interna en la heliosfera, en la cual el viento solar pasa de ser supersónico a subsónico, y ocurren grandes cambios en la dirección del flujo de plasma y en la orientación del campo magnético. La estructura de la heliosfera se puede apreciar en la figura 2.2. En agosto y septiembre de 1977, Viajero 2 y Viajero 1 fueron lanzados respectivamente al espacio, con el objetivo principal de explorar el medio interplanetario y el interestelar. La misión tiene tres fases principales, el cruce del choque terminal, la exploración de la heliofunda y la tercera fase, el cruce de la helipausa y exploración del medio interestelar. En diciembre de 2004 el Viajero 1 cruzó el choque terminal, y el Viajero 2 en agosto de 2007. En agosto de 2012 Viajero 1 dejó atrás la helipausa, siendo la primera nave en llegar al espacio interestelar, se encuentra viajando a una velocidad de 3.6 UA/año y a 35 grados norte de la eclíptica. Por otra parte Viajero 2 esta alejándose a una velocidad de 3.3 UA/año a 48 grados sur del plano de la eclíptica. En la figura 2.2 se muestra la estructura básica de la heliosfera en el plano del ecuador solar. El medio interestelar envuelve la heliosfera, creando un choque cuando se encuentra con el viento solar.

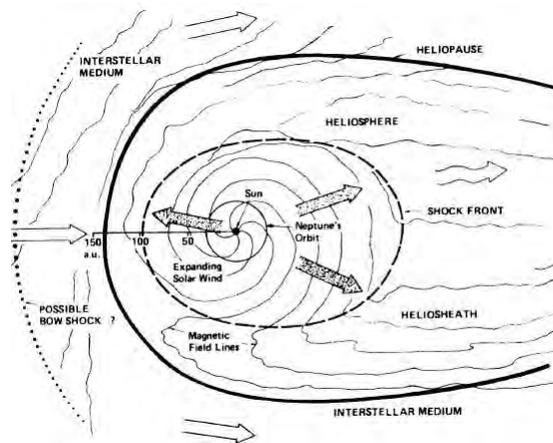


Figura 2.2: Estructura de la heliósfera (Foukal, 2004)

2.3. Actividad solar

2.3.1. Manchas solares

Una mancha solar, vista en luz blanca consiste en un área oscura llamada umbra, rodeada de una región menos oscura llamada penumbra. La estructura de las manchas solares, varía ampliamente, al igual que su tamaño y formas. El diámetro del umbral de las manchas más grandes puede llegar a medir hasta 20,000 kilómetros, siendo la mitad de esta dimensión la distancia promedio de una mancha típica. En la estructura de las manchas se incluyen los puentes de luz, los cuales son canales de material brillante introduciéndose a la umbra. Este proceso puede durar de unas cuantas horas a días, dependiendo de las dimensiones de la mancha, y es indicio de que la mancha es lo suficientemente estable para mantenerse durante su formación. Las manchas con diámetro pequeño (menor

a 2,500 km) y sin penumbra se llaman poros. Una mancha solar tiene su origen en el crecimiento de un poro en su diámetro y su oscurecimiento, formando una umbra. Por lo general, las manchas con polaridades opuestas se forman muy pegadas en tiempo. El lugar de formación es en la red magnética y el par de manchas están separadas por una distancia de 35,000 kilómetros. Las manchas solares se forman cuando el flujo magnético en la fotosfera es oprimido y por lo tanto intensificado por movimientos granulatorios. La presión del flujo granular es suficiente para aumentar la intensidad del campo, el cual inhibe la convección enfriando la zona y generando la mancha.

2.3.2. Prominencias

Una prominencia es una estructura gaseosa formada en la superficie de la fotosfera, extendiéndose hasta 50,000 kilómetros por encima de esta, con un grosor de 5,000 km y una longitud de aproximadamente 200,000 km. Pueden ser vistas durante un eclipse total en el limbo solar. Cuando estas estructuras son vistas en el disco solar, aparecen oscuras y se llaman filamentos. Las prominencias son producto de un equilibrio estable entre las fuerzas gravitacional y magnética que puede durar desde horas hasta incluso meses. La interrupción de este equilibrio está estrechamente ligada con la eyección de grandes volúmenes de plasma al medio interplanetario, la aceleración de partículas y la liberación rápida y violenta de energía. La temperatura del plasma en una prominencia es de 5,000 a 8,000 K, su campo tiene una magnitud de 0.5 nT. En la figura 2.3 se muestra el modelo del campo magnético de una prominencia propuesta por

R. Kippenhahn y A. Schluter, se puede apreciar que las líneas de campo están pandeadas, esto es debido a que en la zona central de la prominencia existe confinamiento de material solar.

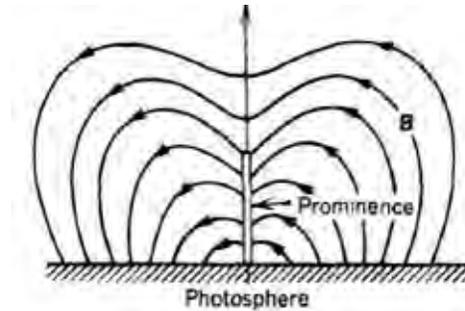


Figura 2.3: Configuración magnética de una prominencia (Foukal, 2004)

2.3.3. Fulguraciones

La fulguración o erupción cromosférica es un evento explosivo que generalmente sucede en seguida de que un filamento ha desaparecido, es sencillo observarlo con la ayuda de un filtro H-alfa. El principio de una fulguración se caracteriza por un brillo intenso que dura unos cuantos minutos, seguido de una disminución del mismo el cual puede durar hasta una hora. En los primeros minutos del evento, sucede un brillo que rápidamente incrementa y emite radiación detectable en frecuencias de rayos X suaves y ultravioleta extremo (EUV). Después sucede un decremento gradual en la radiación emitida por la fulguración que puede durar varias horas.

2.3.4. Eyecciones de masa coronal

Las eyecciones de masa coronal (CME por sus siglas en inglés) son grandes erupciones de plasma coronal extendiéndose hacia el medio interplanetario. Los diámetros de las eyecciones pueden superar el mismo diámetro del Sol y su morfología es muy variada, algunas son en forma de burbuja, de bucles o también son irregulares. La frecuencia de las eyecciones depende en la fase del ciclo solar, ocurriendo una cada cinco días durante el mínimo solar, y cuatro por día en el máximo solar. La masa de una eyección oscila entre los 10^{12} y 10^{13} kg con velocidades de propagación desde los 200 km/s hasta los 1300 km/s , y esta hace una contribución a la masa total del viento solar. La mitad de las CMEs observadas son asociadas a fulguraciones, o erupciones de filamento en el disco visible, la otra mitad, es muy probable que ocurran en el hemisferio invisible.

2.3.5. Ciclo solar

El Sol tiene un periodo rotacional diferencial que varia con la latitud, el cual es de 25 días cerca del ecuador y de 32 en los polos. Esto es debido a que no es un cuerpo sólido, sino una esfera gigante de gas comprimida gravitacionalmente. En una escala grande de tiempo y espacio, el campo magnético del Sol tiene un periodo de actividad de 11 años. El mejor indicador del ciclo solar es el número de manchas solares (figura 2.4). Un resultado importante en la observación de las manchas durante ciclos solares consecutivos es la migración de estas mismas durante todo el ciclo. Las primeras manchas que aparecen en el ciclo, aparecen en una latitud de 35 grados aproximadamente en ambos hemisferios del Sol.

Conforme avanza el ciclo, las manchas migran a zonas más próximas al ecuador y las ultimas manchas del ciclo están a lo más a 10 grados por encima y debajo del ecuador.

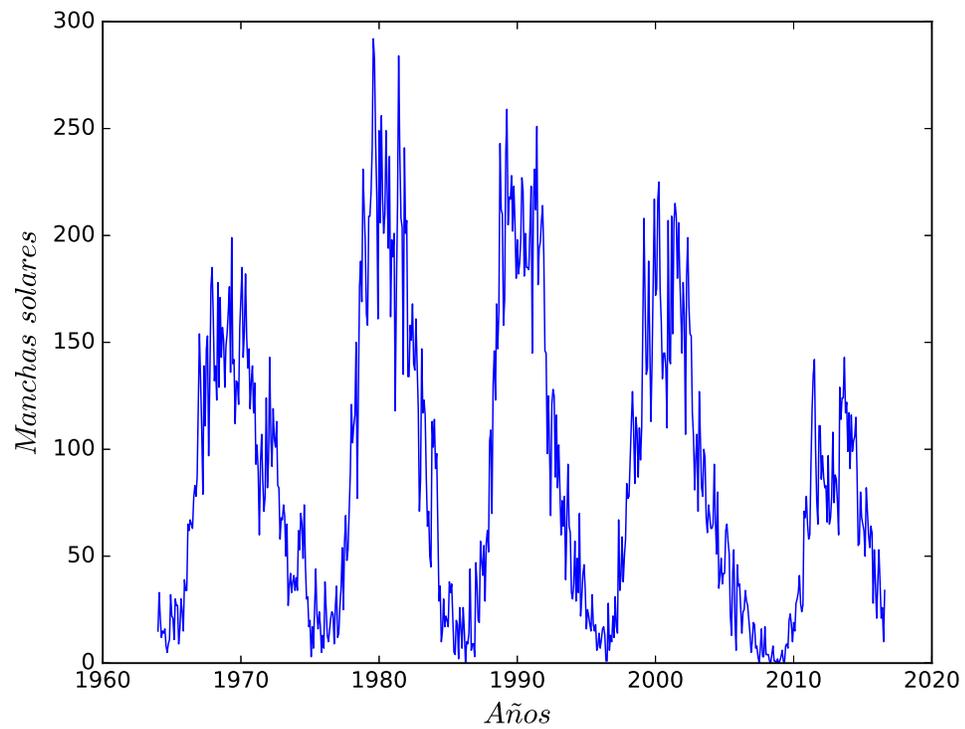


Figura 2.4: Promedio mensual de manchas solares desde 1964. Datos obtenidos de <https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html>

Capítulo 3

Los rayos cósmicos solares

Los rayos cósmicos son partículas energéticas las cuales, al ser aceleradas a grandes velocidades, se propagan a través de toda la galaxia. El estudio de partículas en el espacio interplanetario cuyas fuentes pueden ser el Sol, planetas o algún lugar de la galaxia, es de suma importancia ya que provee información de los mecanismos de aceleración de partículas y los medios de propagación entre la fuente y el observador. Los rayos cósmicos observados en el espacio interplanetario son en su mayoría protones, partículas α y electrones y se caracterizan por tener grandes energías. El origen de los rayos cósmicos es variado, así como su espectro de energía, espacio de propagación y desarrollo temporal. Un gran porcentaje de los rayos cósmicos son relativistas y su energía puede llegar a ser

de 10^{20} eV. Los rayos cósmicos se clasifican según su energía (May-Britt, 1998):

1. Rayos cósmicos galácticos: Es la población de partículas con energías mayores a aproximadamente 100 MeV. Estos inciden sobre la heliósfera de forma uniforme e isotrópica. Dentro de la heliósfera, la radiación cósmica galáctica es modulada por la actividad solar, siendo la intensidad de los rayos cósmicos galácticos mayor cuando hay poca actividad del Sol.
2. Rayos cósmicos anómalos: Partículas con energías entre algunos MeV y 100 MeV, se originan de átomos neutrales interestelares con alto potencial de ionización, los cuales al entrar a la heliósfera y ser ionizados con radiación UV solar, son acarreados por el viento solar de vuelta al choque creado por el viento solar y el medio interestelar (choque terminal), donde pueden ser acelerados y regresados de vuelta al Sistema Solar, ó escapar hacia el medio interestelar. También son llamados componente anómala.
3. Partículas energéticas solares (SEP): Son partículas aceleradas en fulguraciones solares y en los choques producidos por las CMEs, tienen energías de cientos de MeVs incluso llegando a ser del orden de GeV, estas ultimas pueden ser observadas por los monitores de neutrones en la superficie de la Tierra, ocasionando un incremento a nivel de superficie (GLE). Estas partículas no solamente proveen información de los mecanismos de aceleración en el Sol, sino también de las estructuras magnéticas en el medio interplanetario.
4. Partículas energéticas de tormenta: Son partículas aceleradas por choques

interplanetarios y tienen energías de decenas y cientos de KeV. Tienen este nombre por su relación con la tormenta magnética observada cuando el choque golpea la magnetósfera de la Tierra.

3.1. Rayos cósmicos solares

Los rayos cósmicos solares son partículas aceleradas en o cerca del Sol, la cuales se mueven sin interactuar unas con otras a través del medio interplanetario, la corona solar, y el campo geomagnético. Las SEPs son producidas en fulguraciones solares, eyecciones de masa coronal o algún otro evento explosivo ocurrido en el Sol, siendo en su mayoría protones, electrones e iones pesados.

3.1.1. Mecanismos de aceleración de partículas

Actualmente con ayuda de experimentos con naves espaciales, se sabe que existen procesos de aceleración de partículas en lugares lejanos de la galaxia y también dentro del Sistema Solar. Las partículas aceleradas a energías de keV a MeV observadas por naves espaciales, tienen como principal mecanismo de aceleración, los choques asociados con el viento solar. Sin embargo, existe evidencia tal como los incrementos a nivel de superficie (GLE) detectados por monitores de neutrones, la cual nos explica que las partículas de energías del orden de GeV son aceleradas en el Sol por fulguraciones solares, eyecciones de masa coronal o aceleraciones en la corona. Existen dos mecanismos principales de aceleración de partículas, aceleración estocástica y aceleración por onda de choque.

3.1.2. Aceleración estocástica

La aceleración estocástica es definida como el proceso en un plasma turbulento en el cual una partícula puede ganar o perder energía en un intervalo de tiempo pequeño (Gaisser, 1990). Los cambios en la energía de la partícula suceden de manera aleatoria ya que las condiciones del medio en el cual suceden los incrementos y decrementos están en constante cambio (frentes de choque, nubes magnéticas, etc.), y se deben a las colisiones entre partículas con centros de dispersión en movimiento (ver figura 3.1). Si los centros de dispersión se mueven con dirección entre ellas mismas en la parte en reposo del plasma, la partícula gana energía adicional por cada colisión elástica y ocurre un proceso de aceleración Fermi de primer orden. El objeto principal del mecanismo de aceleración Fermi es la transferencia de energía cinética de plasma magnetizado en movimiento a partículas cargadas, y a partir de esto el incremento de la energía de la partícula n -veces su energía original.

3.1.3. Aceleración determinística

En adición a los procesos estocásticos de aceleración de partículas, existen los determinísticos (Miroshnichenko & Perez-Peraza, 2008), en los cuales las partículas ganan energía de manera sistemática en un sentido unidireccional. El agente acelerador es asociado con estructuras magnéticas macroscópicas de plasmas cósmicos (hoja de corriente magnética neutra, tubos de flujo magnético solares). Entre los procesos determinísticos se encuentran la aceleración debido a campos eléctricos perpendiculares y paralelos al campo magnético local, y

aceleración por onda de choque.

Aceleración por onda de choque

La aceleración de partículas como resultado de un choque se observan y son asociados directamente con choques interplanetarios, choques por actividad solar. Si se asume que no hay perturbaciones en el plasma río arriba y río abajo, entonces el mecanismo principal de aceleración es la deriva de iones y electrones a lo largo del campo eléctrico convectivo. La ganancia de energía debido a deriva es rápido, sin embargo a falta de un mecanismo que confine la partícula, esta al alcanzar cierta energía escapara del choque y nunca volverá. En la aceleración por choque difusivo, se considera el caso típico de un choque, que el plasma río arriba y río abajo tenga perturbaciones, por lo que las partículas son dispersas elásticamente en el plasma. Las partículas que son dispersas hacia el choque río arriba, pueden ganar energía considerable en el choque, también pueden ser reflejadas de nuevo del frente de choque o ser dispersadas por ondas río abajo, por lo que la partícula puede acelerarse en el choque múltiples veces.

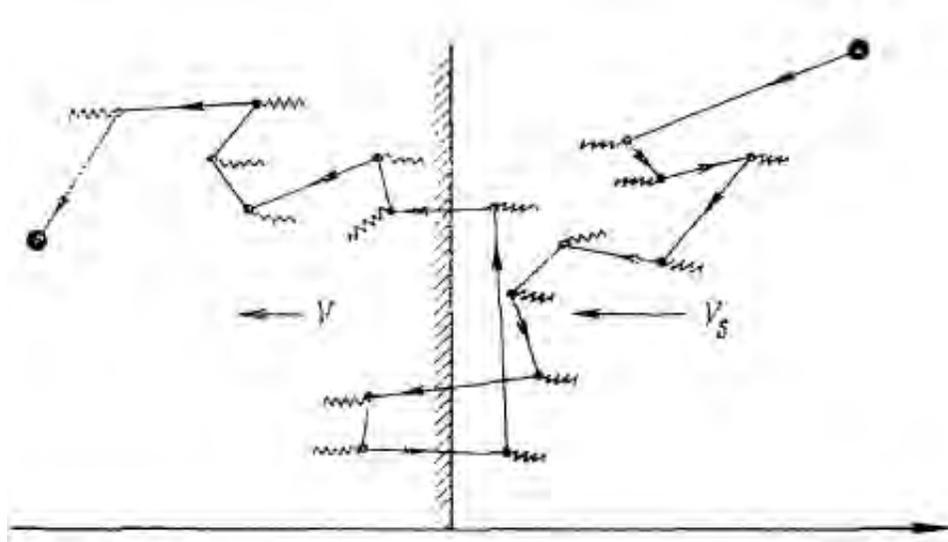


Figura 3.1: Dispersión de partículas por turbulencia cerca del choque frontal. V_s es la velocidad del plasma río arriba y V es la velocidad del plasma río abajo. Imagen de Miroshnichenko (2015)

Este modelo (choque difusivo) provee un mecanismo efectivo para el confinamiento de partículas cerca del frente de choque, en el caso de choques a causa de CMEs las partículas pueden ganar gran energía, mas de un GeV.

3.1.4. Partículas aceleradas en un GLE

Es difícil separar los procesos de aceleración partiendo solamente de observaciones de partículas, esto es debido a que existen varios mecanismos de aceleración que suceden en el Sol (ver Gallegos-Cruz & Perez-Peraza, 1995, Perez-

Peraza *et al.*, 2009). Sin embargo se considera que el primer incremento en el número de cuentas registrado en la fase inicial del GLE, es la más cercana al instante en el que sucedió la aceleración y la propagación en el medio interplanetario no juega un papel importante para la llegada de las primeras partículas, las cuales tardan alrededor de 11 minutos en llegar a la Tierra para una distancia de 1.3 UA a lo largo de la espiral de Parker. Se ha observado que estas partículas relativistas, parten del Sol en un instante cercano al máximo de rayos X duros y rayos gamma de alta energía . Estos tipos de emisión son típicos de la fase explosiva de una fulguración. A medida que la CME se expande, un choque se mueve en su frente el cual también es un importante acelerador de partículas (Gopalswamy *et al.*, 2012). Las partículas solares energéticas observadas durante un GLE son aceleradas por múltiples mecanismos de aceleración en la fuente y en su propagación en el medio interplanetario. Aunque no existe una correlación contundente entre los GLE y las CME, se asume que la aceleración estocástica producida en el choque frontal de una eyección de masa coronal en expansión, contribuye al espectro del flujo de partículas solares durante un GLE (Perez-Peraza *et al.*, 2009). Las partículas que son atrapadas en estructuras magnéticas en una CME son aceleradas mientras interactúan con plasma turbulento.

En la actualidad, todavía no está completamente resuelto el problema de la aceleración de partículas observadas en un GLE, o a que altura de la corona son liberadas las partículas con altas energías. Existen estudios y artículos en los que estadísticamente relacionan las SEPs de los GLE con eventos explosivos en el Sol (Gopalswamy *et al.*, 2012). Lo que se hace es medir el tiempo que transcurre entre las emisiones de las fulguraciones (o de los CMEs) y las partículas detec-

tadas en la superficie terrestre. Se ha concluido que la liberación de partículas de los GLE es retrasada aproximadamente 20 minutos en promedio con respecto a las firmas electromagnéticas de las erupciones (explosiones tipo II, tipo III de baja frecuencia, fulguraciones de rayos X suaves y CMEs). En eventos conectados magnéticamente con la Tierra las partículas son liberadas cuando el CME alcanza 3 radios solares, en el caso contrario para eventos pobremente conectados la CME necesita recorrer mas distancia para encontrarse con las líneas que conectan con la Tierra. La conexión magnética de un evento con la Tierra, depende de la longitud heliográfica en la cual sucede la fulguración solar o CME asociada al GLE (ver figura 3.2). Se dice que un evento está conectado magnéticamente cuando la fuente que produce el GLE se localiza en la parte oeste del Sol.

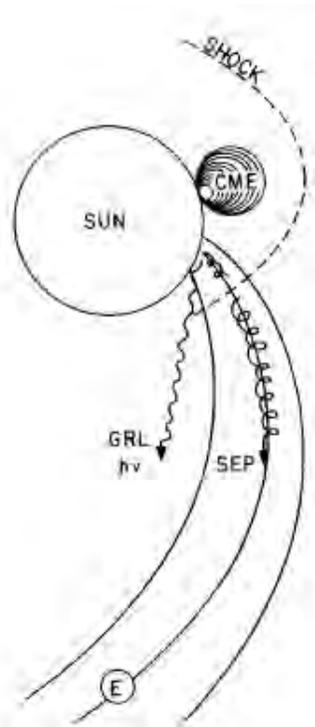


Figura 3.2: Aceleración de partículas por el frente de choque de una CME ocurrido en la parte oeste del Sol detrás del limbo, se observa que las partículas aceleradas en líneas de campo abiertas pueden emitir líneas de rayos gamma (GRL por sus siglas en inglés) o ser observadas en la Tierra (SEPs) . Imagen de Cliver (1996)

3.2. Modulación solar de los rayos cósmicos

A mediados de los años sesenta , Parker (1965) formuló la ecuación de transporte, la cual parte de las ecuaciones de movimiento de partículas con carga en campos magnéticos fluctuantes a pequeñas y grandes escalas. Esta se basa en la

suposición de que el flujo de los rayos cósmicos son isotrópicos. La ecuación para la evolución de la parte omnidireccional de la función de distribución de rayos cósmicos es usualmente conocida como ecuación de continuidad y se expresa de la siguiente manera (Caballero-Lopez & Moraal, 2004):

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot S + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} (p^2 \langle \dot{p} \rangle f) = Q \quad (3.1)$$

donde: S es la densidad diferencial de corriente y está dada por:

$$S = CVf - K \cdot \nabla f$$

V es la velocidad del viento solar, f es la función de distribución de los rayos cósmicos, $K(r, P, t)$ es el tensor de difusión que contiene los elementos $\kappa_{\parallel}(r, P, t)$, $\kappa_{\perp}(r, P, t)$, los cuales son los coeficientes de difusión paralelo y perpendicular al campo heliomagnético, y el coeficiente antisimétrico que describe las derivas de curvatura y gradiente $\kappa_T = \beta P / (3\beta)$. C es el factor Compton Getting, el cual describe el efecto al medir un espectro de partículas en un medio en movimiento a partir de un observador en reposo o en movimiento respecto al medio:

$$C = -(1/3) \partial \ln f / \partial \ln p$$

La pérdida adiabática de momento de los rayos cósmicos en el viento solar en expansión respecto a un observador fijo es $\langle \dot{p} \rangle = (p/3) V \cdot \nabla f / f$, mientras que en el marco de referencia del viento solar es $\langle \dot{p} \rangle = -(p/3) \nabla \cdot V$. La variable de momento p puede ser cambiado a rigidez, P , de la partícula o la energía cinética por nucleón, T , a través de la siguiente expresión:

$$P \equiv pc/q = A/Z \sqrt{T(T + 2E_0)} \quad (3.2)$$

donde A y Z son la masa y el número de carga, T y E_0 son la energía por nucleón y la energía en reposo del protón respectivamente.

3.2.1. Solución campo-fuerza

Gleeson & Axford (1968) derivaron una solución aproximada a la ecuación 3.1, la solución campo-fuerza. Esta solución asume que no existen fuentes de rayos cósmicos, hay un estado estático $df/dt = 0$, lo cual significa que todos los términos de efectos de modulación son despreciados, la cual es una asunción razonable para condiciones de mínima actividad solar (Caballero-Lopez & Moraal, 2004). También se asume que no hay pérdida adiabática de energía. La ecuación de transporte 3.1 es equivalente a la siguiente expresión,

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot (CVf - K \cdot \nabla f) + \frac{1}{3p^2} \frac{\partial}{\partial p} (p^3 V \cdot \nabla f) = Q \quad (3.3)$$

se aplican las aproximaciones mencionadas ya además se añade simetría esférica, la ecuación 3.3 se reduce a:

$$CVf - \kappa \partial f / \partial r = 0 \quad (3.4)$$

La suposición del estado estático requiere que el término de pérdida adiabática sea despreciable en comparación con los términos convectivos y difusivos, esto se satisface para pequeñas r . Sustituyendo el factor Compton Getting $C = -(1/3)\partial \ln f / \partial \ln p$, y cambiando la variable de momento p por rigidez P , tenemos lo siguiente:

$$\frac{\partial f}{\partial r} + \frac{VP}{3\kappa} \frac{\partial f}{\partial P} = 0 \quad (3.5)$$

La rigidez P_b se obtiene integrando la ecuación característica del punto inicial de espacio fase a la frontera r_b . El coeficiente de difusión κ es separable de la forma $\kappa(r, P) = \beta\kappa_1(r)\kappa_2(P)$ con solución:

$$\int_P^{P_b(r,P)} \frac{\beta(P')\kappa_2(P')}{P'} dP' = \int_P^{r_b} \frac{V(r')}{3\kappa_1(r')} dr' \equiv \phi(r) \quad (3.6)$$

Cuando $\kappa_2 \propto P$ y $\beta \approx 1$ la solución se reduce a $P_b - P = \phi$, por lo que el parámetro campo fuerza ϕ se vuelve una pérdida de rigidez. Esto solo aplica al caso especial de partículas relativistas donde $\beta = 1$. La solución campo fuerza implica una modulación que causa cambios en energía, siendo que en un principio se asumió que el término que describe cambios adiabáticos es despreciable en comparación con los términos de convección y difusión, esto surge a partir de incluir el termino C , por lo tanto el cambio de energía no es real.

3.2.2. Solución convección difusión

De la siguiente ecuación equivalente a 3.3:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot (Vf - K \cdot \nabla f) + \frac{1}{3p^2} (\nabla \cdot V) \frac{\partial}{\partial p} (p^3 f) = Q \quad (3.7)$$

aplicamos las mismas aproximaciones que anteriormente y obtenemos la ecuación convección-difusión:

$$Vf - \kappa \partial f / \partial r = 0 \quad (3.8)$$

cuya solución es:

$$f = f_b e^{-M}, \text{ donde } M = \int_{r_b}^r \frac{V dr}{\kappa}$$

La solución campo-fuerza describe la modulación como una pérdida de energía en términos de ϕ , mientras que la solución convección-difusión la describe como

una aproximación en la intensidad en términos de M . En la figura 3.3 se muestra la comparación de ambas soluciones con respecto a la solución numérica completa de la ecuación de transporte para estado estático y simetría esférica o una dimensión, es decir:

$$V \frac{\partial f}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \kappa \frac{\partial f}{\partial r} \right) - \frac{1}{3r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 V) \frac{\partial f}{\partial \ln p} = 0 \quad (3.9)$$

El comportamiento de la solución campo-fuerza para 1 UA demuestra que esta es una mejor aproximación a la solución numérica en una dimensión que la solución convección-difusión, sin embargo para 80 UA la solución campo-fuerza empeora mientras que convección-difusión mejora. La razón es que conforme la distancia radial incrementa, las pérdidas de energía se vuelven mas pequeñas, por lo que en la heliósfera externa la solución campo-fuerza sobreestima esta pérdida mientras que la solución convección difusión no.

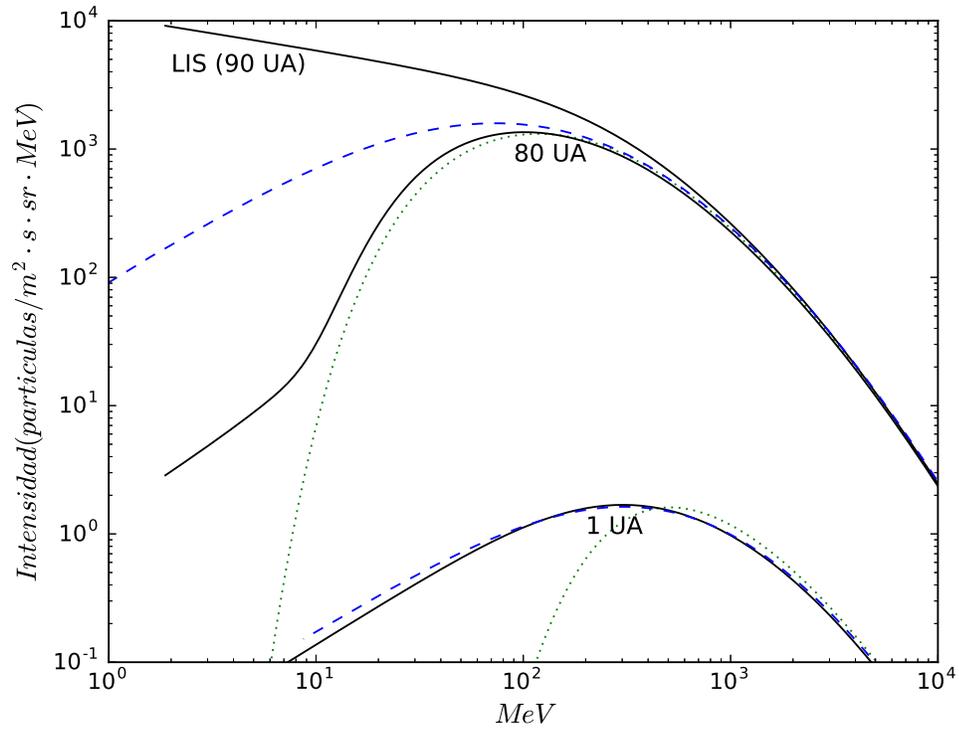


Figura 3.3: Solución numérica de la ecuación de transporte en una dimensión (líneas negras), solución convección-difusión (línea verde punteada) y solución campo-fuerza (línea azul rayada) para rayos cósmicos galácticos (protones). Intensidades calculadas a 1 UA y a 80 UA usando un espectro local interestelar a $r_b = 90UA$, velocidad del viento solar $V = 400 \text{ km/s}$, $\kappa = \lambda v/3$, $\lambda = .29P(GV)$ y $\phi(1UA) = 407MV$. Figura de Caballero-Lopez & Moraal (2004).

3.2.3. Ciclo de modulación de los rayos cósmicos

La escala de tiempo más relevante para los rayos cósmicos en relación con la actividad solar, es el ciclo de 11 años. Esta periodicidad es reflejada en el registro de manchas solares y en la intensidad de rayos cósmicos galácticos detectados a nivel de superficie a partir del establecimiento en 1957 de la red mundial de monitores de neutrones. Otra periodicidad evidente es la variación de 27 días en la intensidad de rayos cósmicos debido a la rotación del Sol. En la figura 3.4 se aprecia el ciclo de modulación solar de los rayos cósmicos galácticos de acuerdo con el ciclo de actividad solar de 11 y 22 años observada por el monitor de neutrones Hermanus en Sudafrica a una rigidez de corte de 4.5 GV. El ciclo solar de 22 años (Mursula *et al.*, 2002), corresponde al periodo de tiempo en el cual el Sol retorna a su configuración magnética original, ya que cada 11 años los polos magnéticos son invertidos. La actividad de las manchas solares es fuerte evidencia del ciclo magnético del Sol.

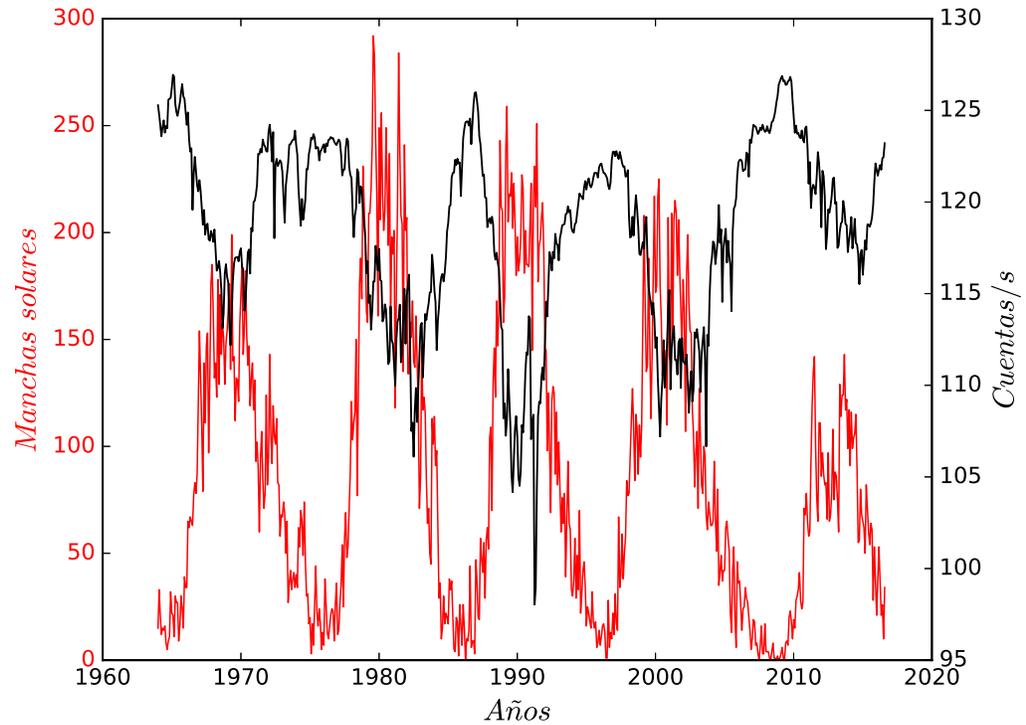


Figura 3.4: Modulación solar observada por el monitor de neutrones de la estación Hermanus. Promedio mensual de cuentas por segundo de Hermanus (línea negra) y promedio mensual de manchas solares (línea roja). Datos de Hermanus conseguidos del sitio [http : //www.nmdb.eu/nest/](http://www.nmdb.eu/nest/), datos de manchas solares conseguidos de [https : //omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html](https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html).

Capítulo 4

Detección de los incrementos a nivel de superficie

4.1. Monitores de neutrones

Los monitores de neutrones (NM) situados sobre la superficie de la Tierra, son instrumentos usados para la medición de rayos cósmicos, jugando un rol importante en el estudio de física espacial, planetaria, y solar. Un monitor de neutrones provee un continuo monitoreo de la componente hadrónica de la radiación secundaria, la cual es originada a partir de partículas de altas energías que impactan la Tierra desde el espacio. Uno de los objetivos principales del monitor

de neutrones es detectar las variaciones de intensidad en el espectro de los rayos cósmicos que arriban a la Tierra, a través del registro de las partículas secundarias (creadas por las interacciones de los primeros en la atmósfera terrestre). En la figura 4.1 aparece una representación de la producción de rayos cósmicos secundarios, proceso conocido como chubasco atmosférico. Se ha comprobado que la tasa de conteo de un monitor de neutrones está directamente relacionada con el flujo primario de rayos cósmicos después de una corrección por atenuación atmosférica. La densidad de neutrones de bajas y altas energías como función de la profundidad atmosférica fue medida en experimentos con globos. Shein y col. (1941) mostró en un vuelo de globo que la radiación cósmica está compuesta en su mayoría por protones de alta energía. A finales de los cuarenta, se conocía con más claridad que los protones y neutrones en la atmósfera (producto de desintegraciones nucleares), producirían sucesivamente partículas de más baja energía y formarían una cascada de partículas secundarias.

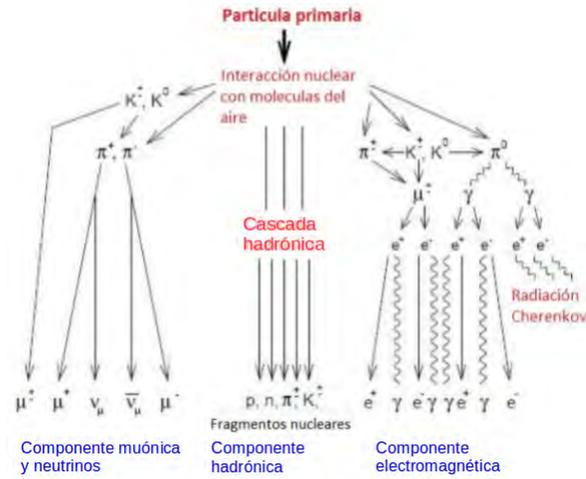


Figura 4.1: Representación esquemática de la producción de radiación secundaria en la atmósfera que surge a partir de una partícula primaria incidente. Figura tomada de <http://muon1.nipne.ro/detector/index.html>

La introducción del monitor de neutrones, como instrumento de medición continua junto con el monitor de muones y la cámara de ionización, sucedieron tras el descubrimiento de la dependencia de los neutrones secundarios con la variación latitudinal del campo geomagnético por J. A. Simpson en 1948. Estas partículas son formadas principalmente por la interacción de la componente hadrónica de la radiación cósmica primaria con los núcleos del nitrógeno y el oxígeno, y debido a la corta distancia entre la detección y producción de los neutrones, su intensidad es proporcional a la de la componente hadrónica. Por lo que a principios de los cincuenta se propuso que esta componente podría ser usada para el estudio de partículas primarias de más baja energía que las que ya se es-

tudiaban con las cámaras de ionización y los monitores de muones. El monitoreo continuo de la componente hadrónica detectando los neutrones de evaporación producidos por sus interacciones con un “productor” de masa atómica grande, fue propuesto por Simpson quien midió la tasa de producción de neutrones en distintos objetivos, y encontró la proporcionalidad de esta con la masa atómica del objetivo. Cubriendo el contador con un medio moderador lo suficientemente grueso, el detector podría ser aislado de la atmosfera variable, y de la producción de neutrones afuera del detector. Los primeros monitores de neutrones fueron instalados por Simpson, en Chicago, Climax, Huancayo y Sacramento Peak en el año de 1952. Se comprobó que el detector era sensible a partículas primarias de más baja energía que las del monitor de muones, y en el año internacional de la geofísica (IGY por sus siglas en inglés), 1958, se instaló la red mundial de monitores de este tipo. En el año de 1964 Hatton y Carmichael diseñaron el NM64 con una tasa de conteo más grande y complementó a la red de monitores IGY.

4.1.1. Monitor IGY

Para detectar neutrones de evaporación atmosférica, se usa ya sea un contador descubierto con gas de trifluoruro de boro (BF_3) para la detección de neutrones lentos, o un contador cubierto por un medio moderador como la cera de parafina para la detección de neutrones rápidos. Ambos detectores, no son aptos para el propósito de estar monitoreando continuamente a niveles de superficie, debido a la sensibilidad de estos a condiciones climáticas y a la producción

de neutrones en el ambiente. Creado y diseñado por Simpson en 1953, el monitor IGY (*International Geophysical Year 1957*) está basado en el uso de tubos contadores de 3.8 cm. y una longitud de 85 cm. cada uno, llenos con gas BF_3 enriquecido con B-10. Cuando un neutrón es capturado por un núcleo de B-10 ocurre la siguiente reacción exotérmica:



La sección eficaz de esta reacción es inversamente proporcional con la velocidad de la partícula, es por esto que es eficiente para detectar neutrones térmicos (neutrón libre de baja velocidad en equilibrio térmico). Los productos de la reacción son detectados al ionizar el gas (BF_3). Envolviendo el tubo contador existe un moderador, el cual se encarga de frenar o moderar los neutrones a energías térmicas (.025 eV , aproximadamente 2 km/s), para que sea posible ser capturado por el gas BF_3 . Alrededor del moderador, se encuentra el “productor” en el cual son producidos neutrones, este a su vez , es encerrado por un reflector, el cual además de también moderar los neutrones, tiene la función de reflejar neutrones de baja energía producidos en la atmósfera o en materiales que se encuentren cerca del monitor. De modo que el número promedio de neutrones producidos es proporcional a la masa atómica del “productor” , se eligió plomo. Como moderadores, se pensó en el grafito o en la parafina. Se eligió la parafina a pesar de que el grafito tiene una sección eficaz de absorción de neutrones menor (debido a la gran cantidad de hidrógeno de la parafina), por el hecho de que es más sencillo prepararla con la geometría deseada. El grosor ideal de la parafina (moderador), fue determinado en un experimento realizado por Simpson en el

cual uso un detector sin reflector, se dio cuenta que el conteo era máximo cuando el grosor de la parafina era de 3 cm, siendo %70 mayor que sin moderador. Sin embargo, Carmichael encontró que una cantidad significativa de neutrones era moderada por el reflector, siendo el grosor óptimo menor de 2 cm, además sus resultados mostraron que el uso de un moderador optimiza el conteo de neutrones en un detector mucho menos de lo que había establecido Simpson. Aunque un grosor grande de plomo (productor) significaría una producción de neutrones mayor, también engrandece el volumen del medio en el cual los neutrones son producidos, reduciendo la eficiencia en la detección. Se eligió que el grosor de la cubierta de plomo fuera de 5 cm y el del reflector de parafina de 28 cm. En la figura 4.2 se muestra el diagrama esquemático de un monitor de neutrones IGY, en vista vertical (arriba), y una vista de perfil. Como se ha mencionado anteriormente, el monitor consta de 12 tubos rodeados de parafina (medio moderador), cubiertos de una capa de plomo y una capa reflectora de parafina. La tasa de conteo del monitor es de aproximadamente 24,000 cuentas por hora a nivel del mar y en zonas de baja rigidez de corte. En la vista de perfil se puede apreciar que en la parte superior del monitor existen dos cavidades con el objeto de insertar una fuente de neutrones y revisar la eficiencia en la tasa de conteo.

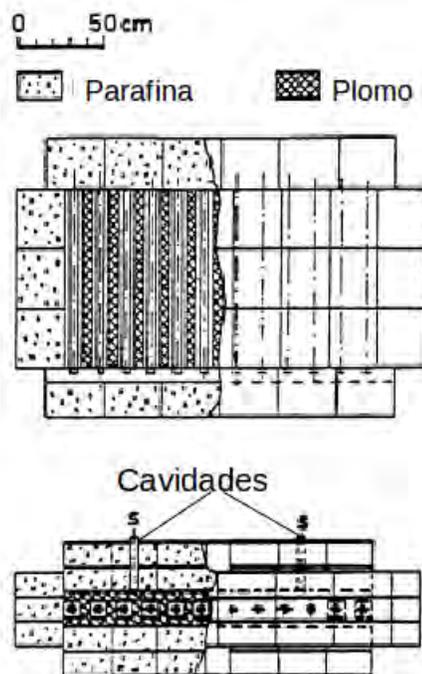


Figura 4.2: Esquema de un monitor de neutrones IGY, vista vertical (arriba) y vista de perfil (abajo). (Hatton, 1971)

4.1.2. Monitor NM64

Tiempo después de haber sido instalada la primera red de monitores de neutrones (1958), se hizo evidente la necesidad de mejorar la detección de partículas en el monitor IGY, sobre todo para el estudio de eventos pequeños (GLEs de baja intensidad). Solamente un pequeño porcentaje (aproximadamente %2) de los neutrones producidos en el plomo eran contabilizados. A mediados de los sesenta, se construyeron detectores de mayores proporciones (BP28), con un diámetro de

15 cm y una longitud de 180 cm. Esto llevo al diseño y construcción del Monitor de Neutrones NM64 por Hugh Carmichael. Carmichael llevo a cabo una gran serie de mediciones con el propósito de determinar el diseño óptimo del monitor. Cambio la parafina por polietileno como moderador y reflector. El resultado fue un incremento en la eficiencia de la detección de neutrones producidos en la cubierta de plomo en comparación con el monitor IGY, y por lo tanto una tasa de conteo mayor por unidad de área del plomo, 3.3 veces mayor. En la figura 4.3 se muestra el esquema de un NM64, en una vista desde arriba y de perfil. Los contadores de un LFNM no tienen productor (recubrimiento de plomo) , por lo que tiene una función de respuesta más susceptible a rayos cósmicos de menor energía, en comparación con la función de respuesta del NM64. En esta tesis, se utilizan las funciones de producción de ambos detectores para calcular el índice espectral de protones solares durante diversos GLEs.

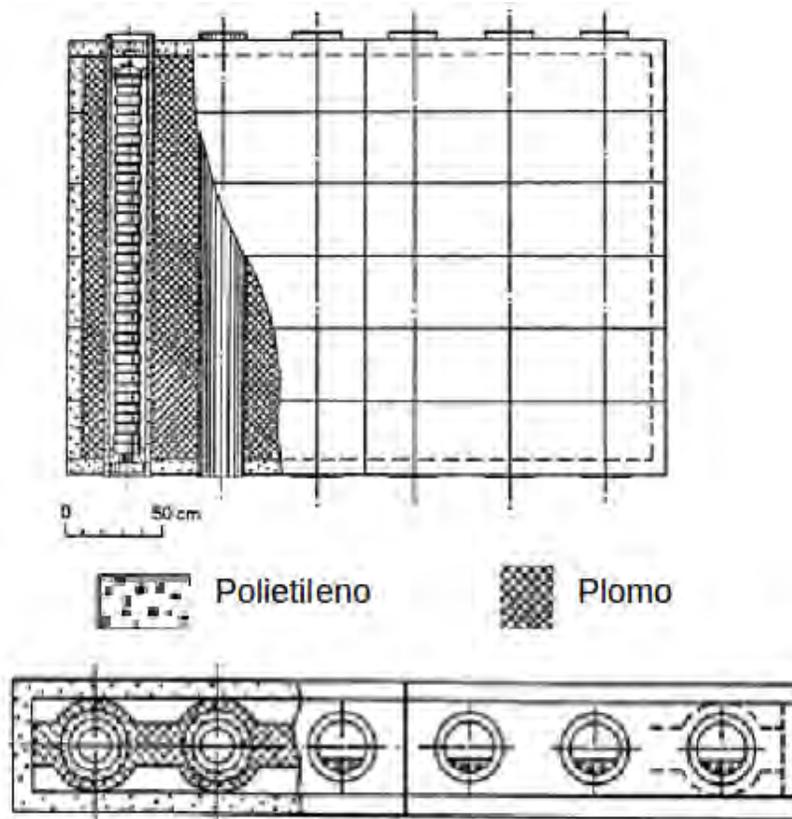


Figura 4.3: Esquema de un monitor de neutrones NM64.(Hatton, 1971)

En los años noventa se usaron contadores llenos con gas He_3 , el cual responde a los neutrones con la siguiente reacción exotérmica:



John Clem (1999) hizo simulaciones para producir un diseño que simulara el rendimiento del detector BF_3 BP28. El contador se puso a disponibilidad como el modelo LND25373. Se ha concluido que la función de respuesta es idéntica al detector BF_3 BP28, por lo tanto estos detectores pueden ser usados en el

monitor de neutrones NM64. Los contadores de gas He_3 pueden funcionar a presiones más altas, por lo tanto tienen una mayor eficiencia de detección por unidad de volumen. A energías termales, la sección eficaz para las reacciones en el gas He_3 son 40 por ciento mayores que las del BF_3 , por lo tanto el camino libre medio para los neutrones decrece de 40 cm en el BF_3 BP28 a 2 cm en el LND25373.

4.2. Red Mundial de Monitores de Neutrones

Dado que la intensidad de rayos cósmicos que entran a la atmósfera terrestre no es uniforme, es fundamental la instalación de monitores de neutrones en diferentes posiciones con el objeto de tener un panorama más completo de los rayos cósmicos en el espacio. Con la red mundial de monitores de neutrones que está actualmente operando (alrededor de 50 estaciones, ver figura 4.4) se realizan investigaciones, apoyadas con datos de naves espaciales. Los rayos cósmicos primarios que llegan al tope de la atmósfera dependen de la rigidez de corte geomagnética, la cual varía desde un mínimo ($P_c=0$) en los polos magnéticos hasta un valor aproximado de 17 GV en el ecuador magnético. La rigidez de corte geomagnética de una posición en la Tierra, es la rigidez mínima que tiene que tener la partícula para llegar a ese punto. En regiones de latitudes altas la rigidez de corte es muy pequeña, por lo tanto el límite inferior de la respuesta del monitor depende mayormente del corte atmosférico. Este último lo determina la pérdida de energía que sufre la partícula por ionización. En el caso de los monitores de South Pole, los cuales fueron usados en este trabajo para calcular

el índice espectral de partículas solares durante diversos GLE, están situados en una superficie a una altitud de 2,820 metros s.n.m.m, y tienen una rigidez de 0 GV.



Figura 4.4: Distribución actual de la red mundial de monitores de neutrones. Información obtenida de <http://www.nmdb.eu/>

4.3. Función de producción para los monitores de neutrones

Las partículas secundarias creadas por un rayo cósmico primario son detectadas por instrumentos dentro de la atmósfera terrestre, dichos instrumentos pueden estar instalados subterráneamente, en el aire (globos y aeronaves), y a nivel de superficie como es el caso de los monitores de neutrones. La relación entre el flujo de los rayos cósmicos primarios y la tasa de conteo de un instrumento dentro de la atmósfera, viene dada por (Caballero-Lopez & Moraal, 2012):

$$N(P_c, x, t) = \int_{P_c}^{\infty} - \left(\frac{dN}{dP} \right) dP = \sum_i \int_{P_c}^{\infty} S_i(P, x) j_i(P, t) dP \quad (4.3)$$

En la ecuación 4.3, N es la tasa de conteo del monitor como función de la rigidez P_c , la profundidad atmosférica x y tiempo t . $-dN/dP$ es la tasa de conteo diferencial del detector dentro de la atmósfera, el signo negativo es debido a que la tasa de conteo decrece con la rigidez. $S_i(P, x)$ es la función de producción la cual nos indica la cantidad de cuentas por cada partícula primaria de rigidez P de la especie i que arriba al tope de la atmósfera, y $j_i(P, t)$ es el espectro de rayos cósmicos primarios en el tope de la atmósfera de la misma especie i .

4.3.1. Función de producción para protones

La función de producción para protones usada en este trabajo esta dada por la siguiente expresión (Caballero-Lopez & Moraal, 2012):

$$S_H = \frac{-(dN/dP)}{J_H(P) + 1.584F(P)j_{He}(P)} \quad (4.4)$$

La cual se obtiene a partir de 4.3, tomando en cuenta la contribución de H, He, C, N, O y otras especies (Li, Be, B):

$$-dN/dP = S_H j_H(P) + S_{He} j_{He}(P) + S_{CNO} j_{CNO}(P) + S_{otras} j_{otras}(P) \quad (4.5)$$

Despejando S_H de la ecuación anterior:

$$S_H = \frac{-(dN/dP)}{j_H(P) + \left(\frac{S_{He}}{S_H}\right) j_{He}(P) + \left(\frac{S_{CNO}}{S_H}\right) j_{CNO}(P) + \left(\frac{S_{otras}}{S_H}\right) j_{otras}(P)} \quad (4.6)$$

A rigideces relativistas la función de producción es proporcional a P , mientras que la tasa de las funciones de producción de He con respecto de H es de un factor de 2. Esto se debe a que para una rigidez P dada, la tasa de la energía cinética de un núcleo con A y Z mayor a 1 con respecto a la de un protón es:

$$\frac{T_{nucleo}}{T_H} = Z \left[\frac{\sqrt{P^2 + (A/Z)^2 E_0^2} - (A/Z) E_0}{\sqrt{P^2 + E_0^2} - E_0} \right] \quad (4.7)$$

Por lo tanto para una rigidez dada, las funciones de producción de las dos especies deben estar en la misma proporción. Para He estas relaciones son $S_{He}/S_H = 2$ para $P \gg 1$ GV, $S_{He}/S_H = 1.14$ para $P = 1$ GV y $S_{He}/S_H = 1$ para $P \ll 1$ GV. Sin embargo para bajas rigideces, la tasa entre He y H se vuelve más pequeña

debido a que a rigideces no relativistas, la partícula primaria de He tiene solo la mitad de la velocidad del protón, por lo que pierde energía muy rápido ionizando al medio, dejando muy poca energía para producir núcleos secundarios. Esto puede ser descrito por la doble ley de potencia 4.12, cuyos coeficientes están en la tabla 4.2. Para las especies más pesadas $A/Z = 2$, por lo tanto la velocidad es la misma para cualquier rigidez y no hay necesidad de usar la doble ley de potencia 4.12. Usando la ecuación 4.7 para especies más pesadas tenemos que la relación de las energías T para todas las rigideces P es $T_{nucleo}/T_{He} = Z_{nucleo}/Z_{He} = Z_{nucleo}/2$, por lo tanto $S_{nucleo} = (1/2)Z_{nucleo}F(P)S_H$. Tomando en cuenta estas consideraciones, la ecuación 4.6 es reescrita de la siguiente manera:

$$S_H = \frac{-(dN/dP)}{j_H(P) + F(P)j_{He}(P) \left(1 + \frac{Z_{CNO}}{2} \frac{j_{CNO}(P)}{j_{He}(P)} + \frac{Z_{otras}}{2} \frac{j_{otras}(P)}{j_{He}(P)} \right)} \quad (4.8)$$

Sustituyendo en la ecuación anterior los valores de la tabla 4.1, obtenemos la ecuación 4.4.

<i>Especie</i>	Núcleo por unidad Rigidez
<i>H</i>	84.9
<i>He</i>	13.3
<i>CNO</i>	1.1
<i>Otras</i>	0.7

Tabla 4.1: Porcentaje de abundancias relativas de diferentes especies de rayos cósmicos a energías relativistas. Valores extraídos de Caballero-Lopez & Moraal (2012) .

Con el objeto de calcular la tasa de conteo diferencial se uso la función de Dorman (Dorman *et al.*, 1970) cuyos parámetros α y κ son 10.068 y .952, respectivamente (Caballero-Lopez & Moraal, 2012), calculados a partir del levantamiento latitudinal realizado en 1987 (Moraal *et al.*, 1989), como se muestra en la figura 4.5 . Por lo tanto, el número de cuentas a nivel del mar se puede expresar de la siguiente manera:

$$N(P_c) = N_0[1 - \exp(-\alpha P_c^{-\kappa})] \quad (4.9)$$

Derivando la ecuación anterior 4.9 con respecto a la rigidez obtenemos dN/dP :

$$-\frac{dN}{dP} = N_0[\alpha\kappa P^{-\kappa-1} \exp(-\alpha P^{-\kappa})] \quad (4.10)$$

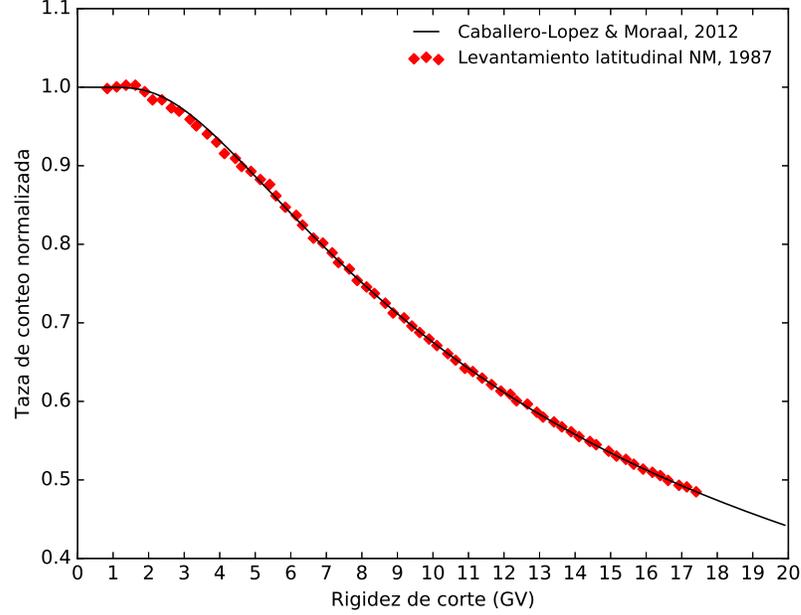


Figura 4.5: Función Dorman ajustada a datos del levantamiento latitudinal realizado en 1987. $\alpha = 10.068$ y $\kappa = .952$ (Caballero-Lopez & Moraal, 2012).

Para parametrizar la dependencia de la altitud del monitor de neutrones NM64 de la estación South Pole, se utilizó la siguiente expresión (Caballero-Lopez & Moraal, 2012):

$$N(P_c, x, t) = N_{0sl} [1 - \exp(-\alpha(x)P_c^{-k(x)})] \exp[\beta(\Delta x)] \quad (4.11)$$

En la ecuación anterior N_{0sl} es la tasa de conteo del monitor a nivel del mar sl y β es el coeficiente barométrico o de atenuación atmosférica, el cual depende de la profundidad en la atmósfera, de la rigidez de corte y del tiempo. Sin embargo en la ecuación 4.11 β es constante e independiente de los parámetros antes

mencionados. En cambio α y k dependen de la altitud del monitor y siguen las siguientes funciones:

$$\alpha(x) = \alpha_{sl} + m_{\alpha}\Delta x$$

$$k(x) = k_{sl} + m_k\Delta x$$

Esta parametrización de α y k es lineal ya que solo se hicieron dos levantamientos latitudinales a dos alturas diferentes por Stoker & Moraal (1995), una a nivel del mar y otra a 30, 000 pies de altura. Los valores correspondientes de m_{α} , m_k y β son $-.0013(g/cm^2)^{-1}$, $.00041(g/cm^2)^{-1}$ y $.00710(g/cm^2)^{-1}$ respectivamente. Δx es la diferencia de presiones entre la altura del monitor y el nivel del mar, la cual corresponde a $339.88(g/cm^2)$ para la estación de South Pole.

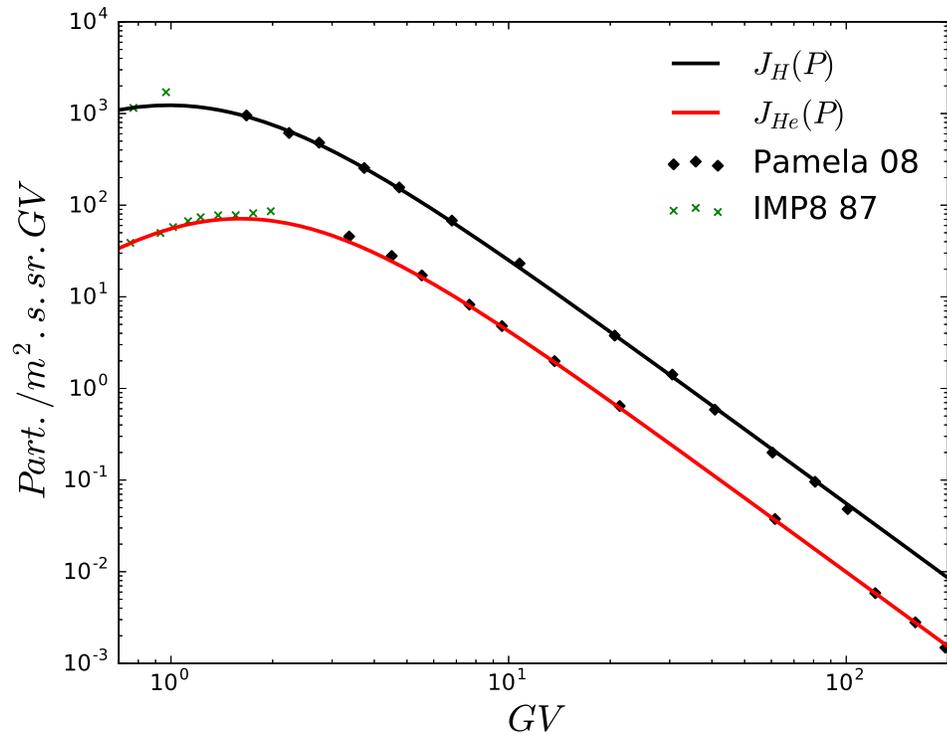
El espectro de rayos cósmicos primarios de la ecuación 4.4 se tomó del trabajo de Caballero-Lopez & Moraal (2012), el cual es expresado como una doble ley de potencia de la forma:

$$F(P) = F_0(P_0^a + P^a)^{(\gamma_1 - \gamma_2)/a} P^{\gamma_2} \quad (4.12)$$

En la tabla 4.2 se muestran los parámetros correspondientes a los espectros y a la razón $F(P) = S_{He}/S_H$ y en la figura 4.6 se muestra el espectro de H y He usando la ecuación 4.12.

Función	F_0	P_0 (GV)	a	γ_1	γ_2
$J_H(P)$ ($\frac{\text{primarias}}{\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GV}}$)	1400	.96	1.5	-2.7	2.8
$J_{He}(P)$ ($\frac{\text{primarias}}{\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GV}}$)	2500	1.5	1.6	-2.7	3.0
$F(P) = S_{He}/S_H$	2.0	.45	1.4	0	10.0

Tabla 4.2: Parámetros para la doble ley de potencia 4.12 .

Figura 4.6: Parametrización usando la ecuación 4.12 para calcular $J_H(P)$ y $J_{He}(P)$

En este trabajo utilizaremos la función de producción para protones calculada por Caballero-Lopez & Moraal (2012), la cual se muestra en la figura 4.7:

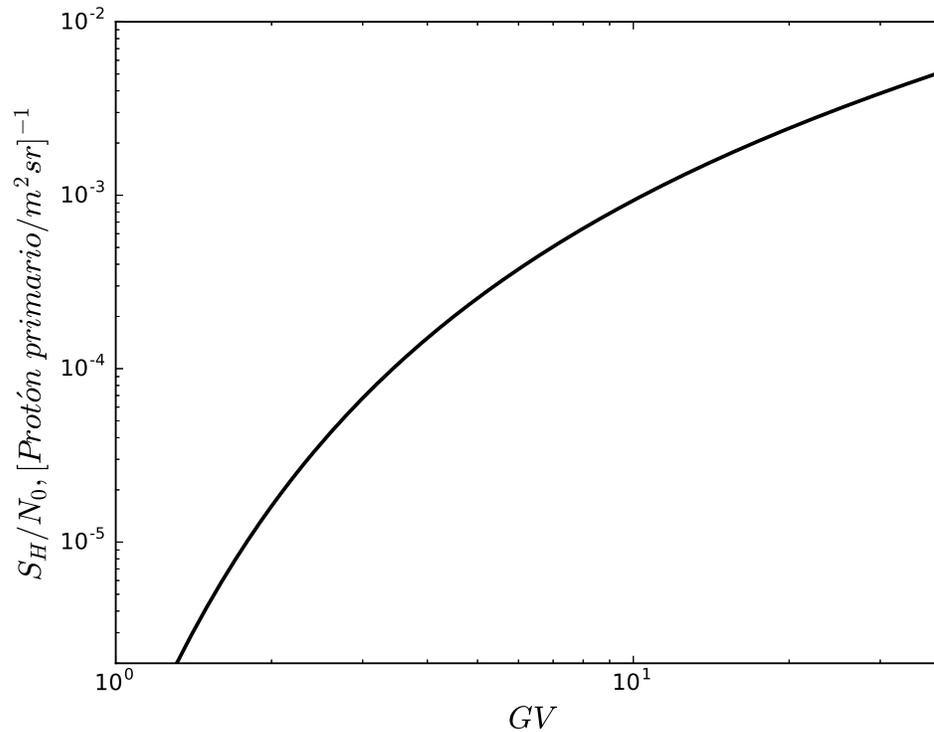


Figura 4.7: Función de producción para protones (ecuación 4.4)

4.3.2. Función de producción para el monitor LFNM

Es posible calcular la función de producción para el monitor sin cubierta de plomo si conocemos su función de respuesta, la del NM64 y su función de

producción. De la ecuación 4.11 tenemos:

$$N_0(x) = N_{0st} \exp(\beta \Delta x), \quad (4.13)$$

por lo que podemos reescribir 4.11 de la siguiente manera:

$$N(P_c, x) = N_0(x) [1 - \exp(-\alpha(x) P_c^{-k(x)})] \quad (4.14)$$

Dada esta ecuación podemos calcular la tasa de conteo diferencial derivando con respecto a la rigidez como se muestra en la ecuación 4.10. Ahora bien, de la ecuación 4.3 mencionada en la sección anterior se puede ver que la relación entre la tasa de conteo diferencial y la función de producción es la siguiente (Caballero-Lopez, 2016):

$$-\frac{dN}{dP} = S(P, x) J(P) \quad (4.15)$$

De dónde:

$$S(P, x) = \frac{-dN/dP}{J} \quad (4.16)$$

A la función de respuesta del monitor le llamaremos f_3 la cual nos da la variación porcentual de la tasa de conteo del monitor. f_3 está dada por la siguiente expresión:

$$f_3 \equiv \frac{1}{N_0(x)} \left(-\frac{dN}{dP} \right) = \alpha \kappa P^{-\kappa-1} \exp(-\alpha P^{-\kappa}) \quad (4.17)$$

Sustituyendo la función de respuesta del monitor 4.17 en la función de producción 4.16 tenemos:

$$S = \frac{\frac{N_0}{N_0} \left(-\frac{dN}{dP} \right)}{J}$$

$$S = \frac{N_0(x) f_3}{J}$$

Por lo tanto para el monitor LFNM :

$$S^{LFNM} = \frac{N_0^{LFNM}(x)f_3^{LFNM}}{J}$$

De igual manera para el monitor NM64:

$$S^{NM64} = \frac{N_0^{NM64}(x)f_3^{NM64}}{J} \quad (4.18)$$

Si se tienen ambos monitores en el mismo sitio y observando al mismo tiempo, entonces al hacer el cociente de ambas expresiones podemos calcular la función de producción para el LFNM:

$$\begin{aligned} \frac{S^{LFNM}}{S^{NM64}} &= \frac{N_0^{LFNM}(x)f_3^{LFNM}}{N_0^{NM64}(x)f_3^{NM64}} \\ S^{LFNM} &= \frac{N_0^{LFNM}(x)f_3^{LFNM}}{N_0^{NM64}(x)f_3^{NM64}} S^{NM64} \end{aligned} \quad (4.19)$$

Esta es la manera en la que se calculó la función de producción para el monitor sin cubierta de plomo de South Pole. En la ecuación anterior se puede ver que la función de producción para el LFNM es igual a la multiplicación de la razón entre las funciones de respuesta del LFNM y el NM64 por la función de producción del monitor de neutrones derivada por (Caballero-Lopez & Moraal, 2012), la cual fue explicada en la sección anterior (ecuación 4.4). Los valores de α y k para f_3^{LFNM} , f_3^{NM64} son propias de la función de producción del LFNM derivados por Aleksanyan *et al.* (1979). Existen varios valores de α y k para las funciones de respuesta del monitor LFNM, en secciones posteriores se presenta una comparación entre los resultados obtenidos usando otros valores. Para las funciones de la ecuación anterior, los valores de α y k se muestran en la tabla 4.3.

<i>Función</i>	α	k	Autor/Fuente
f_3^{LFNM}	7.13	.85	Aleksanyan (Aleksanyan <i>et al.</i> , 1979)
f_3^{NM64}	8.1	.88	Aleksanyan (Aleksanyan <i>et al.</i> , 1979)
f_{3CL-M}^{NM64}	10.068	.9519	Caballero Lopez & Moraal (Caballero-Lopez & Moraal, 2012)

Tabla 4.3: Parámetros α y k para funciones de respuesta de los monitores LFNM y NM64, ecuación 4.17.

En la figura 4.8 se gráficán las dos funciones de producción usadas en esta tesis para calcular el índice espectral durante diferentes GLEs observados con detectores en Tierra. Se aprecia en la gráfica que la cantidad de cuentas correspondientes a partículas de bajas rigideces es mayor en el monitor LFNM que en el NM64. Sin embargo también se puede observar que a rigideces mayores a 8 GV la producción de cuentas es mayor en el NM64, esto es debido a la función que desempeña el plomo como productor en este monitor, produce cuentas a partir de la interacción de la partícula con el plomo y a su vez impide el paso de partículas de baja energía.

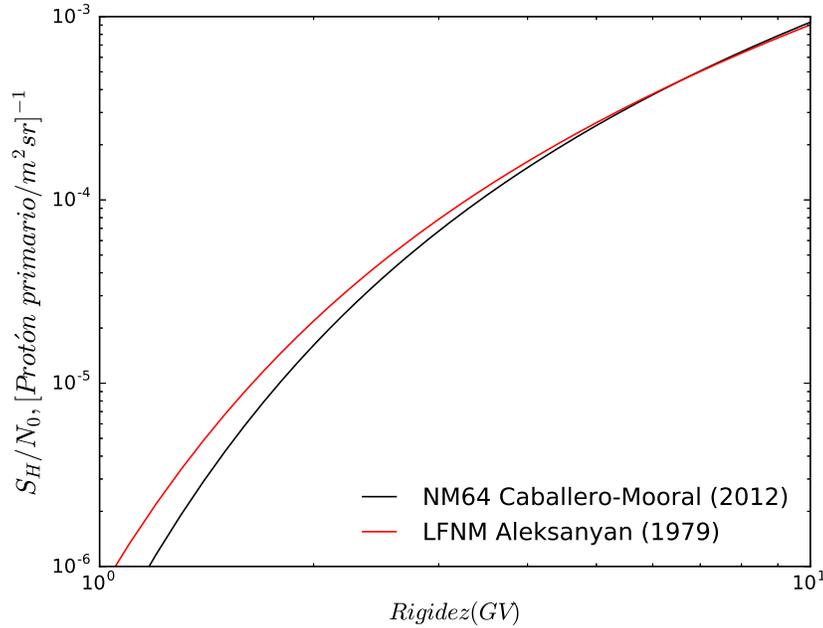


Figura 4.8: Funciones de producción usadas en esta tesis (Caballero-Lopez & Moraal, 2012).

4.4. Incrementos observados en los monitores: LFNM y NM64

A la fecha se han detectado setenta y un incrementos a nivel de superficie (GLE) desde 1942 (McCracken *et al.*, 2012). Un GLE es un evento de partículas energéticas solares observadas en Tierra por la red mundial de monitores de neutrones, sin embargo serán observados mayormente por aquellos monitores cuyo cono asintótico este más cercano a la dirección de arribo de las partículas

(anisotropía). Estos eventos se le atribuyen a erupciones solares, eyecciones de masa coronal, y fulguraciones que ocurren en el Sol y representan las energías más altas en el espectro de partículas energéticas solares. Después de la creación del monitor de neutrones IGY (1957) y el establecimiento de una red mundial, estos eventos han sido detectados y estudiados con más frecuencia ya que producen un incremento en la tasa de conteo de los monitores. Las propiedades generales de un GLE son las siguientes:

1. Incremento rápido en el número de cuentas de partículas, posterior a alcanzar el incremento máximo el decremento por lo general es más lento y gradual.
2. Las fases iniciales del evento son altamente anisotrópicas, en ocasiones la anisotropía persiste en todo el evento. Esta se debe a que, a diferencia de los rayos cósmicos galácticos, los solares viajan a lo largo de la línea magnética que conecta la fuente con la Tierra.
3. El espectro de rigidez del evento es más pronunciado que el de la radiación cósmica galáctica, el cual se suaviza conforme sucede el evento.
4. La mayoría de los GLE_s se relacionan con eventos explosivos solares que ocurren en la parte oeste del disco, lo cual indica que están conectados con el campo magnético heliosférico (*Espiral de Parker*).

Para un GLE, la tasa de conteo es la suma de cuentas producidas por los rayos cósmicos solares y galácticos. El incremento en cuentas se debe a la contribución

de partículas solares y se expresa de la siguiente manera:

$$\frac{\delta N}{N} = \frac{N_s}{N_g} \tag{4.20}$$

Dónde:

N_s = Cuentas producidas por rayos cósmicos solares

N_g = Cuentas producidas por rayos cósmicos galácticos

$\frac{\delta N}{N}$ = Incremento fraccional en cualquier instante

El espectro de rigidez de partículas solares para este trabajo es considerado como una ley de potencia $J(P) \propto P^{-\gamma}$ debido a que es la forma más aceptada. Por lo tanto la ecuación 4.20 es equivalente a la siguiente expresión:

$$\frac{N_s}{N_g} = \frac{\int_{P_c}^{\infty} S(P, x) A(\alpha(P)) P^{-\gamma} dP}{N_g} \tag{4.21}$$

$A(\alpha(P))$ es la dependencia angular del flujo de partículas solares que llegan a la Tierra, la cual está en función del ángulo α entre el eje de simetría de la distribución de las partículas entrantes y el cono asintótico de aceptación del monitor. En el presente trabajo se calcula el índice espectral γ durante diferentes GLE usando el par de monitores de la estación de South Pole, debido a que el cono asintótico para estos monitores es estrecho, el término $A(\alpha(P))$ puede ser extraído de la ecuación anterior. El cono asintótico se define como el ángulo sólido que contiene las direcciones asintóticas de arribo de partículas fuera de la influencia del campo geomagnético, las cuales contribuyen al conteo de un monitor. Para cualquiera de los dos monitores de neutrones (LFNM y NM64) de South Pole el incremento en número de cuentas es:

$$\frac{N_s}{N_g} = \frac{\int_{P_c}^{\infty} S(P, x) P^{-\gamma} dP}{N_g} \quad (4.22)$$

En la figura 4.9 se muestra el incremento fraccional en la tasa de conteo de un monitor de neutrones como función de la rigidez de corte para los índices espectrales γ 4, 5 y 6, normalizados a nivel de mar Caballero-Lopez & Moraal (2012).

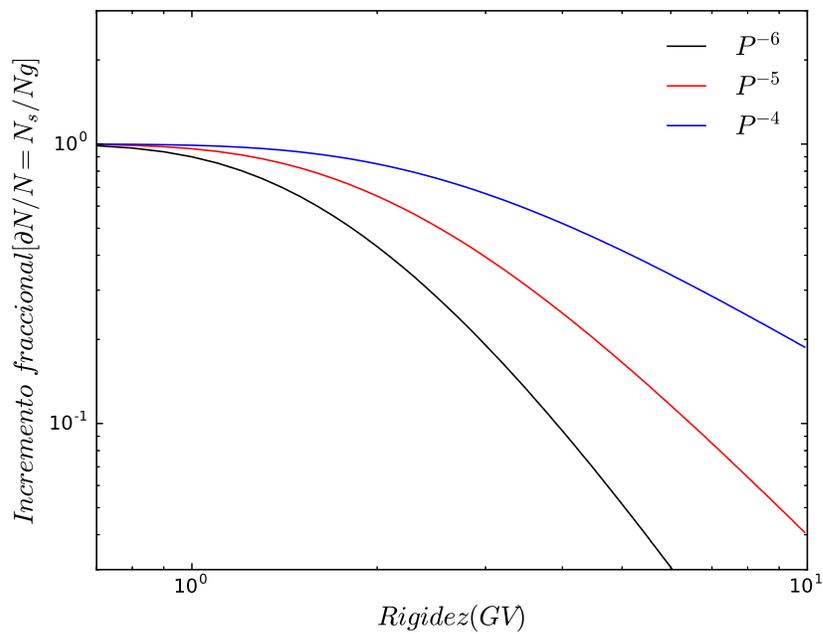


Figura 4.9: Incrementos fraccionales normalizados a nivel del mar. Caballero-Lopez & Moraal (2012)

Capítulo 5

Cálculo del índice espectral durante un GLE

5.1. Base de datos

En este trabajo se calcula el índice espectral del flujo de rayos cósmicos solares en el tope de la atmósfera durante diferentes GLE, usando los incrementos en cuentas del par de monitores de neutrones en la estación de South Pole, uno sin recubrimiento de plomo y el otro un monitor de neutrones estándar NM64. La estación de South Pole está ubicada a 90° S en la Antártida, y tiene una rigidez de corte de 0.1 GV. Los datos del NM64 fueron obtenidos de la base de datos disponi-

ble en la página web http://usuarios.geofisica.unam.mx/GLE_Data_Base, los datos del LFNM fueron conseguidos por mi asesor de tesis R. A. Caballero López y también descargados de la página <http://www.nmdb.eu/nest/>. Dado que la metodología para calcular el índice espectral durante un GLE usada en esta tesis requiere la relación entre los incrementos observados por ambos monitores de la estación South Pole, se integraron al análisis aquellos eventos de los cuales se tuvieran datos disponibles. De manera que el monitor sin plomo entró en operación a partir del 25 de diciembre de 1986, el cálculo solo es posible para los eventos posteriores a esta fecha, es decir del GLE 41 en adelante. Se hizo una selección de los GLE que tuvieran un incremento máximo en el número de cuentas mayor al 50%, posteriormente se anexaron eventos con menor intensidad a este porcentaje con el objeto de hacer un estudio más completo. En la tabla 5.1 se muestran los GLEs analizados ordenados por intensidad de acuerdo al incremento registrado por el NM64 de South Pole, indicando la fecha en la que ocurrió dicho incremento:

<i>GLE</i>	Incremento porcentual (NM64)	<i>Fecha</i> (dd/mm/aa)
69	5500	20/01/05
42	360	29/09/89
60	235	15/04/01
45	200	24/10/89
44	96	22/10/89
43	95	19/10/89
59	60	14/07/00
52	55	15/06/91
67	40	02/11/03
66	35	29/10/03
61	25	18/04/01
71	18	17/05/12
65	15	28/10/03
64	15	24/08/02
63	10	26/12/01
62	6	04/11/01
68	3	17/01/05

Tabla 5.1: Incrementos a nivel de superficie analizados en esta tesis.

Los datos del monitor LFNM de la estación de South Pole fueron añadidos a la base de datos disponible en la página [http : //usuarios.geofisica.unam.mx/GLE_Data_Base](http://usuarios.geofisica.unam.mx/GLE_Data_Base)

en la cual me base para esta tesis. La base de datos consta de 67 carpetas una para cada GLE, empezando del GLE05 hasta el GLE71. Cada carpeta contiene un archivo en formato *Excel* y una carpeta la cual contiene los datos en formato *ascii* de las cuentas registradas por cada monitor del cual se encuentren disponibles. Los datos que se usaron fueron los del archivo en *Excel*, el cual contiene gráficas en cada pestaña de los incrementos de cada uno de los monitores de neutrones y una gráfica al principio de todos los monitores cuyos datos están disponibles en el archivo. La resolución temporal es variable de acuerdo al monitor y al evento, la mejor resolución es de 1 minuto pero puede llegar a ser de 5 minutos. En las figuras 5.3, 5.4 y 5.5 están las gráficas de los eventos 69, 42 y 59. En el caso de cada figura se muestra en el panel *a*) los incrementos de todos los monitores cuyos datos están disponibles en la carpeta y en el panel *b*) los incrementos del par de monitores LFNM y NM64 de las estaciones de South Pole y Sanae (figura 5.5). Se muestran los incrementos de estas estaciones sin embargo como se ve en las gráficas *a*) de cada figura, están disponibles las cuentas de otros monitores. En la página <http://www.nmdb.eu/nest/> se encuentra una base de datos la cual proporciona los datos de las cuentas de diversos monitores de neutrones en un archivo *ascii*, también se pueden plotear de manera rápida los datos solicitados. La disponibilidad de datos de cada monitor varía al igual que la resolución temporal siendo la mejor 1 minuto y puede llegar a ser de 1 hora. De esta base de datos se descargaron las cuentas del GLE 61 al GLE 68 del monitor LFNM de South Pole. Después de calcular los incrementos de cada evento, se anexaron a la base de datos de la página <http://usuarios.geofisica.unam.mx/GLEDataBase/>. En la figura 5.1 se muestra la interfaz de usuario de la base de datos, se tiene

que elegir los monitores deseados y una fecha en específico, el sistema proporciona las cuentas (en caso de estar disponibles) con la mejor resolución temporal disponible (1 minuto). En la figura 5.2 se muestra un ejemplo de ploteo de datos correspondientes al GLE 63.

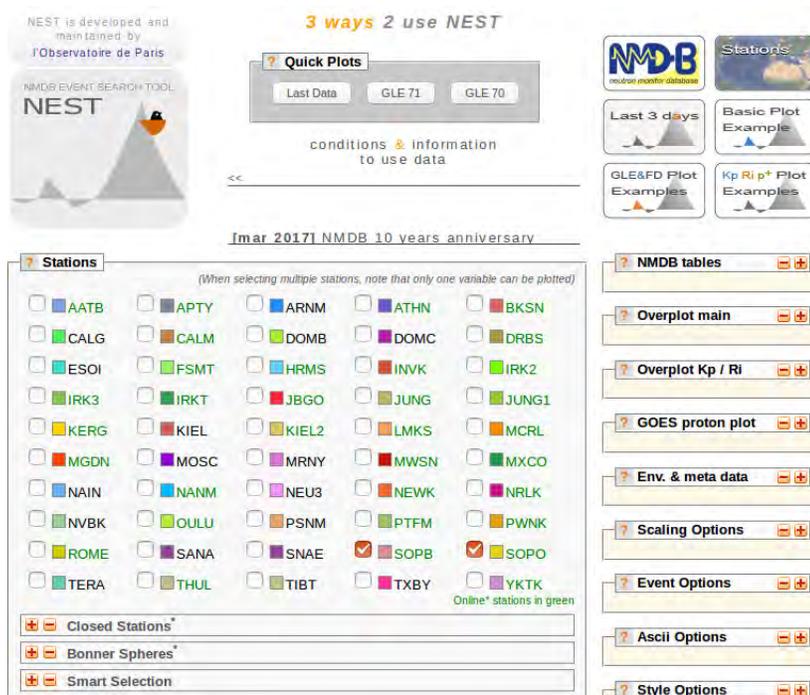


Figura 5.1: Interfaz de usuario de la base de datos disponible en la página <http://www.nmdb.eu/nest/>.

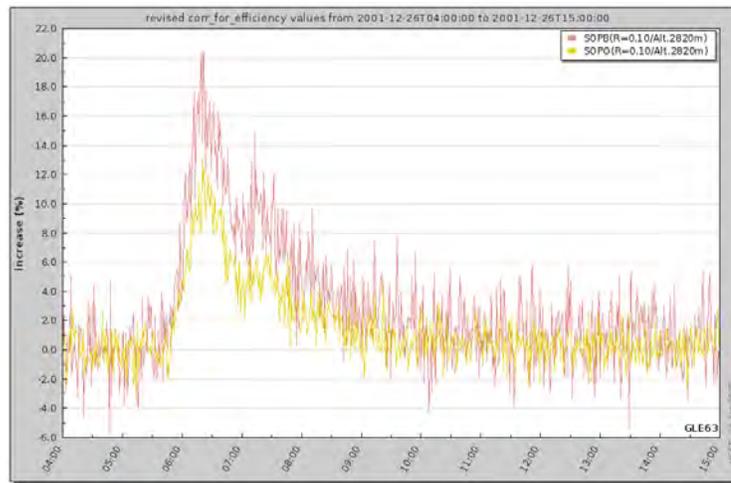
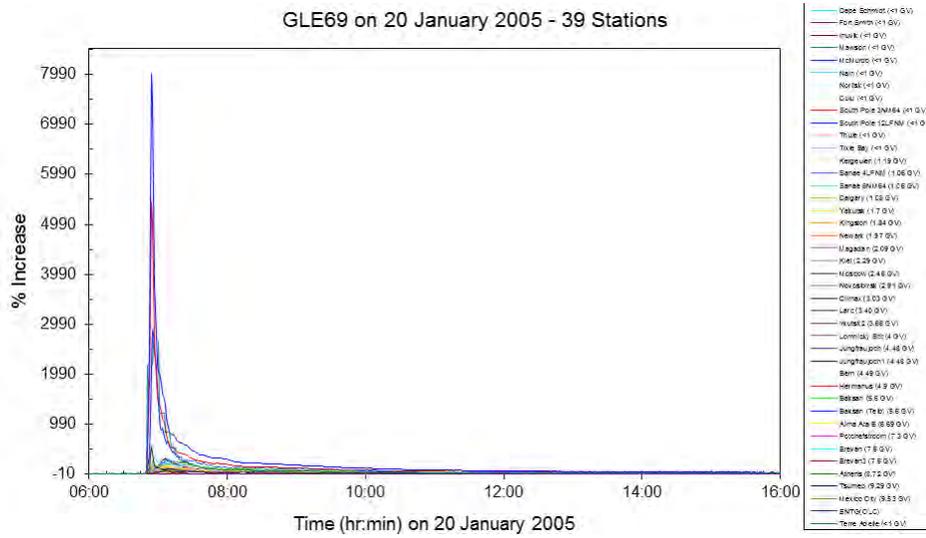
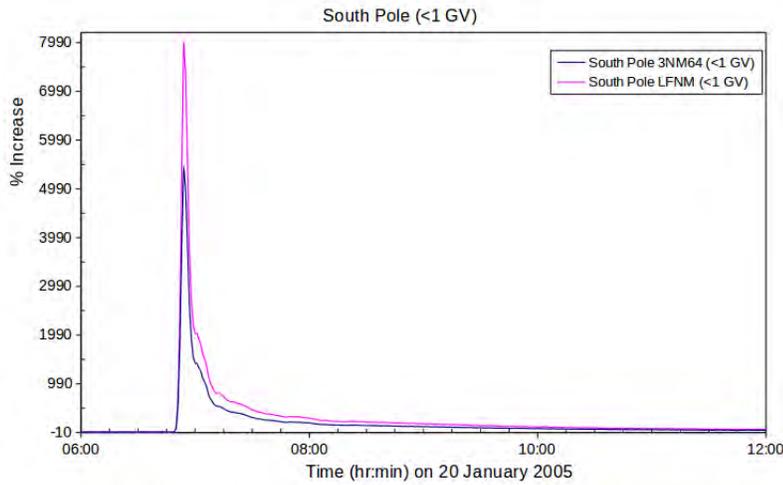


Figura 5.2: Gráfica de los incrementos detectados por los monitores de la estación de South Pole correspondientes al GLE 63. Datos plotados en el sitio web <http://www.nmdb.eu/nest/>.

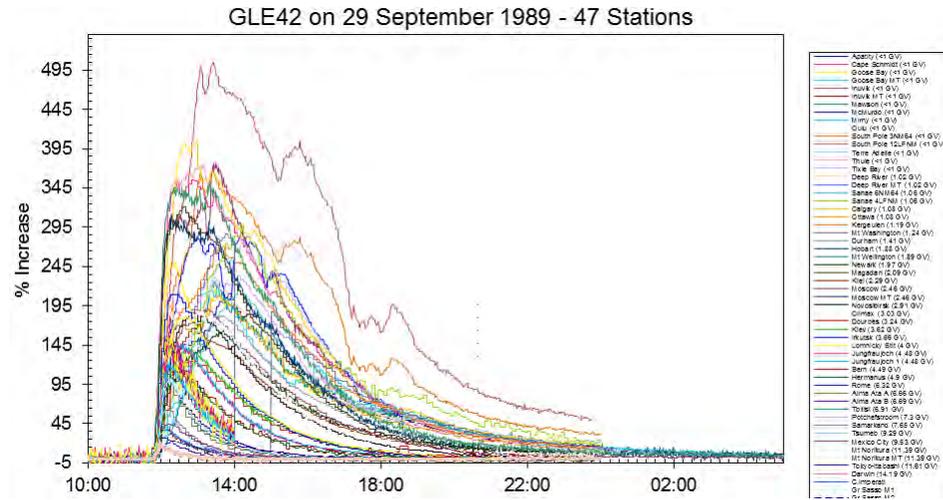


(a) Incrementos detectados por diversos monitores de neutrones de la red mundial del GLE69.

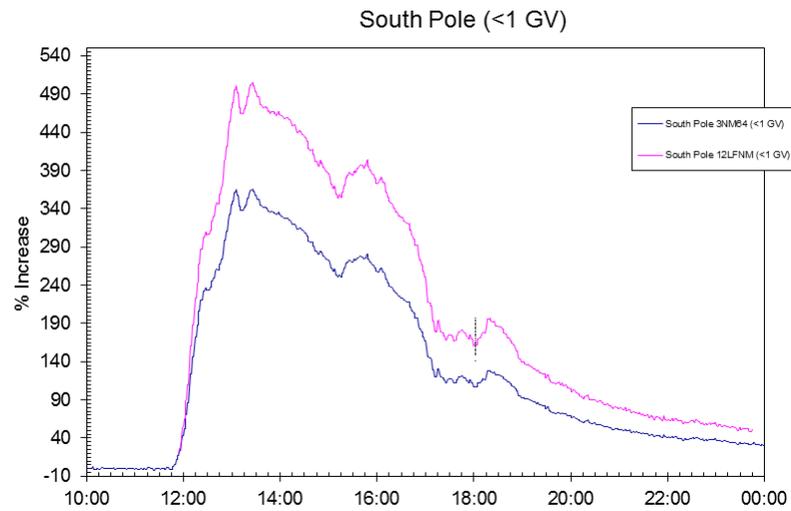


(b) Incrementos detectados por los monitores LFNM y NM64 de la estación de South Pole del GLE 69

Figura 5.3: GLE 69, datos de http://usuarios.geofisica.unam.mx/GLE_Data_Base

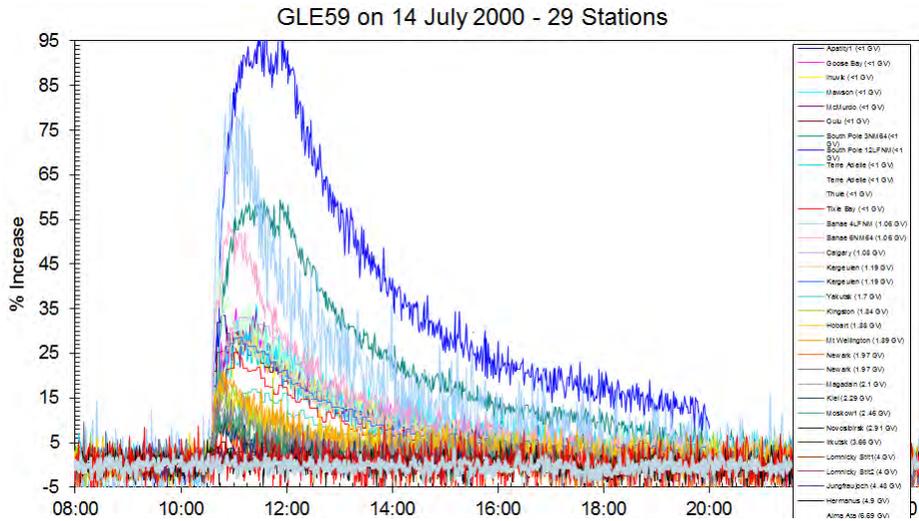


(a) Incrementos detectados por diversos monitores de neutrones de la red mundial del GLE42

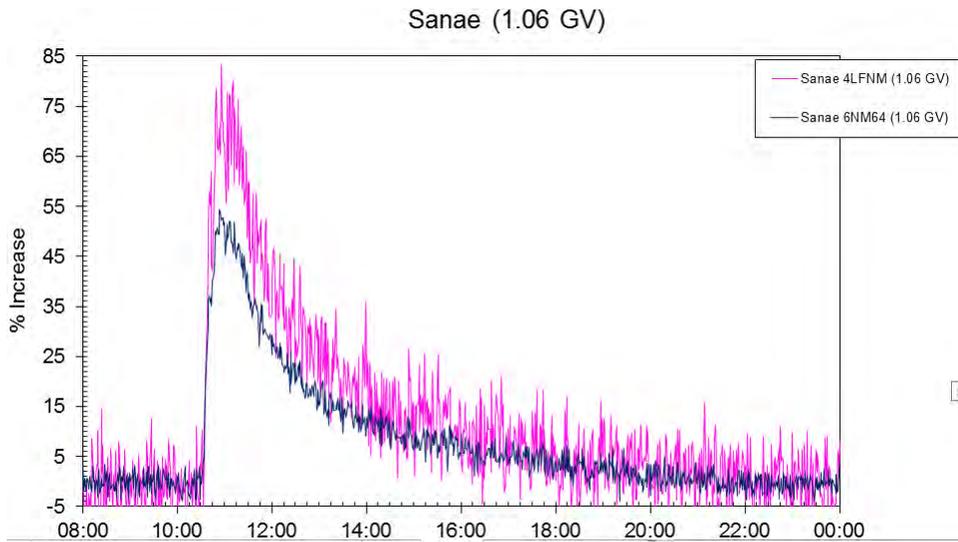


(b) Incrementos detectados por los monitores LFNM y NM64 de la estación de South Pole del GLE 42

Figura 5.4: GLE 42, datos de http://usuarios.geofisica.unam.mx/GLE_Data_Base



(a) Incrementos detectados por diversos monitores de neutrones de la red mundial del GLE59



(b) Incrementos detectados por los monitores LFNM y NM64 de la estación de Sanae del GLE 59

Figura 5.5: GLE 59, datos de http://usuarios.geofisica.unam.mx/GLE_Data_Base

5.2. Cálculo del índice espectral

Como se ha dicho en secciones anteriores, un rasgo distintivo en un GLE con respecto al flujo de rayos cósmicos galácticos es la anisotropía, la cual enmascara la forma espectral de la intensidad. Este rasgo es observable al comparar el incremento en el número de cuentas de los diferentes monitores de neutrones durante un GLE, y depende de la naturaleza de la fuente donde se produjeron las partículas y de las características de propagación de las mismas. Dicho esto, la forma del espectro de partículas solares durante un GLE es influenciada por la anisotropía. En el método usado se hace la relación entre los incrementos de dos monitores de neutrones con diferente respuesta espectral en la misma locación. Esto no solamente anula los efectos de la anisotropía, sino también los efectos producidos por el medio ambiente (presión, temperatura, humedad)(Caballero-Lopez & Moraal, 2015). De la ecuación 4.22 tenemos que la relación entre el incremento fraccional de los monitores LFNM y NM64 de la estación de South Pole es:

$$\frac{(\delta N/N)_{LFNM}}{(\delta N/N)_{NM64}} = \frac{N_g^{NM64} \int_{P_c}^{\infty} S_{LFNM}(P, x) P^{-\gamma} dP}{N_g^{LFNM} \int_{P_c}^{\infty} S_{NM64}(P, x) P^{-\gamma} dP} \quad (5.1)$$

En la ecuación anterior se nota que el índice espectral γ puede ser calculado a partir de esta relación. Ahora bien, si sustituimos la función de producción del monitor LFNM S_{LFNM} por la ecuación derivada en la sección anterior,

$$S_{LFNM} = \frac{N_0^{LFNM}(x) f_3^{LFNM}}{N_0^{NM64}(x) f_3^{NM64}} S_{CL-M}^{NM64}$$

tenemos:

$$\frac{(\delta N/N)_{LFNM}}{(\delta N/N)_{NM64}} = \frac{N_0^{LFNM}(x) N_g^{NM64} \int_{P_c}^{\infty} \frac{f_3^{LFNM}}{f_3^{NM64}} S_{CL-M}^{NM64} P^{-\gamma} dP}{N_0^{NM64}(x) N_g^{LFNM} \int_{P_c}^{\infty} S_{NM64}(P, x) P^{-\gamma} dP} \quad (5.2)$$

Para $P_c \ll 1$:

$$N_g^{NM64} \approx N_0^{NM64}(x) \text{ y } N_g^{LFNM} \approx N_0^{LFNM}(x)$$

Por lo tanto:

$$\frac{(\delta N/N)_{LFNM}}{(\delta N/N)_{NM64}} = \frac{\int_{P_c}^{\infty} \frac{f_3^{LFNM}}{f_3^{NM64}} S_{CL-M}^{NM64} P^{-\gamma} dP}{\int_{P_c}^{\infty} S_{CL-M}^{NM64} P^{-\gamma} dP} \quad (5.3)$$

Sustituyendo S_{CL-M}^{NM64} :

$$\frac{(\delta N/N)_{LFNM}}{(\delta N/N)_{NM64}} = \frac{\int_{P_c}^{\infty} \frac{f_3^{LFNM}}{f_3^{NM64}} \frac{N_0^{NM64}(x) f_{3CL-M}^{NM64}}{J_g} P^{-\gamma} dP}{\int_{P_c}^{\infty} \frac{N_0^{NM64}(x) f_{3CL-M}^{NM64}}{J_g} P^{-\gamma} dP}$$

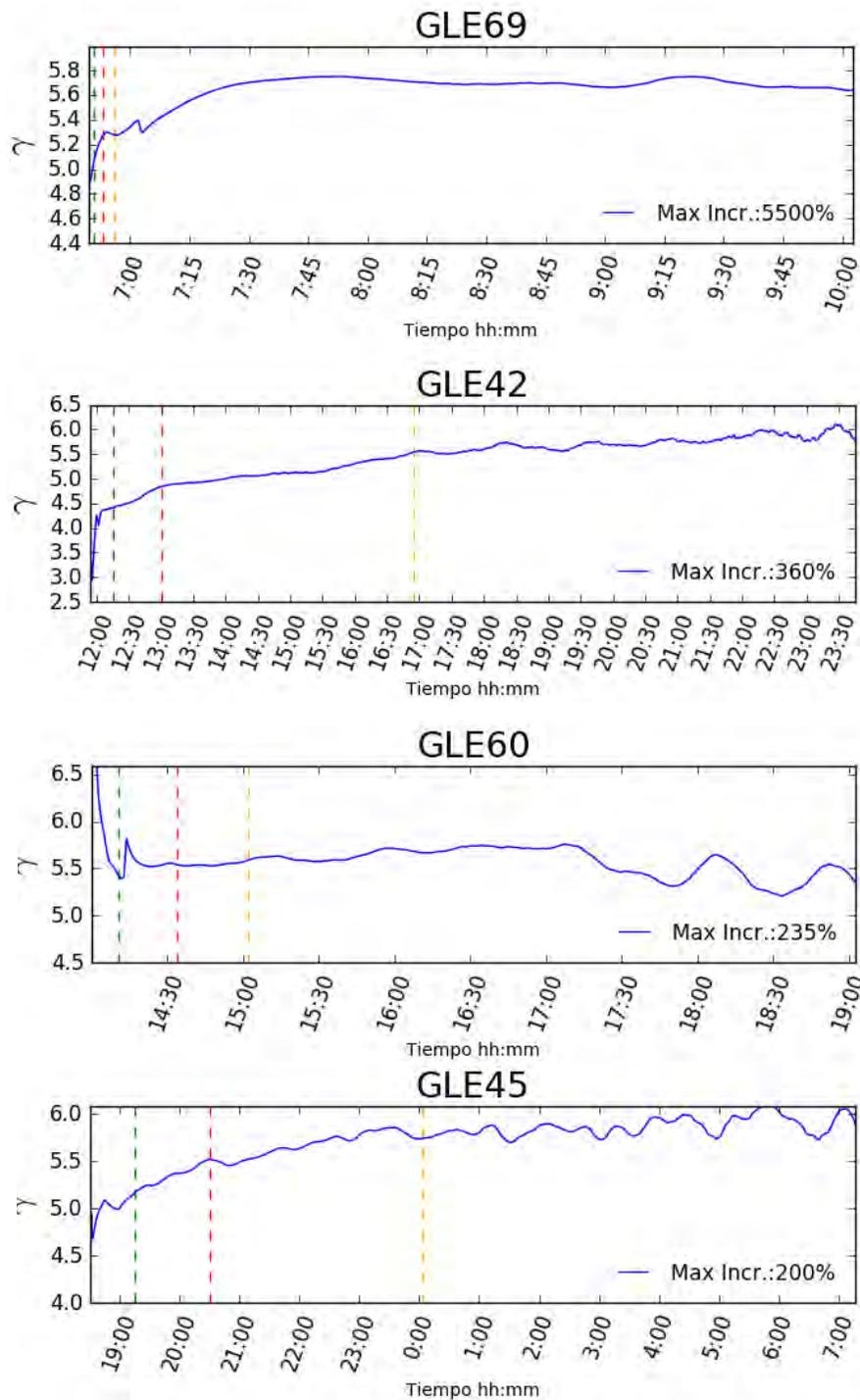
$$\frac{(\delta N/N)_{LFNM}}{(\delta N/N)_{NM64}} = \frac{\int_{P_c}^{\infty} \frac{f_3^{LFNM}}{f_3^{NM64}} \frac{f_{3CL-M}^{NM64}}{J_g} P^{-\gamma} dP}{\int_{P_c}^{\infty} \frac{f_{3CL-M}^{NM64}}{J_g} P^{-\gamma} dP} \quad (5.4)$$

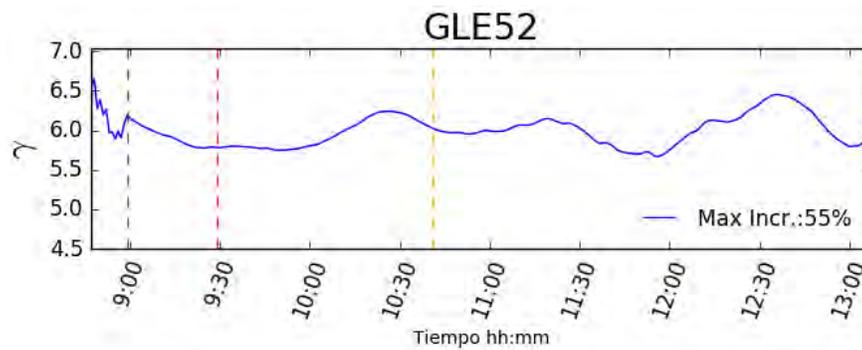
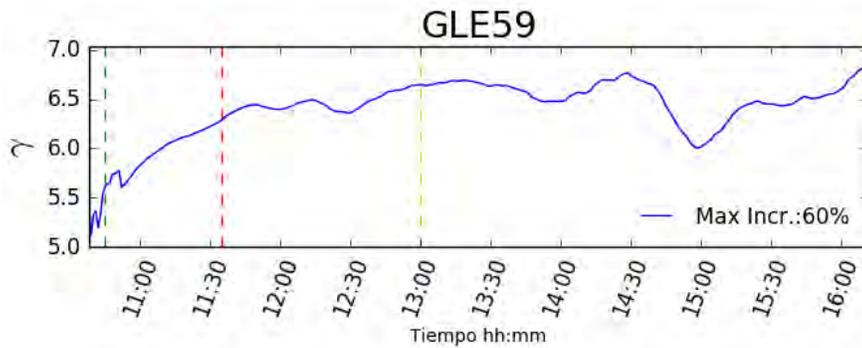
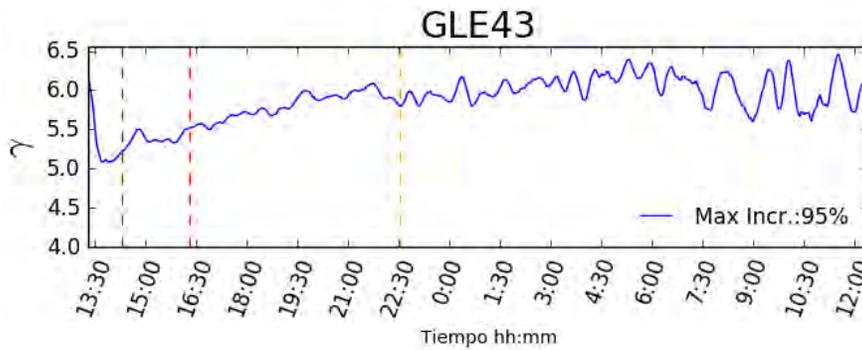
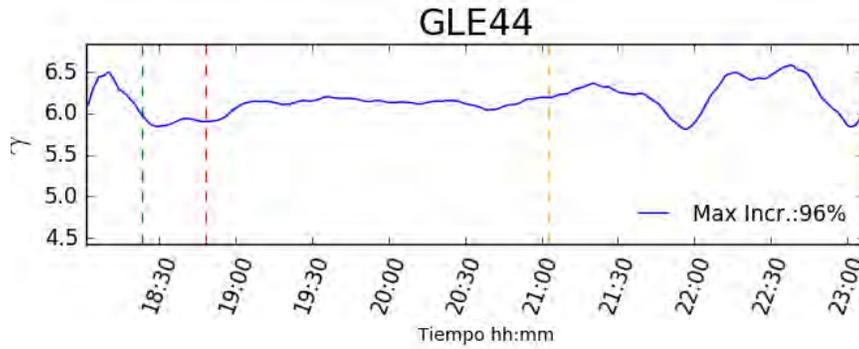
De esta manera se calculó el índice espectral para cada uno de los GLEs de la tabla 5.1. Cabe mencionar que la ecuación 5.4 es independiente del número de tubos que tenga el monitor de neutrones, esto es debido a que no se está trabajando con número de cuentas sino con un incremento relativo a la cantidad de partículas que detecta el monitor. La parte derecha de la ecuación es la relación entre los incrementos observados por el par de monitores de neutrones. Para calcular el incremento observado en ambos monitores, simplemente se hace una diferencia entre el número de cuentas totales ($N_{total} = N_s + N_g$) y cuentas de rayos cósmicos galácticos N_g con respecto a este mismo número (ecuación 5.5). En la parte izquierda el espectro J_g es el discutido en la sección tres (ecuación 4.4), en el numerador está el cociente entre las funciones de respuesta de ambos monitores multiplicado por la función de producción derivada por Caballero-Lopez & Moraal (2012), misma que se encuentra en el denominador.

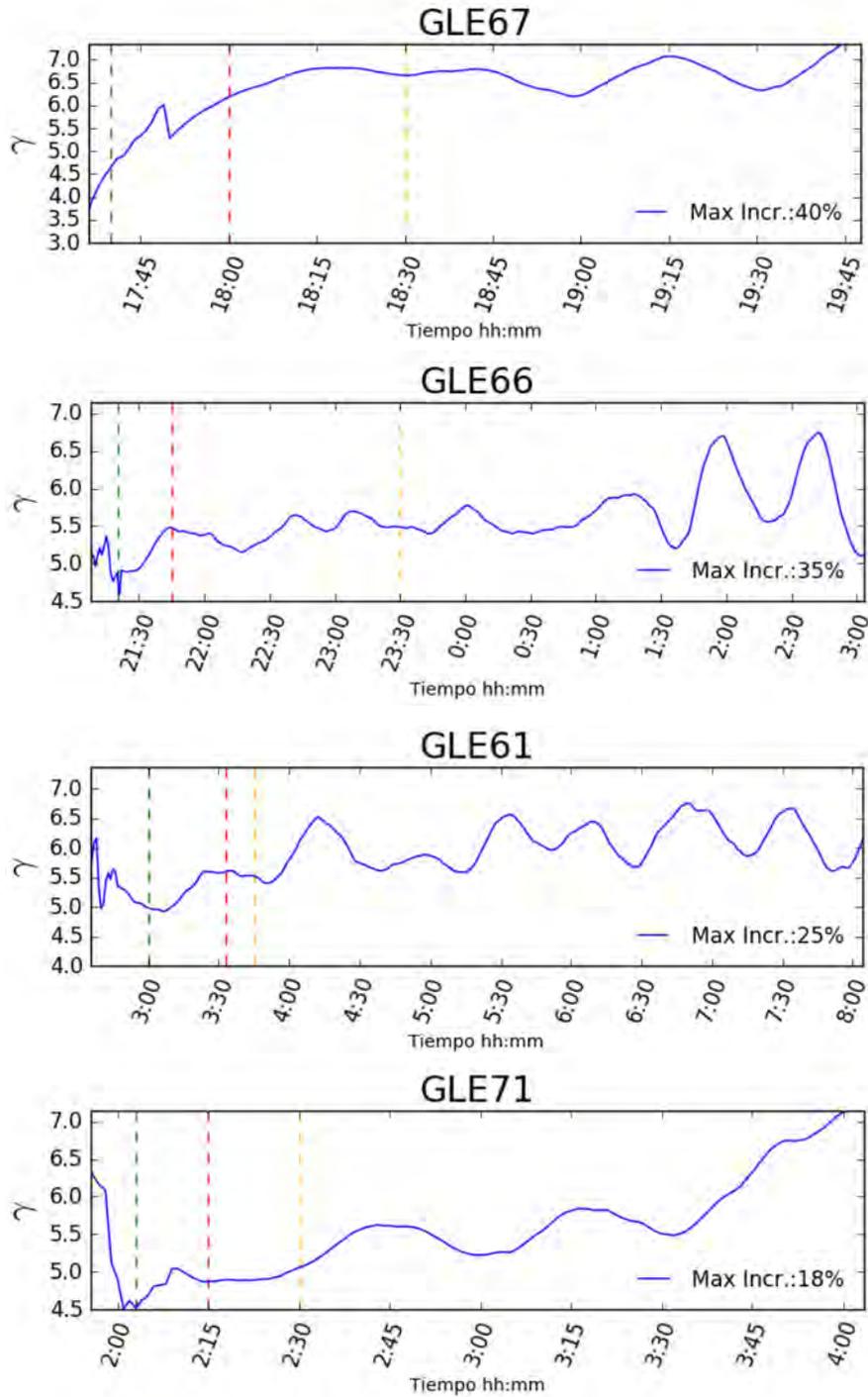
$$(\delta N/N)_{obs} = \left(\frac{N_{total} - N_g}{N_g} \right) * 100 \quad (5.5)$$

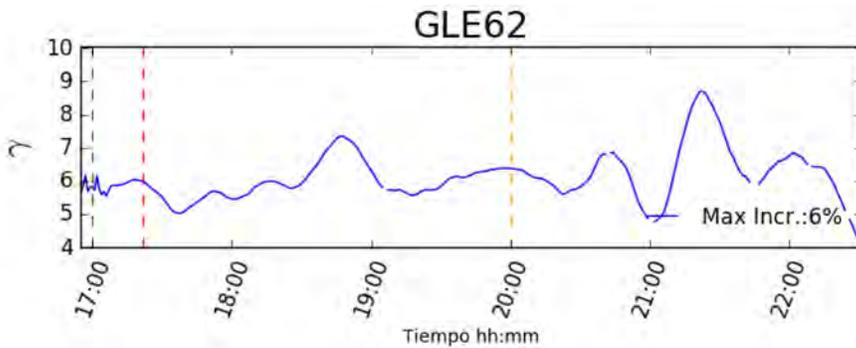
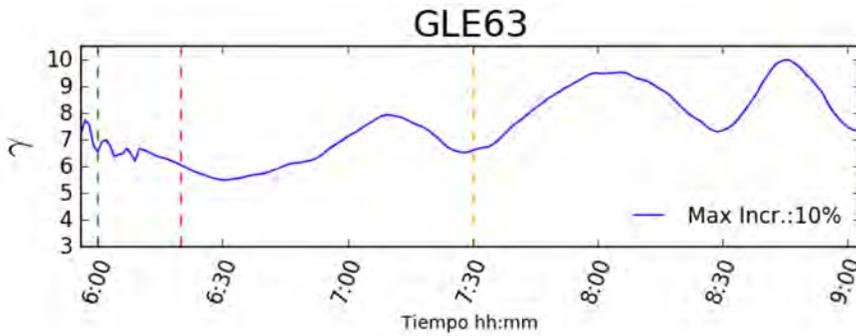
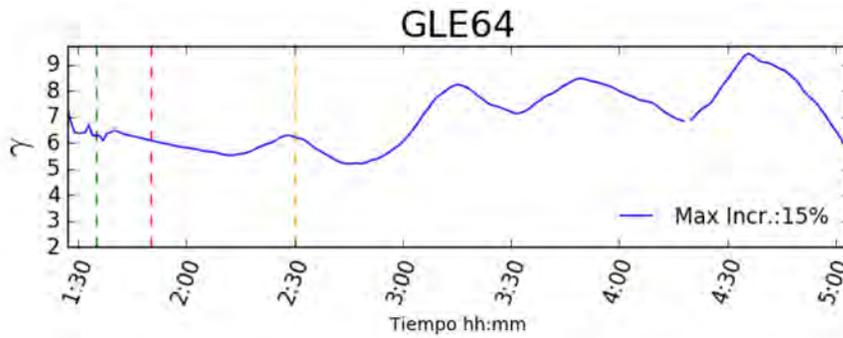
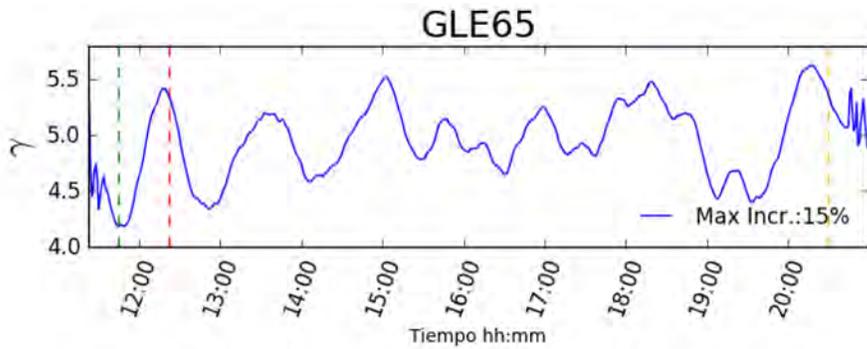
A continuación se presentan las gráficas de los índices espectrales γ calculados durante cada GLE como función del tiempo. En cada una de las gráficas están dibujadas tres líneas punteadas de colores verde, rojo y amarillo. La línea verde indica el momento en el que el incremento de cuentas ha alcanzado la mitad del máximo incremento registrado por los monitores de South Pole. La línea roja indica el momento en el cual el máximo incremento sucedió, posterior a este momento el número de cuentas desciende de nuevo a la mitad del máximo y es indicado por la línea amarilla. Entre más separadas estén las líneas verde y roja

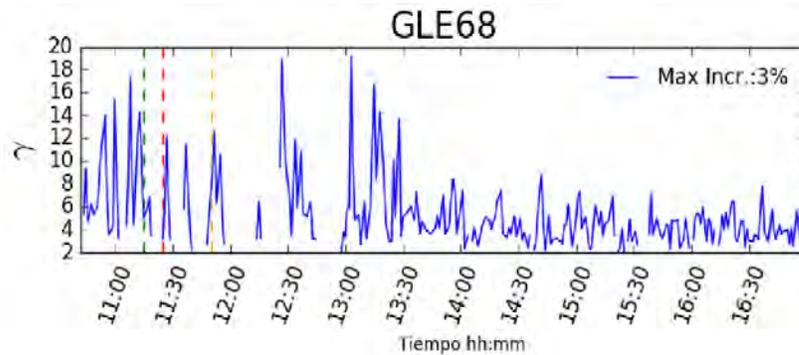
entre ellas significa que el evento es más gradual, mientras más cercanas, mayor anisotropía. Al igual que la tabla 5.1, las gráficas están ordenadas por intensidad del evento, empezando por el más grande.











En general, en las gráficas de cada uno de los GLE_s se puede apreciar lo siguiente:

1. Los valores de γ son de 4 a 6 entre las líneas verde y amarilla, pasando esta última el índice tiende a incrementarse, es decir el espectro se vuelve más blando a medida que evoluciona en tiempo el evento.
2. En los GLE_s de baja intensidad, γ alcanza valores mayores a 10 en las etapas finales.
3. A medida que el evento avanza la anisotropía disminuye, esto se ve reflejado en índices espectrales más elevados.
4. En el caso del GLE 69 que empieza con un incremento abrupto en menos de 10 minutos, las tres líneas (amarilla, roja y verde) se encuentran en un intervalo de tiempo muy corto. Es decir, este GLE fue altamente anisotrópico.

El método de cálculo del índice espectral durante un GLE depende de la razón de los incrementos observados por el par de monitores. El incremento detectado por el monitor LFNM es mayor que el del NM64, por lo que la razón entre estos debe ser mayor a uno durante el evento. Debido a que el incremento en el número de cuentas de los monitores durante un GLE se debe a la contribución de partículas solares cuyo espectro es mas suave que el de los rayos cósmicos galácticos, el monitor LFNM detecta un incremento mayor al del NM64 a pesar de registrar menor número de cuentas. En la figura 5.7 se muestran los valores de γ calculados durante cada GLE. En naranja se encuentran todos los valores correspondientes a los GLE_s cuyo incremento máximo es mayor al cincuenta por ciento, en verde están los menores.

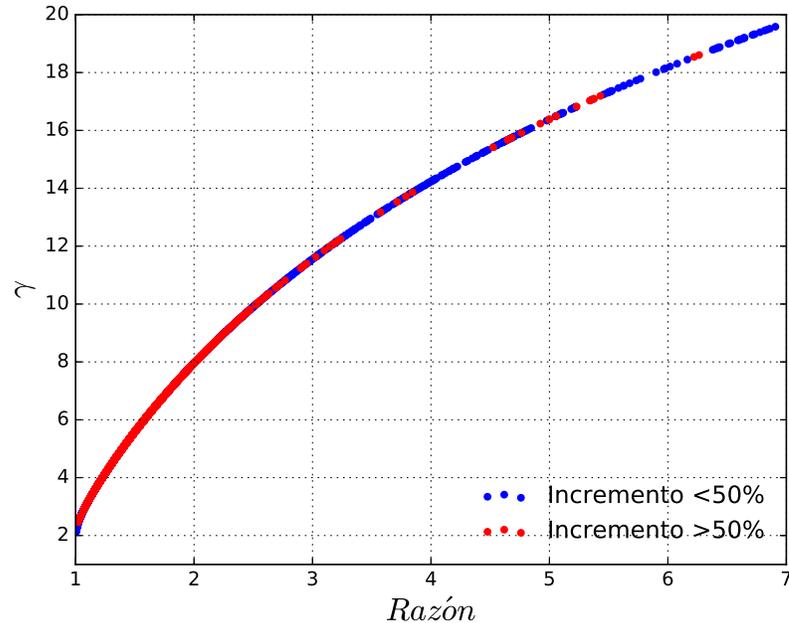


Figura 5.7: Índices espectrales calculados durante cada GLE, a partir de las razones de los incrementos detectados por el par de monitores de South Pole

Como se puede apreciar en la gráfica 5.7, los valores de γ más altos corresponden a los GLEs más débiles, sin embargo, estos eventos también tienen valores de gama bajos, debido que la mayoría de los eventos empiezan con un espectro duro. De igual manera los eventos más intensos tienen los índices concentrados en valores menores a diez. Otro aspecto que se nota claramente es la tendencia de los valores, a medida que la razón entre el par de monitores aumenta, el índice espectral γ también, lo cual nos dice que es posible calcular el índice espectral para cualquier GLE y en cualquiera de las fases de este usando este método, ya

sea que el evento sea muy débil ó este por terminar (γ elevada). Para modelar los datos, se calcularon los coeficientes de un polinomio de la siguiente forma:

$$\gamma = C_0(\log(r))^0 + C_1(\log(r))^1 + C_2(\log(r))^2 \quad (5.6)$$

Dónde γ es el índice espectral a calcular, r es la razón observada entre los monitores y C_n son los coeficientes del polinomio. Los valores de C_n calculados para los ajustes realizados en esta tesis se encuentran en la tabla 5.4. Dependiendo del grado del polinomio que queramos es el número de coeficientes que calcularemos. Para calcularlos aplicaremos el método de mínimos cuadrados siguiente:

$$X = [A^T A]^{-1} A^T K \quad (5.7)$$

A es la matriz de razones entre el par de monitores ordenados de la siguiente manera:

$$\begin{pmatrix} (r_1)^0 & (r_1)^1 & (r_1)^2 \\ (r_2)^0 & (r_2)^1 & (r_2)^2 \\ \dots & \dots & \dots \\ (r_m)^0 & (r_m)^1 & (r_m)^2 \end{pmatrix}$$

Donde m el número de razones observadas de nuestra serie a modelar. La matriz K de 5.7 es de orden $m \times 1$ y contiene los valores de γ . Finalmente X es una matriz de $n \times 1$, y contiene los coeficientes del polinomio 5.6. En la figura 5.8 se gráfica el polinomio en una línea negra y los valores anteriormente calculados de γ en rojo.

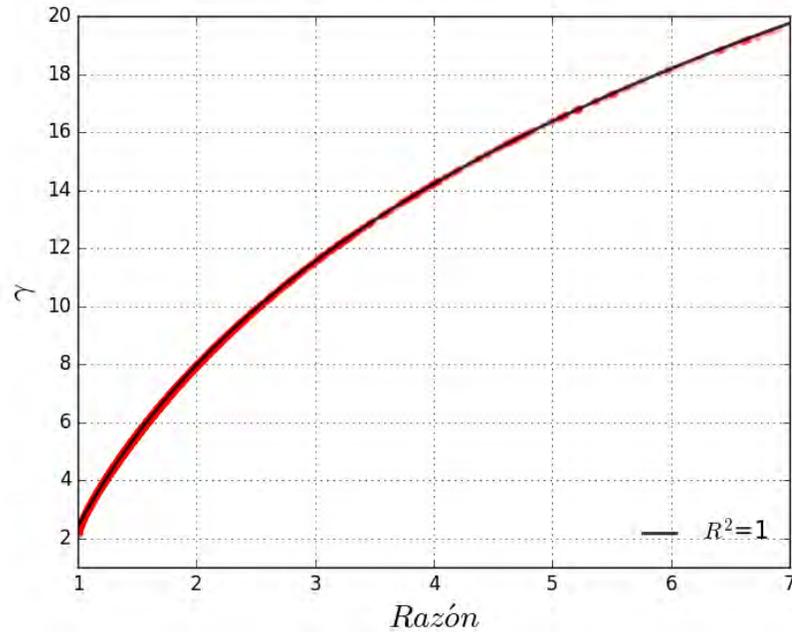


Figura 5.8: Ajuste de un polinomio a los valores de γ a partir de una razón observada

El polinomio ajustado es de segundo grado, los valores de los coeficientes se encuentran en la tabla 5.4. El ajuste realizado tiene un coeficiente de determinación R^2 igual a uno por lo que puede usarse para saber el índice espectral de cualquier evento en el momento que se requiera si se cuenta con los incrementos de los monitores LFNM y NM64 de South Pole. Los resultados obtenidos se comparan con valores calculados previamente por otros autores, los cuales son basados en el método estándar de usar varios monitores de neutrones en locaciones cercanas para corregir la anisotropía (Caballero-Lopez & Moraal, 2015). En

la gráfica 5.9 se muestra el ajuste que se realizó a los índices espectrales calculados y valores de γ reportados anteriormente para el GLE 42 (Aushev *et al.*, 1993, Baisultanova *et al.*, 1991, Bieber & Evenson, 1991, De Koning, 1994, Kolomeets *et al.*, 1991). De igual manera se muestran valores del índice espectral calculados por Oh *et al.* (2012) para diferentes eventos (GLE 42, GLE 43, GLE 44, GLE 45, GLE 52, GLE 55, GLE 59, GLE 60, GLE 61, GLE 63, GLE 65, y GLE 69) a la hora en la que ocurre el incremento máximo para cada uno. Los valores de γ calculados por Usoskin & Mishev (2016) son para el GLE 59, consideran un espectro de rigidez $P^{-(\gamma+\delta\gamma(P-1))}$, donde $\delta\gamma$ es el factor de empinamiento del espectro, el cual disminuye hasta volverse cero conforme avanza el evento por lo que toma la misma forma considerada en este trabajo $P^{-\gamma}$, a partir de este momento son los valores del índice espectral mostrados en esta gráfica (5.9). La cuarta y quinta columna de la tabla 5.2, corresponden a los valores de γ y J_0 calculados en este trabajo, las siguientes dos corresponden a Oh *et al.* (2012) y las últimas dos a Usoskin & Mishev (2016).

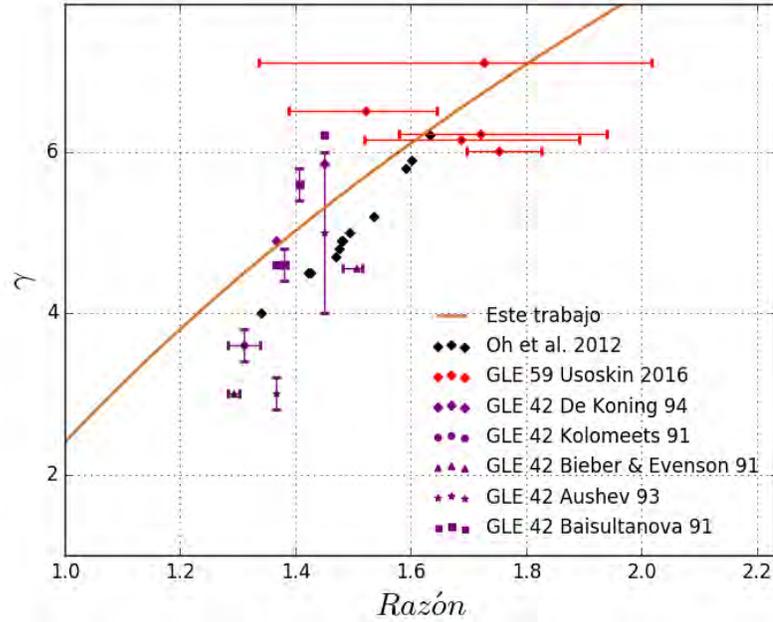


Figura 5.9: Valores de γ estimados por otros autores y en este trabajo.

Se calculó $J_0 [cm^2 s ster GV]^{-1}$ tomando solamente el incremento de un monitor, para compararlo con los valores estimados por Oh *et al.* (2012) y Usoskin & Mishev (2016):

$$J_0 = \frac{(\delta N/N)_{LFNM}}{\int_{P_c}^{\infty} \frac{f_3^{LFNM} N_0^{NM64}(x) f_3^{NM64}}{f_3^{NM64} J_g} P^{-\gamma} dP} \quad (5.8)$$

Los resultados obtenidos son los siguientes:

<i>Evento</i>	<i>Fecha</i>	<i>Hora</i>	γ	J_0	γ_{Oh}	$J_{0,Oh}$	γ_{Us}	$J_{0,Us}$
GLE 42	29/09/89	13:04	4.7	47.3	4.0	20	-	-
GLE 43	19/10/89	15:50	5.5	19.9	4.8	10	-	-
GLE 44	22/10/89	18:05	6.3	32.9	6.2	19	-	-
GLE 45	24/10/89	20:34	5.4	47.6	4.9	24	-	-
GLE 52	15/06/91	09:32	6.1	21.2	5.8	12	-	-
GLE 55	06/11/97	14:30	5.5	4.6	5.0	2.5	-	-
GLE 59	14/07/00	11:25	6.1	21.2	5.9	12	-	-
GLE 59	14/07/00	12:55-13:00	6.85	39.73	-	-	6.01	19.3
GLE 59	14/07/00	13:25-13:30	6.54	30.76	-	-	6.15	18.71
GLE 59	14/07/00	13:55-14:00	6.69	26.51	-	-	6.22	18.25
GLE 59	14/07/00	14:55-15:00	5.7	12.01	-	-	6.5	17.85
GLE 59	14/07/00	15:55-16:00	6.75	15.38	-	-	7.1	16.5
GLE 60	15/04/01	14:30	5.5	55.1	4.9	28	-	-
GLE 61	18/04/01	03:30	5.2	4.5	4.5	2.2	-	-
GLE 63	26/12/01	06:20	5.4	2.8	4.7	1.3	-	-
GLE 65	28/10/03	12:10	5.8	4.8	5.2	2.5	-	-
GLE 69	20/01/05	06:50	5.2	666.9	4.5	320	-	-

Tabla 5.2: J_0 calculados a partir de la ecuación 5.8. Datos obtenidos de Oh *et al.* (2012) y Usoskin & Mishev (2016).

Oh *et al.* (2012), al igual que en esta tesis, usa el par de monitores de la

estación de South Pole para calcular γ , sin embargo se usan otras constantes de la función Dorman (α y k) para las funciones de respuesta de ambos monitores sugeridas por Stoker (1985). Ellos sugieren dos pares de α y k para el LFNM, aunque usan PB2, nombrado de esta manera por Bieber & Evenson (1991).

Con el objeto de comparar las diferencias entre los índices calculados usando diferentes valores de α y k para las funciones de respuesta de ambos monitores, se realizó el cálculo de γ para los valores mostrados en la tabla 5.3:

Función de respuesta	<i>Stoker85(PB1)</i>	<i>Stoker85(PB2)</i>	<i>VanNiekerc81</i>
f_3^{LFNM}	$\alpha = 7.316, k = 0.898$	$\alpha = 7.846, k = 0.94$	$\alpha = 6.96, k = .898$
f_3^{NM64}	$\alpha = 8.43, k = 0.894$	$\alpha = 8.43, k = 0.894$	$\alpha = 8.43, k = 0.894$

Tabla 5.3: Valores de α y k usados por otros autores.

Para cada serie de valores de γ calculados se ajustó un polinomio de la misma manera que se había hecho con α y k de Aleksanyan *et al.* (1979), los coeficientes obtenidos se encuentran en la tabla 5.4.

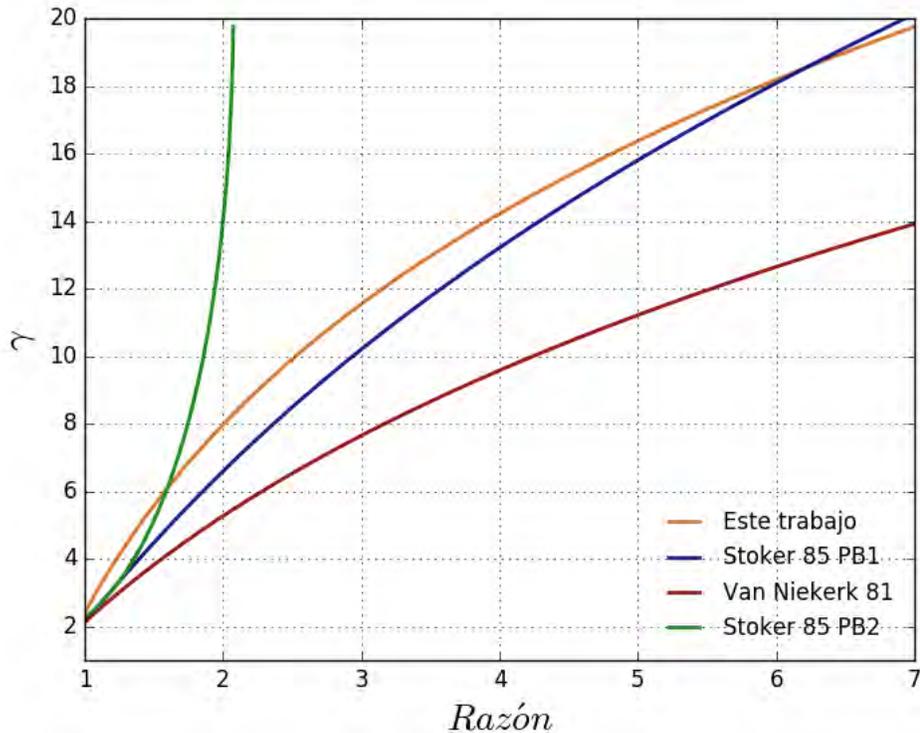


Figura 5.10: Valores de γ considerando diferentes valores de α y k de las funciones de respuesta del LFNM y NM64 de South Pole para todos los GLEs analizados en este trabajo.

En la figura 5.10 se grafican en líneas continuas cada uno de los ajustes realizados a los resultados obtenidos. Se observan las diferencias entre cada una de las series de resultados obtenidos para γ usando diferentes valores de constantes para las funciones de respuesta del par de monitores, la tendencia es la misma en los valores de γ usando los valores derivados por Van Niekerk (1981), PB1 de Stoker (1985) y Aleksanyan *et al.* (1979), nombrado *Este trabajo* en la gráfica,

conforme incrementa el valor de la razón entre incrementos detectados por ambos monitores el índice espectral se va elevando gradualmente. Nótese que para los resultados a partir de PB2 de Stoker (1985) la tendencia es otra. De hecho si se usan estos valores de α y para la f_3^{LFNM} solo es posible calcular γ para razones menores a dos, es decir no es apta para fases avanzadas del GLE, o eventos muy débiles. Como se ha mencionado anteriormente, estos valores nombrados PB2 son los que Oh *et al.* (2012) toma en cuenta para el cálculo del índice espectral durante diferentes GLE, es por esto que aunque use el mismo método de esta tesis y el par de monitores en la estación South Pole los resultados difieren. Los índices calculados por Oh *et al.* (2012) son en el momento del GLE en el cual ocurre el máximo incremento, por lo cual la razón entre los incrementos de ambos monitores es menor a 2. Stoker (Stoker, 1985) calcula el índice espectral durante el GLE 30 y GLE 31 usando los monitores LFNM y NM64 de la estación de Sanae. Los valores de α y k son calculados con el método de mínimos cuadrados (Van der Walt, 1983) a partir de datos del levantamiento latitudinal de 1976. El procedimiento que sigue es prácticamente el mismo seguido en esta tesis, hacer el cociente entre los incrementos registrados durante el evento. En la figura 5.11 se muestran los resultados obtenidos en Stoker (1985) comparados con los obtenidos en este trabajo utilizando los valores PB1 y PB2.

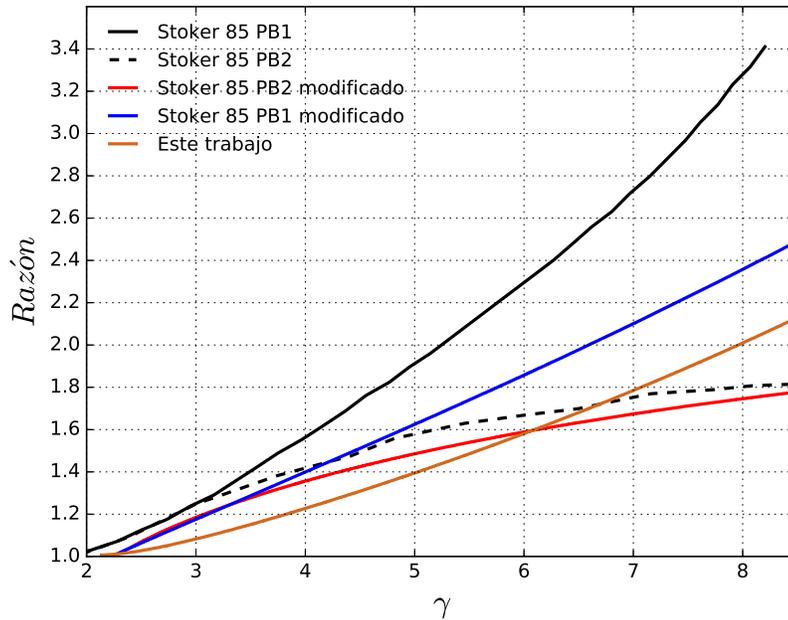


Figura 5.11: Índices espectrales calculados en Stoker (1985) y en esta tesis usando PB1 y PB2 . *Este trabajo* son los resultados obtenidos utilizando los valores de (Aleksanyan *et al.*, 1979)

Las líneas continua y punteada en color negro son los índices espectrales calculados por Stoker, mientras que en color rojo y azul se encuentran los valores calculados en esta tesis, aunque en ambos casos se usaron los mismos valores de α y k para las funciones de respuesta de los monitores LFNM y NM64, la discrepancia se debe a la forma en la que se calcula la función de producción del LFNM en este trabajo. Por este motivo se ha nombrado la línea azul y roja como PB1 y PB2 "modificado".

Coeficiente	<i>Aleksanyan79</i>	<i>Stoker85(PB1)</i>	<i>Stoker85(PB2)</i>	<i>VanNiekerk81</i>
C_0	2.39983	2.13085	2.81150	2.12822
C_1	7.55326	4.88309	-10.73226	3.68797
C_2	.700866	2.24394	99.82345	1.217592
C_3	-	-	-229.13140	-
C_4	-	-	-204.62009	-

Tabla 5.4: Valores de coeficientes para los polinomios de la forma 5.6, calculados para ajustar a resultados obtenidos de valores de γ usando diferentes valores α y k para las funciones de respuesta del par de monitores de South Pole.

Se graficó el cociente entre las funciones de respuesta de ambos monitores con respecto a la rigidez, usando los valores de la tabla 5.3. La razón entre ambas funciones debe ser mayor a uno ya que se divide f_3^{LFNM} / f_3^{LFNM} , debido a que el monitor LFNM es sensible a partículas de menor rigidez las cuales el NM64 no detecta. Para partículas de rigidez mayor, la razón tiende a uno. Se muestra la figura 5.12 para explicar la razón por la cual los resultados obtenidos con los valores PB2, siguen una tendencia totalmente diferente a las de los resultados calculados con otros valores de α y k , por lo cual no es posible usar estos valores para calcular γ si el espectro es muy blando.

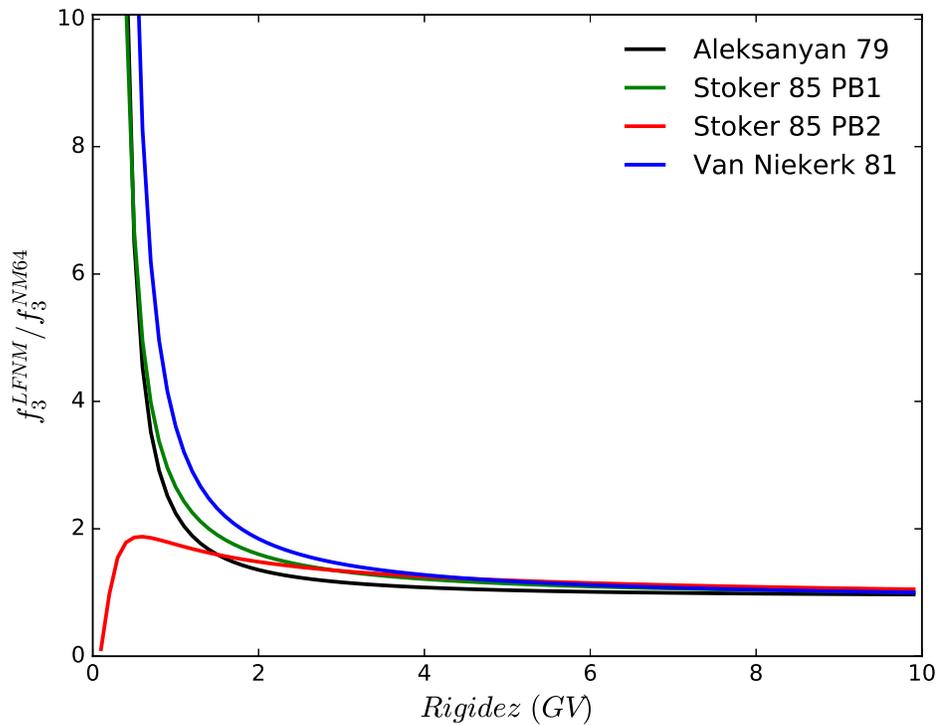


Figura 5.12: Razones entre las funciones de respuesta de los monitores LFNM y NM64 usando los valores de la tabla 5.3.

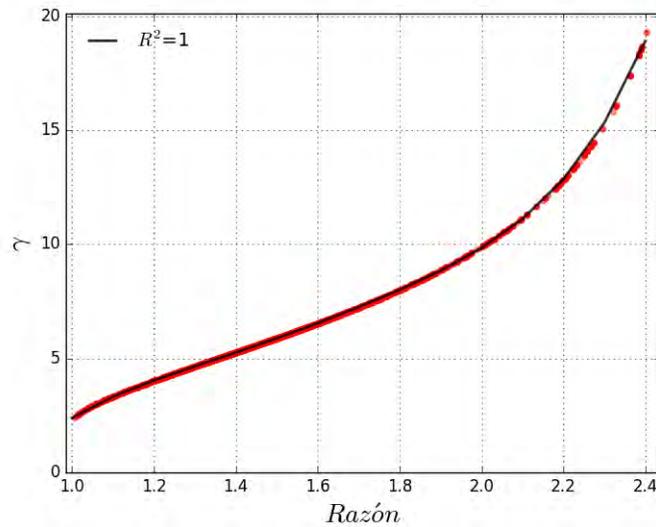
En la gráfica 5.12 se nota que para el par de valores PB2 (Stoker, 1985), la relación entre funciones es menor a 1 para bajas rigideces. Esta es la razón por la cual los resultados graficados en 5.10 tienen una tendencia diferente a PB1 Stoker (1985), Aleksanyan *et al.* (1979) y Van Niekerk (1981). Habría que notar, que tanto en el análisis de Stoker (1985) como en Oh *et al.* (2012), el cálculo del índice espectral no se hace para razones de incrementos entre monitores mayores a 2, es decir cuando el GLE está por terminar o para GLEs muy débiles, por lo

que no les es relevante el comportamiento de los valores de γ para razones más elevadas.

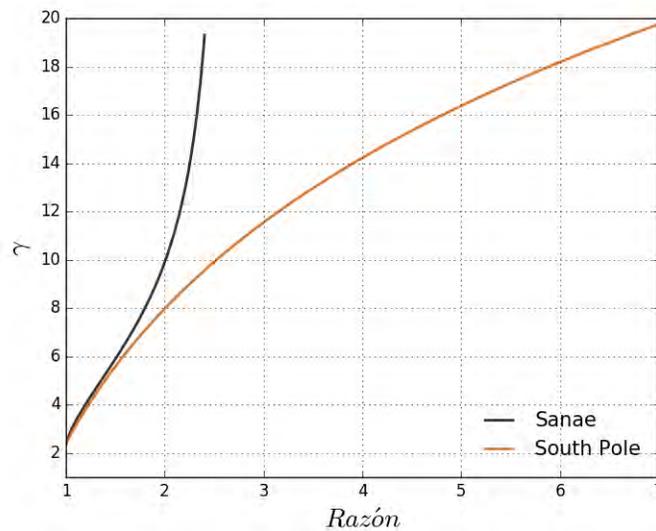
El cálculo de los índices espectrales se realizó también para los monitores LFNM y NM64 de la estación de Sanae para los mismos eventos (tabla 5.1), los resultados se muestran en la figura 5.13. A pesar de que se usaron los mismos valores de α y k para las funciones de respuesta de ambos monitores considerados en esta tesis los más correctos (Aleksanyan *et al.*, 1979), es apreciable en la gráfica 5.13 la diferencia entre la estación South Pole y Sanae. Esto se debe a la altitud a la cual se encuentran las estaciones, South Pole se encuentra a 2,820 msnm mientras que Sanae esta a 850 msnm., por lo que los monitores en South Pole detectan partículas de menor rigidez que los de Sanae. Esta diferencia se ve reflejada en las razones entre monitores detectadas en ambas estaciones. Las razones para Sanae no pasan de 2.5, mientras que para South Pole pueden ser de hasta 7. Otro motivo de la diferencia es la rigidez de corte para las estaciones, South Pole tiene una rigidez de 0.1 GV y Sanae de 0.75 GV. El polinomio ajustado a los valores obtenidos es el siguiente:

$$\gamma = \sum_{i=0}^3 C_i(r)^i \quad (5.9)$$

Dónde: $C_0 = -27.06$, $C_1 = 56.11$, $C_2 = -34.72$, $C_3 = 7.97$



(a) Índices espectrales calculados usando el par de monitores de neutrones en la estación de Sanae (puntos rojos), a partir de la ecuación 5.9 (línea negra)



(b) Comparación entre valores de γ usando los monitores en la estación de South Pole y Sanae

Figura 5.13

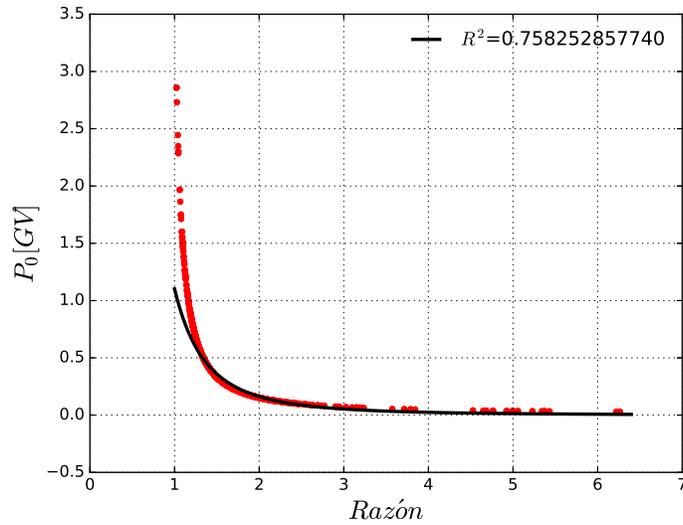
Hasta este punto, la forma del espectro de rigidez de las partículas solares se ha considerado de la forma $P^{-\gamma}$. En estudios previos (ver Vashenyuk *et al.* (2000)) se ha considerado un espectro exponencial para el flujo de rayos cósmicos solares, es decir $e^{-(P/P_0)}$. Usando este espectro hemos calculado el valor de P_0 para los GLE de la tabla 5.1. De tal manera que la ecuación para calcularlo sería la siguiente:

$$\frac{(\delta N/N)_{LFNM}}{(\delta N/N)_{NM64}} = \frac{\int_{P_c}^{\infty} \frac{f_3^{LFNM}}{f_3^{NM64}} \frac{f_{3CL-M}^{NM64}}{J_g} e^{-(\frac{P}{P_0})} dP}{\int_{P_c}^{\infty} \frac{f_{3CL-M}^{NM64}}{J_g} e^{-(\frac{P}{P_0})} dP} \quad (5.10)$$

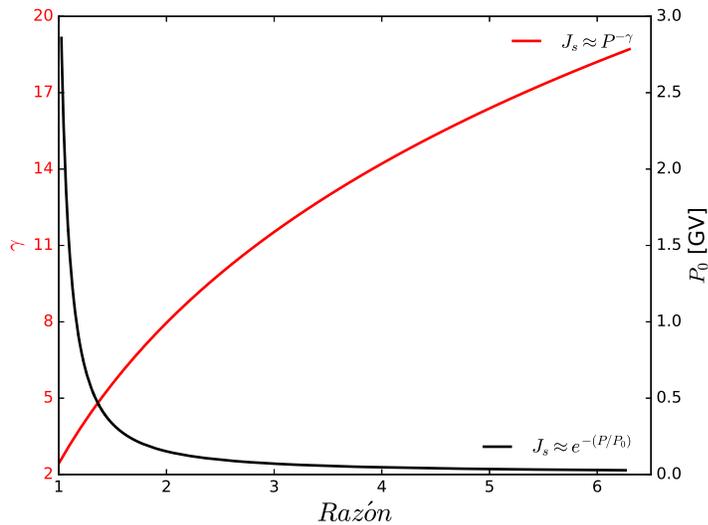
Los valores para las funciones de respuesta de ambos monitores, son los de Aleksanyan *et al.* (1979),. Se usaron las razones entre los incrementos del par de monitores en South Pole. La tendencia de los valores calculados se comporta de manera inversa a la forma $P^{-\gamma}$, conforme la razón incrementa el índice P_0 disminuye. Cuando la razón entre incrementos de ambos monitores es mayor a 2.5, los valores de P_0 son muy cercanas a 0. En la figura 5.14 se muestra la dependencia del índice espectral γ y P_0 con la razón entre los incrementos observados en los monitores. Se ajustaron los resultados obtenidos a un modelo de la forma:

$$P_0 = ar^b \quad (5.11)$$

Donde $a = 1.1019$ y $b = -2.7620$ fueron calculados por el método de mínimos cuadrados explicado anteriormente, y r es la razón entre los incrementos de los monitores. Se aprecia en la gráfica que el modelo solo ajusta a razones mayores a 1.3, por lo que para un espectro duro no es preciso.



(a) Espectro de rigidez para partículas solares de la forma $e^{-(P/P_0)}$. Los puntos rojos son los valores calculados a partir de las razones entre incrementos de los monitores de South Pole. La línea negra es un ajuste de la forma 5.11.



(b) Dependencia de P_0 y γ con las razones de los incrementos observados por los monitores en South Pole

Figura 5.14

Capítulo 6

Discusión de resultados y conclusiones

En esta tesis se calculó el espectro del flujo de rayos cósmicos solares en el tope de la atmósfera durante los GLEs de la tabla 5.1, considerando que el espectro J_s es una ley de potencia $P^{-\gamma}$. El método usado consiste en usar los incrementos en el número de cuentas de dos monitores que estén en una misma locación, pero con diferente función de producción. Los monitores de neutrones usados fueron el par que se encuentra en la estación de South Pole, uno sin recubrimiento de plomo (LFNM) y un monitor de neutrones estándar NM64. Los GLE integrados en esta tesis varían en intensidad y duración, siendo el GLE

69 el evento más intenso con un incremento máximo porcentual detectado de 5,500 %, y el GLE 68 el más débil con un incremento máximo del 3 %. Esta diferencia, muestra la efectividad del método usado para calcular el espectro de rayos cósmicos solares durante un GLE sin importar su intensidad. Como se observa en las distintas gráficas de la figura 5.6 cuando el evento comienza, el valor del índice espectral oscila entre 4.5 y 6, a medida que este avanza en el tiempo, γ tiende a subir debido a que el evento se va debilitando, dicho esto, se demuestra que el método no solamente sirve para calcular el índice espectral de cualquier GLE sin importar su intensidad, sino que también para cualquier instante requerido dentro de un GLE. En la figura 5.7 se concentraron los valores de γ calculados durante cada uno de los 17 GLE con respecto a la tasa entre los incrementos observados por el par de monitores en South Pole. Se muestran los resultados separados en dos diferentes colores de acuerdo al incremento máximo registrado para GLE. Los valores correspondientes a los eventos más débiles (debajo de 50 %) se encuentran en verde, y a los correspondientes a los eventos más duros (mayores a 50 %) en amarillo. Esto confirma lo anteriormente dicho, los valores de γ altos corresponden a eventos débiles, ó bien, a etapas en las que el GLE esta finalizando. A su vez, la figura 5.7 también indica que cuando el espectro durante un GLE es muy suave, la razón entre los incrementos observados por los dos monitores es muy grande. Se compararon los valores calculados de γ con valores estimados por otros autores anteriormente y con resultados usando diferentes valores de α y k para las funciones de respuesta de los monitores. En la figura 5.10 se muestra dicha comparativa, la cual es muy importante para los resultados de esta tesis, ya que nos indica que el espectro calculado variará de

acuerdo a las funciones de respuesta que se usen para cada uno de los monitores, aunque el método aplicado y los incrementos registrados en los monitores usados sean los mismos. De igual manera se compararon los resultados obtenidos usando los monitores de South Pole y los de Sanae. Finalmente se calculo el índice P_0 considerando el espectro $J_s \approx e^{-P/P_0}$.

A partir del trabajo realizado se concluye lo siguiente:

1. El método usado es efectivo, ya que a diferencia de otras técnicas en la que los monitores se encuentran en diferentes localizaciones, en este los detectores se localizan en la misma construcción, minimizando la influencia de las condiciones ambientales. Además, como la dirección asintótica de ambos monitores es la misma, el efecto de la anisotropía en el cálculo del espectro se reduce considerablemente.
2. Es posible calcular el índice espectral del GLE sin importar su intensidad o en qué fase se encuentre si se cuenta con los incrementos de los monitores LFNM y NM64 de South Pole. Esto no es posible si se usan las razones de Sanae, porque como se apreció en la gráfica 5.13 los monitores al estar a una altura casi al nivel del mar, son menos sensibles a partículas de tan baja rigidez como lo son los monitores de South Pole y las razones observadas no son mayores a 2.5. Además el cono asintótico para los monitores de Sanae es amplio, por lo que el efecto de la anisotropía es mas importante en el cálculo del espectro.
3. Los valores obtenidos de γ usando los valores de Aleksanyan *et al.* (1979) y la función de producción de Caballero-Lopez & Moraal (2012), se com-

pararon con los obtenidos en Oh *et al.* (2012) ya que se uso el mismo método. Sin embargo, debido al comportamiento que muestra el cociente de las funciones de respuesta de ambos monitores usando los valores PB2 (valores usados en Oh *et al.* (2012)), se concluye que para el método usado en esta tesis los valores de Aleksanyan *et al.* (1979) y la función de producción de Caballero-Lopez & Moraal (2012) son más adecuados.

4. En la gráfica 5.12 se muestra el cociente entre las funciones de respuesta de los monitores usando los valores de la tabla 5.3, el valor de la razón debe ser en todo momento mayor a uno ya que la razón es f_3^{LFNM} / f_3^{NM64} , y el monitor LFNM detecta partículas de menor rigidez que el NM64. Se puede apreciar que para rigideces menores a .5 GV, la razón para los valores PB2 es menor a uno. Como se ha mencionado, ni Stoker (Stoker, 1985) ni Oh (Oh *et al.*, 2012) calculan γ para razones mayores a dos, por lo que no les es relevante este comportamiento.
5. Cuando se tiene un espectro de la forma $J_s \approx e^{-P/P_0}$, el comportamiento del índice P_0 es inverso con respecto a la razón tendiendo a cero rápidamente. Por lo que para eventos débiles tenemos valores de P_0 muy cercanos a cero. Este comportamiento se muestra en la figura 5.14.
6. El análisis realizado en esta tesis demuestra que es posible calcular el índice espectral del flujo de rayos cósmicos solares durante cualquier GLE, en cualquiera de sus etapas, sin importar si el evento es muy anisotrópico o débil, si se cuenta con los incrementos en el número de cuentas de los monitores de South Pole.

Bibliografía

- ALEKSANYAN, T. M., BLOKH, Y. L., DORMAN, L. I. & STARKOV, F. (1979). Coupling and barometer coefficients for measurements of cosmic-ray variations at altitudes of 260–400 mb. *Proc. 16th ICRC* **4**, 321.
- AUSHEV, V., DORMAN, L., KRYAKUNOVA, O., SVHARTSMAN, Y. & ZUSMANOVICH, A. (1993). The ground level solar cosmic ray enhancements in 1989-1990. *Proc. 23rd ICRC* **3**.
- BAISULTANOVA, L. M., BELOV, A., DORMAN, L. I., EROSHENKO, E., GUSHCHINA, R., ISHKOV, V., YANKE, V., VENKATESAN, D., MATHEWS, A. & GRAUMANN, H. (1991). The features of the ground level increase of cosmic ray intensity on september 29, 1989. *Proc. 22nd ICRC* **3**, 105–108.
- BIEBER, J. & EVENSON, P. (1991). Determination of energy spectra for the large particle events of 1989. *Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf.* **3**.

- CABALLERO-LOPEZ, R. A. (2016). An estimation of the yield and response functions for the mini neutron monitor. *Journal of Geophysical Research: Space Physics* **121**(A02269, doi:10.1002/2016JA022690.), 7461–7469.
- CABALLERO-LOPEZ, R. A. & MORAAL, H. (2004). Limitations of the force field equation to describe cosmic ray modulation. *J. Geophys. Res* **109**.
- CABALLERO-LOPEZ, R. A. & MORAAL, H. (2012). Cosmic-ray yield and response functions in the atmosphere. *Journal of Geophysical Research* **117**(A12103,doi:10.1029/2012JA017794).
- CABALLERO-LOPEZ, R. A. & MORAAL, H. (2014). The cosmic-ray ground.level enhancement of 1989 september 29. *The Astrophysical Journal* **790:154 (16pp)**(doi:10.1088/0004-637X/790/2/154).
- CABALLERO-LOPEZ, R. A. & MORAAL, H. (2015). Spectral index of solar cosmic -ray flux from the analysis of ground-level enhancements. *Advances in Space Research* **57**, 1314–1318.
- CLIVER, E. (1996). Solar flare gamma ray emission and energetic particles in space. *High energy physics* **374**(doi:10.1063/1.50980), 45–60.
- DE KONING, C. (1994). *Significant proton events of solar cycle 22 and a comparison with events of previous solar cycles*. University of Calgary (master thesis).
- DORMAN, L. I., FEDCHENKO, S. G., GRANITSKY, L. V. & RISHE, G. A.

- (1970). Coupling and barometer coefficients for measurements of cosmic-ray variations at altitudes of 260–400 mb. *Proc. 11th ICRC* .
- FOUKAL, P. V. (2004). *Solar Astrophysics*. Wiley-VCH, segunda ed.
- GAISSER, T. K. (1990). *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, primera ed.
- GALLEGOS-CRUZ, A. & PEREZ-PERAZA, J. (1995). Derivation of analytical particle spectra from the solution of the transport equation by the wkbj method. *Astrophysical Journal* **446-1**(10.1086/175799), 400–420.
- GLEESON, L. J. & AXFORD, W. I. (1968). Solar modulation of galactic cosmic rays. *Astrophys. Journal* **154**(doi:10.1086/149822), 1011.
- GOPALSWAMY, N., XIE, H., YASHIRO, S., S. ADN AYIKAMA, MAKELA, P. & USOSKIN, I. G. (2012). Properties of ground level enhancement events and associated solar eruptions during solar cycle 23. *Space Science Rev.* **171**(doi:10.1007/s11214-012-9890-4), 23–60.
- HATTON, C. J. (1971). *Progress in Elementary Particle and Cosmic ray Physics*, vol. **10**. North Holland Publishing Company, primera ed.
- KIVELSON, M. & RUSSELL, C. (1996). *Introduction to space physics*. Cambridge University Press, segunda ed.
- KOLOMEETS, E., SEVOSTYANOV, V., CHEBAKOBA, E. & SELEZNEV, K. (1991). Generation and propagation of high-energy solar cosmic rays in the

- 29 september 1989 event according to the data of the global neutron monitor network. *Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser.* **55**, 24–27.
- MAY-BRITT, K. (1998). *Space Physics*. Springer, segunda ed.
- MCCRACKEN, K., MORAAL, H. & SEHA, M. A. (2012). The high energy impulsive ground-level enhancement. *The Astrophysical Journal* **761:101 (12pp)**(doi:10.1088/0004-637X/761/2/101).
- MIROSHNICHENKO, L. (2015). *Solar Cosmic Rays*. Springer, segunda ed.
- MIROSHNICHENKO, L. & PEREZ-PERAZA, J. (2008). Astrophysical aspects in the studies of solar cosmic rays. *International Journal of Modern Physics* **23(1)**.
- MORAAL, H., POTGIETER, M. S. & STOKER, P. H. (1989). Neutron monitor latitude survey of cosmic-ray intensity during 1986/1987 solar minimum. *Journal of Geophysical Research* **94(A2)**, 1459–1464.
- MURSULA, K., USOSKIN, I. G. & KOVALTSOV, G. (2002). A 22 year cycle in sunspot activity. *Adv. Space Res.* **29(12)**, 1979–1984.
- OH, S., BIEBER, J., CLEM, J., EVENSON, P., PYLE, R., YI, Y. & KIM, Y. K. (2012). South pole neutron monitor forecasting of solar proton radiation intensity. *Space Weather* **10 5004**(<http://dx.doi.org/10.1002/2012SW000795>).
- PARKER, E. N. (1965). The passage of energetic particles through interplanetary space. *Planet Space Science* **13**, 9.

- PEREZ-PERAZA, J., VASHENYUK, E., MIROSHNICHENKO, L., BALABIN, Y. V. & GALLEGOS-CRUZ, A. (2009). Impulsive, stochastic and shock wave acceleration of relativistic protons in large solar events of 1989 september, 29, 2000 july 14, 2003 october 28, and 2005 january 20. *Astrophysical Journal* **695**(doi 10.1088/0004-637X/695/2/2/865), 865–873.
- STIX, M. (1990). *The sun*. Springer, segunda ed.
- STOKER, P. H. (1985). Spectra of solar proton ground level events using neutron monitor and neutron moderated detector recordings. *Proc. 19th ICRC* **4**, 114–117.
- STOKER, P. H. & MORAAL, H. (1995). Neutron monitor latitude surveys at aircraft altitudes. *Astrophys. Space Science* **230**, 365–373.
- STURROCK, P. A., MIHALAS, D. M. & ULRICH, R. K. (1986). *Physics of the sun*, vol. **10**. D. Reidel Publishing Company, primera ed.
- USOSKIN, I. G. & MISHEV, A. L. (2016). Analysis of the ground level enhancements on 14 july 2000 and on 13 december 2006 using neutron monitor data. *Solar Physics* **291**(doi:10.1007/s11207-016-0877-2), 1225–1239.
- VAN DER WALT, A. (1983). The calculation of cosmic-ray integral and differential response functions and their standard methods. *Conf. Papers* **4**, 287–290.
- VAN NIEKERK, F. (1981). Derivation of cosmic ray response functions. *Potchefstroom University* (M. Sc.Tesis).

- VASHENYUK, E. V., MIROSHNICHENKO, L. I. & GVOZDEVSKIJ, B. B. (2000). Proton energy spectrum and source parameters of the september 29, 1989 event. *Nuovo Cimento C* **23 C**, 285–291.