



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

**DETECCIÓN DE RAYOS CÓSMICOS SOLARES
CON EL MONITOR DE NEUTRONES
DE LA CIUDAD DE MÉXICO**

T E S I S

QUE COMO REQUISITO PARCIAL PARA OBTENER EL GRADO DE
DOCTOR EN CIENCIAS DE LA TIERRA

P R E S E N T A

BERNARDO VARGAS CÁRDENAS

JURADO EXAMINADOR:

- 1) (DIRECTOR DE TESIS) DR. JOSÉ FRANCISCO VALDÉS GALICIA
- 2) (PRESIDENTE) DR. JORGE ALBERTO PÉREZ Y PERAZA
- 3) (VOCAL) DR. ROMÁN PÉREZ ENRÍQUEZ
- 4) (SUPLENTE) DR. EFRAÍN RAFAEL CHÁVEZ LOMELÍ
- 5) (SUPLENTE) DR. GUSTAVO MEDINA TANCO

**COMITÉ TUTOR: DR. JOSÉ FRANCISCO VALDÉS GALICIA,
DR. JORGE ALBERTO PÉREZ Y PERAZA,
DR. ROGELIO CABALLERO LÓPEZ**



Ciencias de la Tierra

MÉXICO, D.F.

OCTUBRE DE 2012



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



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.

RESUMEN

Este trabajo consiste en un estudio acerca de la detección de rayos cósmicos solares empleando varios métodos que ayuden a discriminar señales muy débiles y de corta duración que estén superpuestas a la señal de fondo de los rayos cósmicos galácticos registrada por un monitor de neutrones y aplicando dichos métodos a los datos de un detector particular, el Monitor de Neutrones de la Ciudad de México. Como marco teórico se incluyen capítulos acerca de la física solar, la relación entre la intensidad de la radiación cósmica y la actividad solar y los rayos cósmicos solares. Posteriormente, se explican los principios de incidencia y detección de los rayos cósmicos mediante un monitor de neutrones y se presentan resultados acerca de las propiedades direccionales y energéticas de las partículas que inciden en el sitio de la Ciudad de México. Finalmente, se muestran el análisis realizado a la base de datos del detector y los resultados obtenidos. Se presenta evidencia de la detección no reportada anteriormente de un evento solar y se determina el espectro energético de la fase impulsiva de dicho evento. Los resultados son consistentes con los reportados anteriormente por otras fuentes. También se discuten las implicaciones de una detección negativa por parte de dicho instrumento.

ABSTRACT

This work consists in a study on solar cosmic ray detection using several methods to discriminate very weak and short signals superimposed on the galactic cosmic ray background as registered by a neutron monitor and their application to a specific detector, the Mexico City Neutron Monitor. As background, corresponding chapters on solar physics, the relationship between cosmic ray intensity and solar activity and solar cosmic rays are included. Next, we explain the principles of the incidence and detection of cosmic rays by a neutron monitor and present results about the directional and energetic properties of the particles arriving at the Mexico City site. Finally, we present the analysis we performed on the detector's database and the results obtained. We show evidence of a previously non reported detection of a solar event and determine the energy spectrum of this event's impulsive phase. The results we obtained are consistent with those reported in other sources. We discuss, too, the implications of a negative detection by this instrument.

CONTENIDO

Resumen	i
Contenido	ii
Introducción	1
Capítulo 1: Física solar	3
1.1 El interior solar	3
1.2 La atmósfera solar	5
1.2.1 La fotosfera	5
1.2.2 La granulación	5
1.2.3 Campos magnéticos en la fotosfera	6
1.2.4 La cromósfera	8
1.2.5 La corona	9
1.2.6 Emisión en frecuencias visibles, rayos X y radio	9
1.3 Fenómenos en el medio interplanetario	12
1.3.1 El viento solar	12
1.3.2 El campo magnético interplanetario	13
1.3.3 Eyecciones solares	14
Capítulo 2: Radiación cósmica y actividad solar	16
2.1 Propiedades físicas de los rayos cósmicos	16
2.2 Modulación solar	19
2.3 Variaciones en la intensidad de la radiación cósmica relacionadas con la actividad solar	20
2.3.1 Variación diurna	21
2.3.2 Decrementos Forbush	21
2.3.3 Variación de 11 años	22
Capítulo 3: Los rayos cósmicos solares	23
3.1 El Sol como fuente de rayos cósmicos	23
3.2 Detección y datos	23
3.3 Clasificación de los eventos de partículas energéticas solares	24
3.4 Rayos cósmicos solares de rigidez alta	26
3.5 Límite superior del espectro de las partículas energéticas solares	27
3.6 Rigidez máxima de las partículas energéticas solares	29
3.7 Posibles escenarios de aceleración	30

3.8	La energía de las ráfagas y de los rayos cósmicos solares	31
3.9	Rayos γ y neutrones de las ráfagas solares	32
3.10	Composición de las partículas energéticas solares	34
3.11	Aceleración y liberación de los rayos cósmicos solares	35
3.12	Evidencia de procesos de aceleración múltiple	37
3.13	Procesos de aceleración y escenarios para la producción de partículas en el Sol	37
3.13.1	Aceleración estocástica	38
3.13.2	Aceleración por ondas de choque	39
3.13.3	Aceleración coherente	40
3.14	Espectro energético de la fuente	41
3.15	Reconexión magnética en los escenarios de aceleración	42
3.16	Distribución de los eventos GLE a lo largo del ciclo solar	43

Capítulo 4: Incidencia y detección de los rayos cósmicos galácticos y solares

46

4.1	La ecuación de movimiento de una partícula cargada en un campo magnético	46
4.2	Solución numérica de la ecuación de movimiento	46
4.3	Direcciones de acercamiento	48
4.4	Cálculo de la rigidez umbral	49
4.5	El cono de aceptación	53
4.6	Diseño del monitor de neutrones NM-64	54
4.7	Efectos atmosféricos	55
4.8	La función de respuesta del monitor de neutrones	56
4.8.1	Método de parametrización	58
4.8.2	Cálculo teórico	58
4.8.3	Simulación de Monte Carlo	59
4.9	Funciones de producción	60

Capítulo 5: Señales de eventos de rayos cósmicos solares en la base de datos del Monitor de Neutrones de la Ciudad de México

62

5.1	Importancia del Monitor de Neutrones de la Ciudad de México para el estudio de los rayos cósmicos solares	62
5.2	Criterios para la selección de los eventos	64
5.3	Resultados de las pruebas aplicadas	65
5.4	Análisis del evento del 2 de noviembre de 1992 (GLE 54)	66
5.4.1	Escenario del evento	66
5.4.2	Análisis de la señal del monitor de neutrones	67
5.5	Umbral de detección de partículas solares	72
5.6	Conclusiones	73

Conclusiones generales

74

Apéndice 1: Clasificación de las ráfagas solares	75
Apéndice 2: <i>Ground level enhancements</i> 1942-2012	76
Apéndice 3: Los índices magnéticos Kp y Dst	78
Apéndice 4: Métodos estadísticos para la identificación de señales débiles	79
A4.1 Prueba de Student	79
A4.2 Estadística de extremos	80
Referencias	82
Capítulo 1	82
Capítulo 2	83
Capítulo 3	84
Capítulo 4	87
Capítulo 5	90
Apéndice 1	91
Apéndice 2	91
Apéndice 3	92
Apéndice 4	92

Introducción

La realización de este trabajo encuentra su motivación en el estudio de algunas propiedades extremas de los rayos cósmicos solares, como son su energía y flujo máximos, así como su espectro límite. Dichas propiedades, a pesar de haberse comenzado a estudiar desde la primera detección de rayos cósmicos solares en el año 1942, siguen sin conocerse con precisión hasta la fecha. Un intento por dar una explicación general de las mismas lo constituye el *upper limit spectrum* desarrollado por L.I. Miroshnichenko, pero el mismo aún resulta insuficiente para explicar las propiedades de las partículas observadas en todos los eventos, además de que solamente se trata de una derivación empírica. Los detalles de dicho modelo se pueden encontrar en las secciones 3.4, 3.5 y 3.6 del presente trabajo y en las referencias correspondientes.

Recientemente, autores como R.U. Beisembaev, A. Chilingarian, G.G. Karapetyan y sus colaboradores han publicado trabajos en donde presentan análisis realizados con datos de monitores de neutrones ubicados en sitios con umbrales geomagnéticos de rigidez relativamente altos, con lo cual esperan poder contribuir al estudio de las propiedades extremas de las partículas solares mencionadas anteriormente. Dichos resultados se comentan en la Sección 5.1. Debido a que el sitio del Monitor de Neutrones de la Ciudad de México, dependiente del Instituto de Geofísica de la Universidad Nacional Autónoma de México, tiene un umbral geomagnético de rigidez muy alto (8.2 GV), resulta evidente que una detección semejante realizada con este instrumento aportaría evidencia sobre la aceleración de partículas a energías altas a partir de fenómenos eruptivos en la superficie del Sol, además de que proveería información muy valiosa para construir el espectro energético de dichas partículas y serviría para establecer una cota inferior para que el flujo de las mismas pueda producir un evento a nivel de tierra.

El Monitor de Neutrones de la Ciudad de México ya ha registrado en el pasado eventos extremos de partículas solares, como el del 29 de septiembre de 1989 y el 24 de mayo de 1990, además del evento de neutrones solares del 4 de noviembre de 2003, pero nunca se había realizado una búsqueda exhaustiva en la base de datos de señales no reportadas de otros eventos de partículas energéticas solares. Estos antecedentes se tratan en las secciones 5.1 y 5.3 de este trabajo.

Para sustentar el estudio planteado, fue necesario compilar un marco teórico que incluyera la fenomenología solar involucrada y su relación con la radiación cósmica, así como conocimientos detallados sobre rayos cósmicos solares. Así, se estructuró el trabajo en la forma que se describe a continuación.

El Capítulo 1 *Física solar* contiene los principios básicos de la teoría de la estructura estelar y su aplicación al caso particular del Sol. Se destaca la descripción de las capas exteriores del mismo, así como los fenómenos más importantes observados en su superficie, sobre todo los que están relacionados con la liberación de partículas.

El Capítulo 2 *Radiación cósmica y actividad solar* trata sobre las propiedades físicas elementales de los rayos cósmicos galácticos y la influencia de la actividad solar en la intensidad registrada de los mismos.

El Capítulo 3 *Los rayos cósmicos solares* introduce al lector en la materia de los rayos cósmicos solares. En él se tratan diversas propiedades de los mismos, como su energía, espectro energético y composición, entre otras. Se explican también los modelos más aceptados que explican su aceleración, así como la emisión de otras partículas diferentes de los protones (rayos gama y neutrinos). Finalmente, se discute la distribución de los eventos de partículas energéticas solares a lo largo del ciclo solar y su posible predicción.

El Capítulo 4 *Incidencia y detección de los rayos cósmicos galácticos y solares* contiene la descripción del método de trayectorias utilizado para el cálculo del umbral geomagnético de rigidez y el cono de aceptación para un sitio determinado del globo terrestre. Se presentan, además, los resultados obtenidos para el sitio de la Ciudad de México, los cuales fueron utilizados en los cálculos descritos en el capítulo siguiente.

Finalmente, en el Capítulo 5 *Señales de eventos de rayos cósmicos solares en la base de datos del Monitor de Neutrones de la Ciudad de México* se presentan los resultados del estudio planteado al inicio. El capítulo comienza con una discusión acerca de la importancia de la detección de eventos solares hecha con monitores de neutrones instalados en sitios con altos umbrales geomagnéticos de rigidez y, en particular, con el de México. En seguida se enuncian los criterios que se establecieron para el estudio de las series de tiempo correspondientes a dichos eventos. A continuación, se presentan los resultados obtenidos y el análisis detallado de la serie de tiempo del día 2 de noviembre de 1992, en donde se encontró evidencia del registro de un evento solar, el cual no había sido reportado anteriormente; además, se argumenta que dicha señal corresponde a una fase impulsiva de dicho evento, lo cual al parecer era desconocido. Finalmente, se realiza una estimación del espectro energético de dicha fase impulsiva.

Al final del trabajo se incluyen cuatro apéndices que contienen definiciones, datos, ecuaciones y métodos auxiliares en el desarrollo del trabajo. En particular, el Apéndice 4 contiene la descripción de los métodos estadísticos utilizados para la validación de los resultados descritos en el Capítulo 5.

Capítulo 1

Física solar

1.1 El interior solar

La estructura interna de las estrellas está, por un lado, muy bien definida, y, por otro, es virtualmente desconocida. El teorema de Vogt-Russell dice que la estructura de una estrella queda determinada de manera única por su masa y su composición química (Carroll y Ostie, 2007). Pero, la composición química de la estrella cambia continuamente al convertirse hidrógeno en helio y no siempre es conocida. Además, no se sabe si el helio que se genera en el núcleo se queda ahí o es transportado hacia las capas exteriores mediante algún proceso de mezcla. Se ha sugerido que el Sol y otras estrellas pueden tener núcleos que giren rápidamente, los cuales serían remanentes de su proceso de formación. Finalmente, la estructura de las capas superiores se ve modificada por la existencia de la convección, la cual resulta difícil de modelar matemáticamente (Browning *et al.*, 2004).

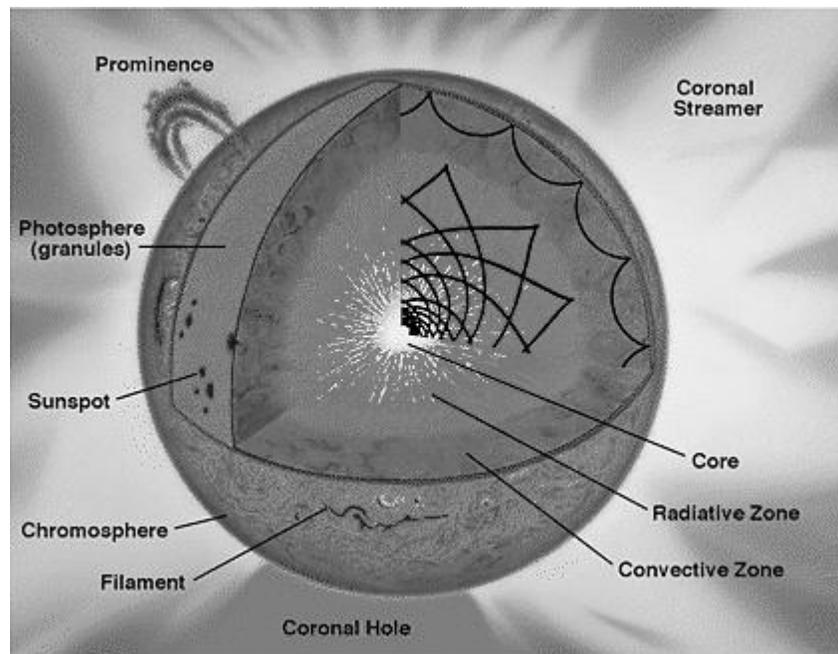
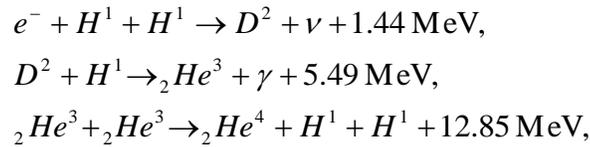


Figura 1.1 Esquema del interior solar y de algunos fenómenos de su superficie. Tomada de Lang (2001).

Por estas razones, se mantiene el interés en el estudio del interior solar, máxime cuando ahora se pueden hacer observaciones de la sismología solar y de los neutrinos solares. Como el Sol es la única estrella para la cual son posibles dichas observaciones, estas investigaciones son de la mayor importancia para el entendimiento de la física estelar (Carroll y Ostie, 2007). En la Figura 1.1 se muestra un esquema del modelo más aceptado del interior solar, así como algunos fenómenos en su superficie y atmósfera.

Existen dos tipos de procesos nucleares para convertir hidrógeno en helio: *el ciclo protón-protón* y *el ciclo carbono-nitrógeno*. El primero es un proceso de *decaimiento β* : uno de dos protones que se aproximan sufre un decaimiento β inverso para convertirse en un neutrón, y se produce un deuterón, con la emisión de un positrón y un neutrino. Un protón libre no puede decaer en un neutrón, pero dos protones sí pueden decaer en un deuterón, por tanto, son necesarias colisiones protón-protón. Los deuterones interactúan posteriormente con los protones para formar ${}^3_2\text{He}$ y eventualmente ${}^4_2\text{He}$, el cual es estable. La sucesión exacta es



donde γ es un rayo gama y ν un neutrino. Aquí se ve que, aunque solamente se liberan 1.44 MeV de energía en el decaimiento β de dos protones, este paso hace posibles dos reacciones subsecuentes resultando en unos 25 MeV, c^2 veces el diferencial de masa entre cuatro protones y un átomo de helio. La energía se libera en forma de energía cinética, rayos gama y positrones, los cuales se aniquilan con los electrones. Como cada conversión protónica produce alrededor de 6 MeV, el tiempo necesario para convertir todo el hidrógeno en helio es simplemente el número de protones en el Sol dividido por su luminosidad:

$$T = \frac{m_{\text{Sol}}}{m_H} \times 6 \text{ MeV} / \text{Luminosidad} = \frac{2 \times 10^{33} \text{ g}}{1.673 \times 10^{-24} \text{ g}} \times 6 \text{ MeV} / 4 \times 10^{33} \text{ erg/s} \approx 3 \times 10^{18} \text{ s} \approx 10^{11} \text{ años}.$$

Es decir, la quema de hidrógeno se sostendrá durante mucho tiempo.

Aunque el ciclo protón-protón es lento, éste utiliza el material más abundante, los protones, los cuales también tienen la menor repulsión electrostática de entre todos los núcleos atómicos posibles. El ciclo carbono-nitrógeno, por su parte, involucra colisiones de los protones de esos núcleos para producir núcleos de helio; la carga eléctrica nuclear mayor de los átomos de carbono y de nitrógeno produce una repulsión electrostática fuerte y una dependencia con la temperatura mucho más marcada. Esto restringe al ciclo carbono-nitrógeno a estrellas más calientes que el Sol (Payne-Gaposchkin, 1979). Dado que el camino libre medio de un fotón dentro del Sol es de unos cuantos centímetros, los fotones que se producen en el núcleo deben seguir una trayectoria aleatoria tan larga como unos 10^{21} pasos antes de alcanzar la fotosfera. Aunque ellos viajan a la velocidad de la luz, los fotones que se emiten en un momento particular fueron generados unos 10 000 años antes (Menzel, 1959).

La variación en la temperatura a través de la estrella está determinada por la eficiencia con la cual la energía es transportada de lo caliente a lo frío. El calor se pierde por conducción, radiación, o convección. En las estrellas, el primer proceso sólo es importante en las enanas blancas, mientras que los otros dos son importantes en todas las estrellas, dependiendo de las circunstancias (Payne-Gaposchkin, 1979).

Dentro de una estrella, el transporte convectivo sólo es posible cuando un elemento de gas que se eleva permanece flotando en lugar de enfriarse y caer hacia adentro; esto se llama *inestabilidad convectiva*. La convección es tan eficiente que, si el gradiente adiabático es tan sólo un poco menor que el radiativo, la convección acarreará toda la energía adicional. Como consecuencia, el gradiente

adiabático es la cota superior del gradiente de temperatura. Cerca de la superficie de una estrella la convección es menos eficiente debido a que la temperatura y la densidad son bajas y porque el gradiente de temperatura puede ser mucho mayor que el valor adiabático. Aún así, la mayor parte de la energía puede ser transportada por radiación (Payne-Gaposchkin, 1979). El gradiente de temperatura se vuelve lo suficientemente grande para que ocurra la convección en solamente dos partes de la estrella. En el núcleo, la producción de energía puede depender tan críticamente de la temperatura que se producen gradientes de temperatura muy altos. Esto sucede normalmente sólo cuando opera el ciclo C-N, porque éste presenta una dependencia muy marcada respecto de la temperatura. En las capas exteriores de la estrella, los átomos que habían perdido sus electrones en el núcleo los recapturan (en particular, se forma hidrógeno molecular) y absorben mucha radiación, la opacidad se incrementa y el gradiente de temperatura crece. Al mismo tiempo, la recombinación de HeII e hidrógeno produce energía interna que es transportada por los elementos de gas que se elevan. Esto reduce el gradiente adiabático considerablemente. Ambos procesos generan una *zona convectiva* profunda. Cuando la convección se conecta con los procesos de ionización se habla de una zona convectiva de hidrógeno o de helio, según sea el caso (Payne-Gaposchkin, 1979).

Entre el núcleo y la zona convectiva existe una capa en donde la energía se transmite por radiación; ésta supone un flujo de energía, más no de material, es decir, el gas de esta capa permanece muy quieto. Para el Sol, esta zona abarca un intervalo de 4.96×10^8 m, o 71.3 % del radio. La radiación no se mueve rápidamente a través de la zona radiativa, sino que sigue un proceso de dispersión aleatorio. Los rayos gama energéticos creados por la fusión nuclear en el núcleo no pueden viajar más que 0.0009 m antes de chocar con alguna partícula cargada, produciendo rayos X con una energía algo menor. En cada choque con el plasma de la zona radiativa, la radiación de la estrella reduce su energía y su longitud de onda se vuelve cada vez mayor. La zona radiativa se termina donde la temperatura se vuelve lo suficientemente baja como para que los núcleos pesados capturen electrones. Estos átomos y moléculas bloquean la radiación, i.e., son opacos, y hacen necesaria la aparición de otro proceso de transporte de la energía, la convección, como se describió más arriba.

1.2 La atmósfera solar

1.2.1 La fotosfera

La fotosfera se define como la superficie exterior del Sol vista en luz blanca. Obviamente, ésta es más fácil de estudiar que las capas inferiores (invisibles) y las regiones transparentes superiores. Su densidad es lo suficientemente alta como para que, debido a las colisiones, el gas no esté lejos de un estado de equilibrio térmico. Físicamente, la fotosfera incluye a la cromósfera inferior y está conectada íntimamente con la zona convectiva subyacente. Ella constituye el punto en donde la energía que fluye del interior escapa hacia el espacio con el enorme flujo de 6.5×10^7 J/m²/s. Su temperatura a 5500 Å es 6700 K; ésta decrece rápidamente para longitudes de onda más cortas, de modo que la emisión solar total se aproxima a la de un radiador ideal a 6000 K.

1.2.2 La granulación

La presencia de la zona convectiva se manifiesta en la *granulación* de la fotosfera (Figura 1.2), un patrón global de estructuras poligonales pequeñas de un diámetro medio de unos 6.4×10^5 m

(Schwarzschild, 1960; Karpinsky, 1977). El tiempo de vida de cada gránulo oscila entre unos 8 y 20 minutos. Rösch y sus colaboradores (Carlier, *et al.*, 1968) encontraron que los gránulos suelen explotar con una velocidad de aproximadamente 2000 m/s. Posteriormente, LaBonte *et al.*, (1973) encontraron que la destrucción de los gránulos ocurre por fragmentación en el 35% de los casos, decaimiento en el 60% y fusión en el 4%, pero también se comprobó que los gránulos nuevos sólo se producen por la fragmentación de los más viejos.

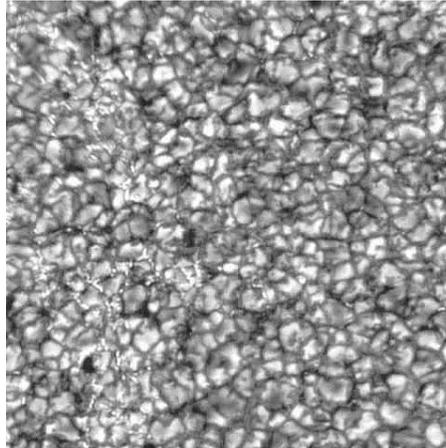


Figura 1.2 La granulación solar (Zirin, 1988).

La granulación presenta una uniformidad muy grande sobre toda la superficie solar y parece ser afectada solamente por campos magnéticos muy intensos (> 0.144 T), los cuales suelen encontrarse solamente en las regiones activas (ver Sección 1.2.3). Dichos campos están asociados normalmente con la aparición de un flujo nuevo. La distribución del brillo de los gránulos es la típica para las células de Benard que se estudian en la hidrodinámica. A este respecto, Schwarzschild encontró que el tiempo de vida de un gránulo es apenas suficiente para que todo su material se mueva completamente una sola vez en la dirección vertical. La variación en el contraste entre los gránulos del centro del disco hacia el limbo es importante para entender el perfil de alturas de la granulación. Uno esperaría que cerca del limbo, cuando la altura de los gránulos es comparable con su separación, el contraste se incrementase, lo cual efectivamente se observa, aunque también se debe incrementar el contraste debido a efectos magnéticos. Los efectos térmicos relacionados con la actividad magnética se incrementan conforme crece la altura, mientras que los efectos convectivos decrecen (Zirin, 1988).

1.2.3 Campos magnéticos en la fotosfera

Los campos magnéticos se presentan en un número limitado de estructuras fotosféricas (Lang, 2001):

- *Regiones activas*, caracterizadas por manchas, playas (brillantes) y estructura fibrosa compleja.
- *Regiones magnéticas unipolares*, conformadas por una “red aumentada” donde la red magnética (*magnetic network*) es relativamente intensa, completa, y de una sola polaridad. En las líneas centrales de $H\alpha$ y CaK , la red es brillante, pero en los extremos del $H\alpha$ se observa una red oscura de espículas. Éstas son los remanentes acumulados de las regiones activas.
- *Regiones magnéticas quietas*. El resto del Sol, excepto por las regiones de campos horizontales, está cubierto por un patrón de campos más débiles que se llama *red quieta* o *templada* (*quiet*

network). Los elementos magnéticos suelen tener polaridades mezcladas y la red está incompleta. Algunas veces, estas regiones son unipolares.

- *Regiones de campo horizontal*, las cuales separan a las regiones unipolares de polaridades opuestas mediante filamentos o fibras horizontales y carecen de estructura de red. Las líneas de campo pueden correr paralelamente a la frontera o atravesarla.
- *Regiones activas efímeras*. Dipolos pequeños con tiempo de vida de aproximadamente un día sin manchas que pueden aparecer en cualquier parte de la superficie como pequeñas áreas brillantes en las líneas cromosféricas y en los rayos X y que son más brillantes que la red, pero menos que las regiones activas.

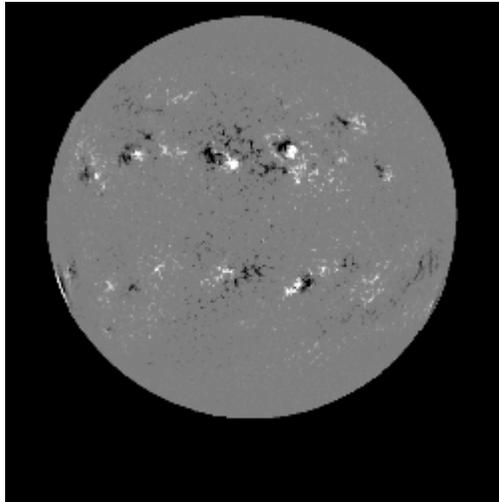


Figura 1.3 Magnetograma del disco solar completo mostrando la densidad de flujo magnético en la fotosfera. Las áreas blancas y negras representan campos de polaridades positivas y negativas, respectivamente (Lang, 2001).

Los campos magnéticos más intensos que 0.1 T dentro de las regiones activas se convierten en manchas, oscuras en el visible, o en playas, brillantes en las líneas cromosféricas y en el ultravioleta. Las playas también son visibles en el visible con resoluciones muy altas cerca del limbo. Las componentes bipolares de las regiones activas quedan separadas por distancias de unos 6×10^7 m. Los remanentes de las estructuras complejas de las regiones activas forman una red muy extensa conformada por células de 3×10^7 m, todas con la misma polaridad. Dentro de las células de la red existen campos magnéticos más débiles, que conforman lo que se conoce como *intra-red* (*intranetwork*). Los campos de la *intra-red* son de polaridades mezcladas y son independientes del nivel de actividad de manchas, al contrario de la red aumentada.

Las regiones brillantes de la red se conocen como *fáculas*, las cuales no son muy diferentes de las playas, sólo que éstas últimas son más brillantes y extensas. Mientras las regiones activas están confinadas a los cinturones de las manchas, i.e., $\pm 40^\circ$ de latitud, las regiones activas efímeras aparecen sobre toda la superficie. En la cromósfera, la red magnética se distingue por la emisión en las líneas de resonancia y en el ultravioleta y por la erupción de espículas. Leighton *et al.* (1962) propusieron que la red magnética cromosférica está asociada con un patrón de flujo que se observaba en los helioespectrogramas de la época; a este patrón lo llamaron *supergranulación*, y presentaron evidencia de que los bordes de la misma correspondían con la red cromosférica (Simon y Leighton, 1964). Su existencia ha quedado plenamente demostrada por las misiones solares más recientes (Lang, 2001).

La diferencia en el comportamiento de los elementos de la red y la intrared es tajante. Los primeros exhiben movimientos lentos y duran mucho; los segundos se mueven rápidamente y duran poco. Sin embargo, los unos pueden transformarse en los otros. Los únicos elementos de la red que se pueden mover con velocidades comparables a las de los de la intrared son aquellos que se separan de una región efímera o los que convergen para fundirse con otro elemento de signo opuesto (Lang, 2001).

Un magnetograma típico del Sol, el cual muestra regiones con polaridades opuestas, se presenta en la Figura 1.3.

1.2.4 La cromósfera

La cromósfera es la región que se encuentra entre la capa de temperatura de la fotosfera y la corona; su espesor es de unos 2.5×10^6 m y su densidad es unos diez millones de veces menor que en la fotosfera, mientras que su temperatura es de unos 10000°K . Debido a esta densidad tan baja, la cromósfera no produce líneas de absorción. En lugar de absorber radiación, el gas tan tenue es calentado hasta la incandescencia y produce líneas de emisión. La atmósfera solar es transparente en el visible, de modo que la cromósfera sólo puede ser vista en esta región del espectro durante los eclipses totales de Sol, cuando la luna bloquea a la fotosfera. La cromósfera es opaca en longitudes de onda de radio mayores que 1 m. En el ultravioleta se puede observar la ionización producida en las capas más altas.

La cromósfera contiene alrededor de 10^5 veces más material que la corona. Como todo el material del viento solar debe pasar a través del estado cromosférico, esta capa se reemplaza completamente aproximadamente en el lapso de un año terrestre (Zirin, 1988).



Figura 1.4 Detalle de la cromósfera en la banda $H\alpha$ mostrando la aparición de una ráfaga (Lang, 2001).

Las fuerzas magnéticas debidas a las concentraciones de campos en la fotosfera decaen en intensidad en una altura igual a su escala lateral, la cual es de miles de kilómetros, mientras que la presión del gas decrece con la escala barométrica de altura, que es de sólo cientos de kilómetros. Luego, en la cromósfera, el campo magnético domina al movimiento del gas. Comparada con el caos de la granulación, la cromósfera muestra una estructura muy ordenada gobernada por el patrón magnético de la fotosfera, principalmente la red y las regiones activas. Las velocidades y las oscilaciones en la

cromósfera son de mayor magnitud que en la fotosfera, pero están controladas por el campo magnético (Strong *et al.*, 1999).

En la red magnética quieta, la cromósfera es más caótica. La estructura varía drásticamente de un régimen magnético a otro. Mientras la granulación es más o menos semejante fuera de las manchas solares, la cromósfera exhibe varias configuraciones completamente diferentes. Las velocidades son tan altas que el material puede atravesarla completamente antes de que éste pueda alcanzar el equilibrio. En el H α se observan múltiples filamentos delgados llamados *espículas*, las cuales ascienden y descienden formando ondas. Estas espículas tienen unos dos mil metros de ancho y alcanzan alturas de 15 millones de metros, moviéndose a velocidades de unos 20 000 metros por segundo; su tiempo de vida es de 5 a 10 minutos (Taylor, 1991).

Las manchas solares se extienden desde la fotosfera hasta la cromósfera, produciendo regiones oscuras en las imágenes de H α (ver Figura 1.4). También se observan regiones brillantes llamadas *playas*, las cuales aparecen frecuentemente cerca de las manchas en zonas con campos magnéticos intensos. Estas playas suelen estar asociadas con fáculas en la fotosfera. En dichas imágenes también se revelan rizos masivos de gas más frío y denso que se elevan desde la fotosfera, llamados *prominencias*. Vistos desde arriba, éstos aparecen como trazos oscuros alargados llamados *filamentos*. El gas más frío se ve oscuro por el contraste con el fondo más caliente (Taylor, 1991).

1.2.5 La corona

Con la posible excepción del ciclo de manchas solares, el mayor enigma en el estudio del Sol es la existencia de una atmósfera con un millón de grados de temperatura. Esta corona se compara con la distribución de un campo potencial obtenida al considerar al campo magnético fotosférico como fuente. En las regiones donde las líneas del campo se rompen, aparecen hoyos coronales. Debido a sus temperaturas tan altas, la corona irradia en el ultravioleta y los rayos X suaves, los cuales pueden ser detectados desde satélites. La corona es ópticamente profunda para longitudes de onda mayores que 1 m y puede ser vista desde la Tierra usando arreglos de radiodetectores. También se pueden usar señales de radar, ya que éstas son reflejadas por la corona (Menzel, 1959). En el visible, la corona puede ser observada durante los eclipses totales de Sol (Figura 1.5) o mediante un coronógrafo.

1.2.6 Emisión en frecuencias visibles, rayos X y radio

Casi toda la emisión de la corona ocurre en rizos magnéticos. El abrillantamiento en regiones activas se debe a los efectos combinados de calentamiento y captura. Luego, en lugar de equilibrio de presión, la corona tiene la característica peculiar de que la densidad y la temperatura comúnmente crecen juntas y el desequilibrio de presión está contenido en el campo magnético dominante. El abrillantamiento en el limbo se debe a la duplicación de trayectorias debida a la perspectiva (Zirin, 1988).

Comparando la estructura de la corona con la observada en el H α , se observa en los magnetogramas que los rizos coronales corren de un polo magnético a otro opuesto, tal como las fibras en H α ; la única diferencia es que los rizos en rayos X son visibles en toda su trayectoria. Los rizos brillantes están asociados con alguna actividad magnética en sus bases que alimenta material a la corona (Webb y Zirin, 1981).

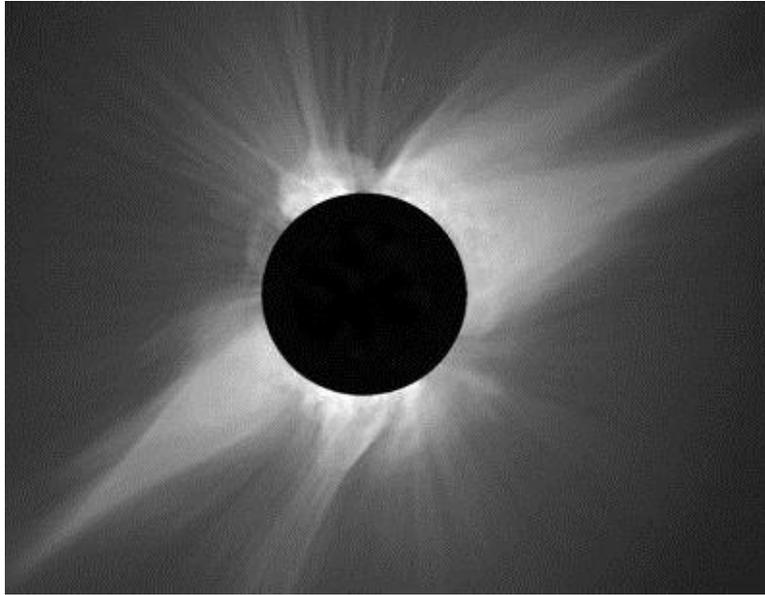


Figura 1.5 Imagen de la corona solar durante un eclipse total (Lang, 2001).

Aunque las grandes manchas siempre están asociadas con emisión intensa en rayos X, los rizos brillantes nunca terminan sobre las manchas, ya sea porque no se da ningún calentamiento ahí o porque la mancha enfría a la corona a lo largo de esa trayectoria magnética. Las imágenes en rayos X de las regiones activas son de las pocas que no se parecen a las correspondientes en $H\alpha$ y CaK. Las últimas son brillantes donde el campo es vertical, mientras que los rayos X son brillantes sobre las líneas neutrales (Strong *et al.*, 1999).

Las prominencias en las regiones activas tienen frecuentemente condensaciones coronales sobre ellas. La estructura de espículas en $H\alpha$ en la base de los rizos coronales apunta a lo largo de ellos, de donde los rizos efectivamente denotan líneas de fuerza. Una corona brillante requiere de una fuente de energía, la cual usualmente es flujo emergente, y una “trampa”, que son los rizos cerrados o los filamentos. Luego, la emisión coronal es usualmente más brillante sobre las líneas neutrales, donde el $H\alpha$ es oscuro (Strong *et al.*, 1999).

El incremento en la intensidad de la emisión de rayos X en los techos de los rizos se puede entender en términos de la conducción: los techos son las partes más lejanas de la superficie fría y por tanto las regiones más calientes de los rizos. Éstos pueden conectar polaridades opuestas en regiones activas diferentes: frecuentemente se los observa cruzando el ecuador. Aunque uno pudiera pensar que la reconexión debería ser lenta en la alta conductividad de la corona, conexiones nuevas se forman en pocas horas a partir de la aparición de nuevos grupos de manchas. Los campos nuevos parecen capturar líneas de fuerza existentes que iban a puntos más distantes (Zirin, 1988).

El fenómeno más curioso que se observa en las imágenes de la corona es la aparición de grandes áreas oscuras, las cuales se llaman *hoyos coronales*. En éstos la temperatura es un poco menor, pero la densidad es mucho menor que en la corona normal. Los hoyos coronales se presentan en regiones de líneas de campo abiertas donde el material puede fluir fácilmente hacia afuera, i.e., hacia el viento solar. Por tanto, una emisión alta en la corona solamente es posible donde campos magnéticos cerrados

evitan que el gas caliente escape, y los patrones que observamos resultan de la acción conjunta de calentamiento y captura en la corona (Golub y Pasachoff, 1997).

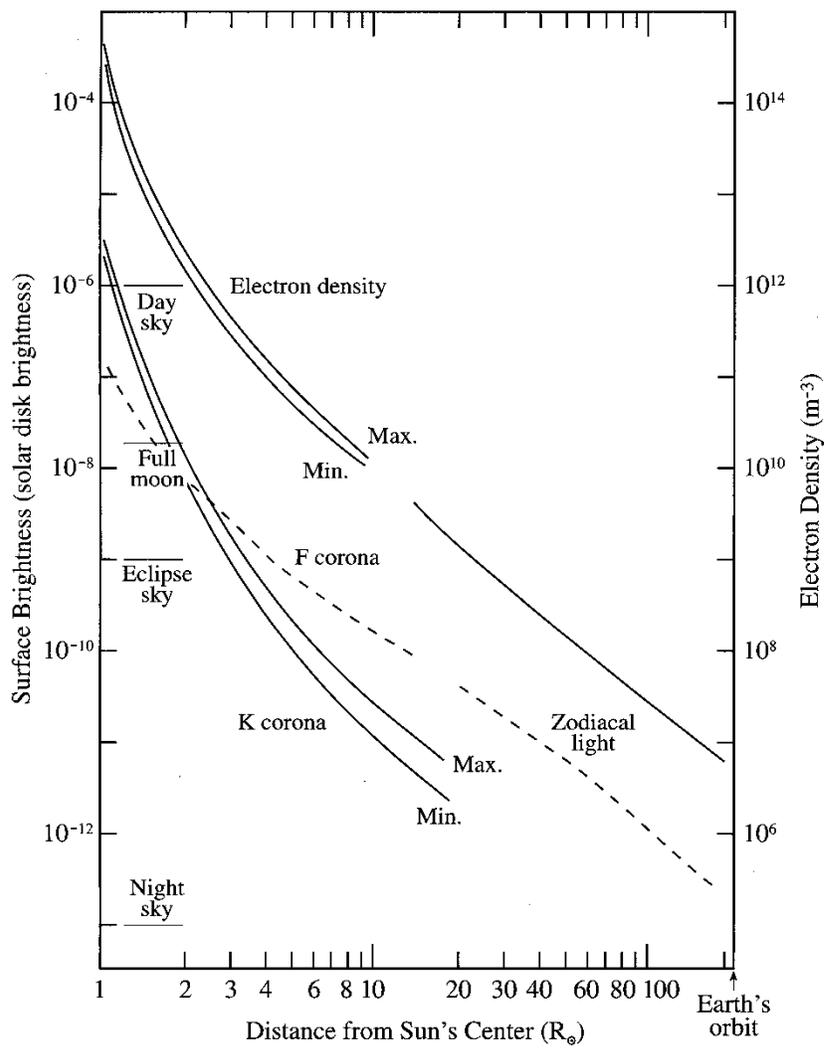


Figura 1.6 Variación del brillo superficial de la corona y de la densidad electrónica respecto de la distancia desde el centro del Sol medida en radios solares (R_{\odot}) hasta la órbita de la Tierra. El máximo y el mínimo de actividad solar se designan por Max. y Min., respectivamente. Las curvas para la corona F (línea punteada) y la luz zodiacal se juntan. Por comparación, se indican el brillo superficial de la luna llena (Full moon), el cielo claro de día y de noche (Day sky, Night sky) y el cielo claro durante un eclipse total de Sol (Eclipse sky). Tomada de (Lang, 2001).

Debido a su temperatura tan alta, la corona es un plasma de electrones y protones, principalmente. Su peso molecular medio es la mitad del correspondiente al protón (Menzel, 1959). La emisión continua en las regiones de densidad baja es despreciable comparada con la de la fotosfera, excepto en el radio. Por tanto, se espera un espectro continuo dominado por la dispersión de Thompson de la emisión fotosférica causada por electrones libres. La emisión coronal en todas las bandas tiene una fuerte dependencia radial (van de Hulst, 1953; Lang, 2001); cerca del Sol, ésta tiene un brillo comparable al de la luna llena, mientras que lejos de él su brillo es muy débil (ver Figura 1.6).

El espectro continuo observado consiste de dos componentes:

- *La corona K* (Kontinuierlich), la cual está polarizada y es libre de líneas de absorción del espectro fotosférico.
- *La corona F* (Fraunhofer), la cual no está polarizada y muestra todas las líneas de absorción de Fraunhofer del espectro fotosférico.

La componente K, la cual se observa en todos los ángulos de posición, es producida por la dispersión de Thompson de la luz fotosférica por los electrones coronales. La componente F, por otra parte, se concentra sobre el plano de la eclíptica y no tiene nada que ver con la atmósfera solar; es simplemente la luz zodiacal interior, i.e., el brillo producido por la difracción de la luz solar por partículas sólidas que se encuentran en el plano de la eclíptica (Golub y Pasachoff, 1997).

La corona es la principal fuente de emisión solar en radio para $\lambda > 0.1$ m. La variación de su brillo con respecto a la frecuencia se traduce aquí en la variación de su temperatura respecto de la altura. Los estallidos en radio que emiten en la frecuencia del plasma constituyen un buen medio para medir la densidad, si se conoce con precisión su posición. La dispersión de ondas de fuentes cósmicas y antropogénicas es un medio adicional para estudiar la corona. Los datos de radio y de radar se pueden obtener desde Tierra con alta resolución. Las temperaturas de radio fueron determinadas por Lantos (1980). Se tiene que, en las longitudes de onda del orden de 1 metro, los hoyos coronales tienen 6×10^5 grados, mientras que en las áreas de la red intensa hay 1.1×10^6 grados.

El índice de refracción cambia a medida que nos acercamos a la frecuencia de plasma, y por tanto puede haber una desviación considerable de los rayos de luz si no miramos exactamente al centro del sol (Menzel, 1959; Zirin, 1988).

1.3 Fenómenos en el medio interplanetario

1.3.1 El viento Solar

Hasta 1958, la conexión entre la corona y el medio interplanetario era desconocida. Biermann (1951) había propuesto que las colas de los cometas y otros fenómenos se podrían explicar si existiera un flujo de partículas partiendo del Sol con una velocidad de 3×10^6 m/s, pero tal flujo, evidentemente, no existe. Chapman (1957) propuso otro modelo y obtuvo una dependencia radial de la temperatura que predecía que si cerca del Sol la temperatura era de 1 000 000°K, a 1 UA debería ser de 219 000°K. Parker (1958) encontró que estos modelos estáticos no funcionaban porque en ellos la presión permanecía finita al infinito. El argumento de Parker sostenía que el gas se comportaba como un fluido saliendo de una boquilla, de manera que la presión interna de la corona baja se convertía en movimiento a medida que el gas se alejaba. Parker (1963) encontró varias soluciones para la relación de la energía cinética y la presión. Las velocidades asintóticas así obtenidas dependen de las temperaturas supuestas en la base de la corona y son de aproximadamente 4×10^5 m/s a un millón de grados. La predicción de la existencia del viento solar fue confirmada rápidamente por mediciones hechas con los primeros satélites, los cuales encontraron una velocidad de aproximadamente 3×10^5 m/s a 1 UA. Este flujo puede ser soportado por otro de sólo 200 m/s en la superficie del Sol, un número muchísimo menor que el valor estimado por Biermann.

La Tabla 1.1 contiene los parámetros típicos del viento solar para condiciones no perturbadas durante un mínimo de actividad solar.

Tabla 1.1 Parámetros típicos del viento solar (Lang, 2001)

Velocidad de las partículas	$\approx 300000 \text{ m s}^{-1}$
Flujo de las partículas	$\approx 1.5 \times 10^{12} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Concentración de las partículas	$\approx 5 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$
Energía de cada protón	$\approx 500 \text{ eV}$
Densidad de energía en los protones	$\approx 4 \times 10^{-10} \text{ J m}^{-3} \approx 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV m}^{-3}$
Temperatura	$\approx 10^6 \text{ K}$

La teoría del viento solar no está completa aún. Todavía no se ha logrado explicar cómo el modelo de conducción térmica puede producir las corrientes de alta velocidad que se observan asociadas a los hoyos coronales. Aunque el modelo de Parker nos da una dependencia entre la velocidad del viento solar respecto a la temperatura de la base, las corrientes de alta velocidad provienen de las regiones más frías. Leer *et al.* (1982) sugieren que en la base la densidad debe ser muchísimo muy baja y que, o bien el flujo gana energía en alguna región de la corona alta, o los valores de la conductividad deben ser corregidos.

1.3.2 El campo magnético interplanetario

El viento solar arrastra con él un campo magnético débil que tiene una intensidad de unos cuantos nanoteslas. Este campo está paralizado en el plasma porque su conductividad eléctrica es muy grande. Además, el plasma controla el movimiento del magnetoplasma total porque tiene una densidad de energía mayor: $nmv^2/2 > B_s^2/2\mu_0$, donde n es la densidad de las partículas, m es la masa de las mismas, v es la velocidad del viento solar y B_s es la densidad del flujo magnético. En el viento solar, la energía cinética de las partículas excede a la densidad de energía del campo magnético por una factor de aproximadamente ocho (Kulsrud, 2005).

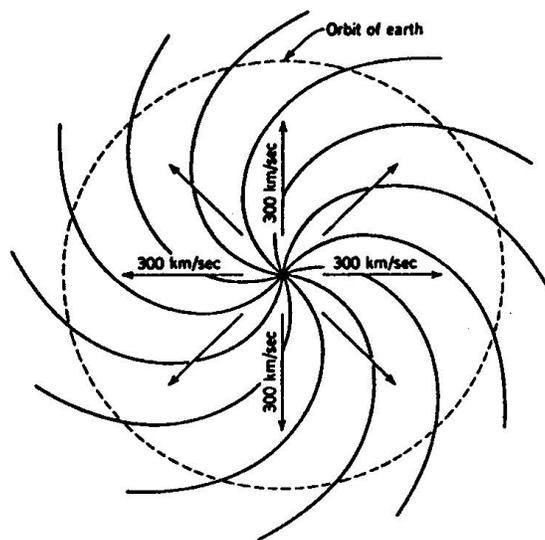


Figura 1.7 Espirales de las líneas de fuerza del campo magnético interplanetario (Lang, 2001).

Aunque el viento solar fluye casi radialmente desde el Sol, la rotación del mismo le da a las líneas del campo magnético una forma espiral, como en la Figura 1.7. Sobre la órbita de la Tierra (1 UA) las líneas de fuerza se encuentran a unos 45° respecto de la dirección radial (Parker, 1965). Las líneas del campo magnético que se mueven hacia afuera del Sol siguen la espiral, de manera que las partículas cargadas quedan restringidas a moverse a lo largo de aquéllas a pesar de que el plasma se mueve hacia afuera arrastrando al campo. Como resultado de esto, el campo magnético presenta una barrera para la conductividad radial así como para el flujo.

Ness y Wilcox (1964) descubrieron que el flujo del viento solar se corresponde con los campos magnéticos de gran escala en el medio interplanetario. Cuando el Sol está activo, tanto los campos superficiales como los interplanetarios son complejos, pero cerca del mínimo de manchas la estructura es simple y está dominada por patrones fácilmente detectables desde la Tierra.

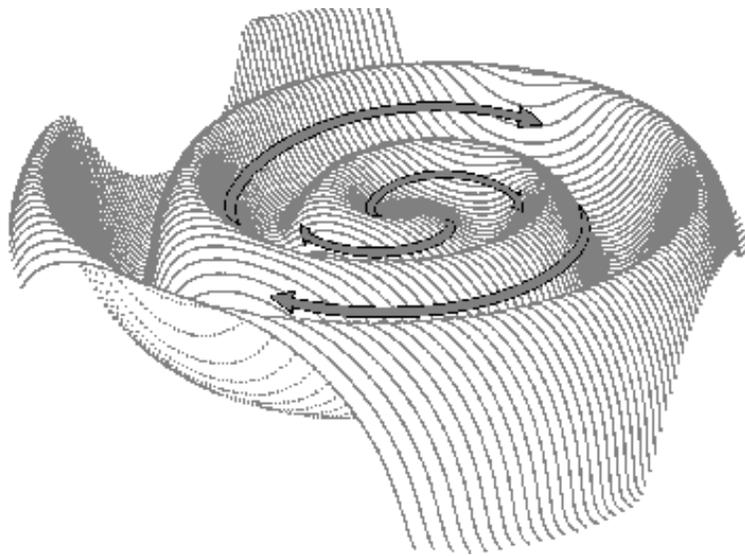


Figura 1.8 La sábana heliosférica de corrientes (Lang, 2001).

Las líneas del campo magnético que van de polo a polo no se cierran, sino que son arrastradas por el viento solar. Por tanto, en el ecuador solar debe existir una inversión drástica, la cual produce una *sábana de corrientes*. Como los ejes de rotación y magnético del Sol no coinciden, la sábana de corrientes se ondula y se enrolla como se muestra en la Figura 1.8.

Aunque claramente debe existir una estructura corrotante que refleje los campos de la superficie solar, la cinemática de las corrientes en el viento solar es tal que modifica a dicha estructura, provocando que la estructura macroscópica de la sábana de corrientes sea muy compleja (Svalgaard y Wilcox, 1976).

1.3.3 Eyecciones solares

La idea de que hubiera material que se desprendiera del Sol surgió de las observaciones de los chorros generados por las ráfagas (Dunn, 1968; DeMastus *et al.*, 1973). Estos eventos sólo se apreciaban, con los instrumentos disponibles en esa época, en la corona baja. Los coronógrafos de las misiones Skylab, Solar Maximum Mission y NRL Slowind revelaron un número sorprendente de eyecciones de material, llamadas *eyecciones coronales de masa* o simplemente *eyecciones solares* (Wagner, 1984).

Estos fenómenos se observan como rizos alejándose del Sol. Estos rizos deben ser en realidad burbujas tridimensionales, las cuales vemos proyectadas sobre el plano del cielo (ver Figura 1.9).

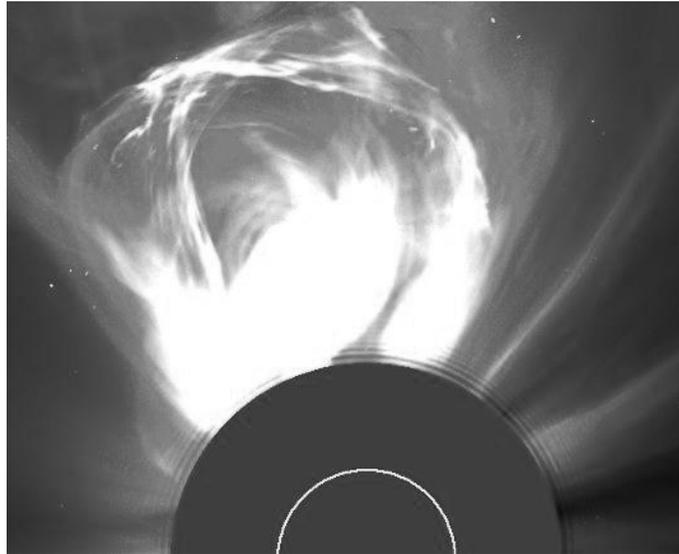


Figura 1.9 Detalle de una eyección solar captada por el coronógrafo C2 de la misión SoHO-LASCO.

Alrededor de la mitad de las eyecciones están relacionadas con ráfagas y el resto con prominencias eruptivas, pero invariablemente con regiones activas. Las eyecciones solares son eventos dinámicos en los cuales el plasma, inicialmente contenido en las líneas cerradas del campo magnético coronal, es eyectado hacia el espacio interplanetario. Están caracterizadas por grandes eyecciones de material de alrededor de 10^{13} kg y energías de $\sim 10^{27}$ J, cubriendo un amplio rango de velocidades desde 5×10^4 a 2×10^6 m/s y frecuentemente asociadas con ondas de choque interplanetarias (Lang, 2001).

Hundhausen *et al.* (1984) definieron una *eyección solar* (CME, por las siglas en inglés de eyección coronal de masa) como: ‘Un cambio en la estructura coronal que:

1. ocurre en una escala de tiempo que va desde unos pocos minutos hasta varias horas,
2. reviste una apariencia de una característica nueva, discreta y brillante en el campo de visión del coronógrafo.’

Las eyecciones solares constituyen probablemente el fenómeno de liberación de energía más importante en todo el sistema solar y son las causantes las grandes perturbaciones geomagnéticas no recurrentes (Gosling, 1993; Webb, 1995).

Los catálogos de eyecciones solares más completos son los de St. Cyr y Burkepille (1990) y el de la misión SoHO-LASCO (http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/). Una descripción muy amplia de las características físicas de la eyecciones observadas durante el ciclo solar no. 23 fue hecha por Gopalswamy *et al.* (2004), mientras que Muñoz *et al.* (2010) realizaron un estudio estadístico de los parámetros dinámicos de aquéllas durante el mismo período.

Capítulo 2

Radiación cósmica y actividad solar

2.1 Propiedades físicas de los rayos cósmicos

Es natural definir a los rayos cósmicos como partículas y fotones cuyas energías exceden en varios órdenes de magnitud a las del promedio de las partículas térmicas en el plasma ambiente (Dorman, 2006). Los rayos cósmicos metagalácticos, o extragalácticos, de muy alta energía (hasta 10^{21} eV), son generados dentro de las radiogalaxias, cuasares y otros objetos en el universo, y viajan a través del espacio intergaláctico hasta llegar a nuestra galaxia, alcanzan la heliósfera y, por último, la atmósfera terrestre. Los rayos cósmicos galácticos con energías de hasta 10^{15} o 10^{16} eV, se cree que son generados mayoritariamente en explosiones y remanentes de supernovas, en las magnetósferas de los pulsares y las estrellas dobles, por ondas de choque en el espacio interestelar y otros objetos en la galaxia son internos respecto de la misma, pero externos respecto de la heliósfera y de la Tierra. Los rayos cósmicos solares con energías de hasta quizás 100 GeV (Miroshnichenko, 2001), son generados en la superficie del Sol durante ráfagas muy intensas. De acuerdo con Dorman (1977, 2006), el espectro de los rayos cósmicos que se observa cerca de la órbita de la Tierra se puede partir en cinco intervalos. Esta partición está basada en consideraciones físicas y datos observacionales:

- I. 0 – 1 MeV
- II. 1 – 300 MeV
- III. 300 MeV - 3×10^{11} eV
- IV. 3×10^{11} - 3×10^{15} eV
- V. 3×10^{15} – 10^{21} eV

La frontera entre los intervalos I y II fue establecida por Dorman (1977) con un valor de aproximadamente 1 MeV. A medida que cambia la actividad solar, esta frontera puede desplazarse hasta varios MeV. El significado físico de esta frontera es que el intervalo I es muy diferente en composición química, forma del espectro y el modo de las variaciones temporales que el intervalo II. Este hecho es indicativo del origen diferente de las partículas de estos intervalos. La cota inferior del intervalo I se extiende hasta energías del orden de 0.01 MeV y, quizás, aún más bajas. Esta cota coincide con la cota superior de energía de las partículas del viento solar. Hay que hacer notar que estas partículas podrían tener su origen en la aceleración de plasmas de fondo en las magnetósferas planetarias y en el espacio interplanetario.

La frontera entre los intervalos II y III corresponde a un mínimo en el espectro de los rayos cósmicos y, probablemente, es variable con respecto de la actividad solar. Esta frontera separa a un intervalo de energía partículas de origen explícitamente galáctico (intervalo III) de otro en donde el origen de las partículas aún no ha sido aclarado del todo (Dorman, 1974, 1977, 2006). Las alternativas propuestas son las siguientes.

- Origen solar: Partículas generadas en procesos de aceleración de ráfagas que fueron atrapadas durante algún tiempo en la corona y la heliósfera.
- Origen anómalo: Partículas formadas por la ionización de átomos interestelares que penetran en la heliósfera y son acelerados ahí por ondas de choque terminales.
- Origen galáctico: Rayos cósmicos galácticos de energía baja que penetran en la heliósfera a través de los canales magnéticos.

La frontera entre los intervalos IV y V está caracterizada por el salto del exponente del espectro diferencial de un valor entre 3.2 y 3.5 a 2.7. Este hecho se estableció con base en los experimentos EAS (Khristiansen, 1974). La frontera entre los intervalos IV y III tiene un significado particular en el caso de las observaciones hechas dentro del sistema solar y corresponde a la cota superior de energía de la modulación de los rayos cósmicos en el espacio interplanetario establecida con base en los datos de observaciones en la superficie terrestre y debajo de ella (Bishara y Dorman, 1973, 1974, 1975). Las composiciones química e isotópica y las regularidades de la modulación de los rayos cósmicos por el viento solar (ver más adelante) en el intervalo III han sido estudiadas extensivamente y no hay duda de que la radiación de dicho intervalo es de origen galáctico.

La cota superior del intervalo V está determinada por las interacciones de los rayos cósmicos con la radiación de fondo de 2.7 °K en el caso de un origen metagaláctico de las partículas de energía más alta. Datos experimentales recientes indican que el espectro sufre una caída muy significativa a partir de 4×10^{19} eV (The Pierre Auger Collaboration, 2007, 2008). La evidencia más reciente sugiere que las fuentes de partículas con energías por arriba de los 5.7×10^{19} eV son extragalácticas y caen dentro de los 75 Mpc (The Pierre Auger Collaboration, 2008).

Sea $N(\varepsilon)d\varepsilon$ el número de rayos cósmicos dentro del intervalo de energía $d\varepsilon$. El espectro energético $N(\varepsilon)$ en el intervalo de 1 a 10^6 GeV muy cercano a una “ley de potencia” con exponente -2.7, es decir,

$$N(\varepsilon) \sim \varepsilon^{-2.7}.$$

Arriba de 10^6 GeV el espectro sigue siendo como una ley de potencia, pero el exponente cambia a -3.1 y después parece regresar a -2.7 después de 10^9 GeV (ver Figura 2.1). Como ya se dijo, se cree que estos rayos cósmicos ultraenergéticos son de origen extragaláctico y llenan todo el universo de manera uniforme.

Los rayos cósmicos tienen una fracción apreciable de litio, berilio y boro en su composición, la cual es mucho mayor que la abundancia cósmica (ver Figura 2.2). Lo que se infiere de esto, es que estos núcleos provienen de la desintegración de rayos cósmicos de carbono y oxígeno, y la cantidad requerida de dicha desintegración indica que la masa típica atravesada no debe ser mucho menor que 3 g/cm^2 . A partir de estas consideraciones se determina que el tiempo de vida en el disco galáctico debe ser de unos tres millones de años, como se había estimado anteriormente. Sin embargo, el tiempo de vida de los rayos cósmicos observados desde la Tierra, es decir, el lapso ocurrido entre la aceleración de la partícula y el momento en el que impacta a la atmósfera terrestre puede ser más largo que esta estimación, pues la partícula puede dejar el disco después de haber sido acelerada y permanecer en el halo, el cual tiene una densidad mucho menor, y sufrir ahí muy poca desintegración. Después puede regresar al disco y llegar hasta la Tierra. Este tiempo de vida verdadero ha sido determinado por el decaimiento del berilio-10 y es de unos veinte millones de años (Shapiro y Silverberg, 1970, 1974).

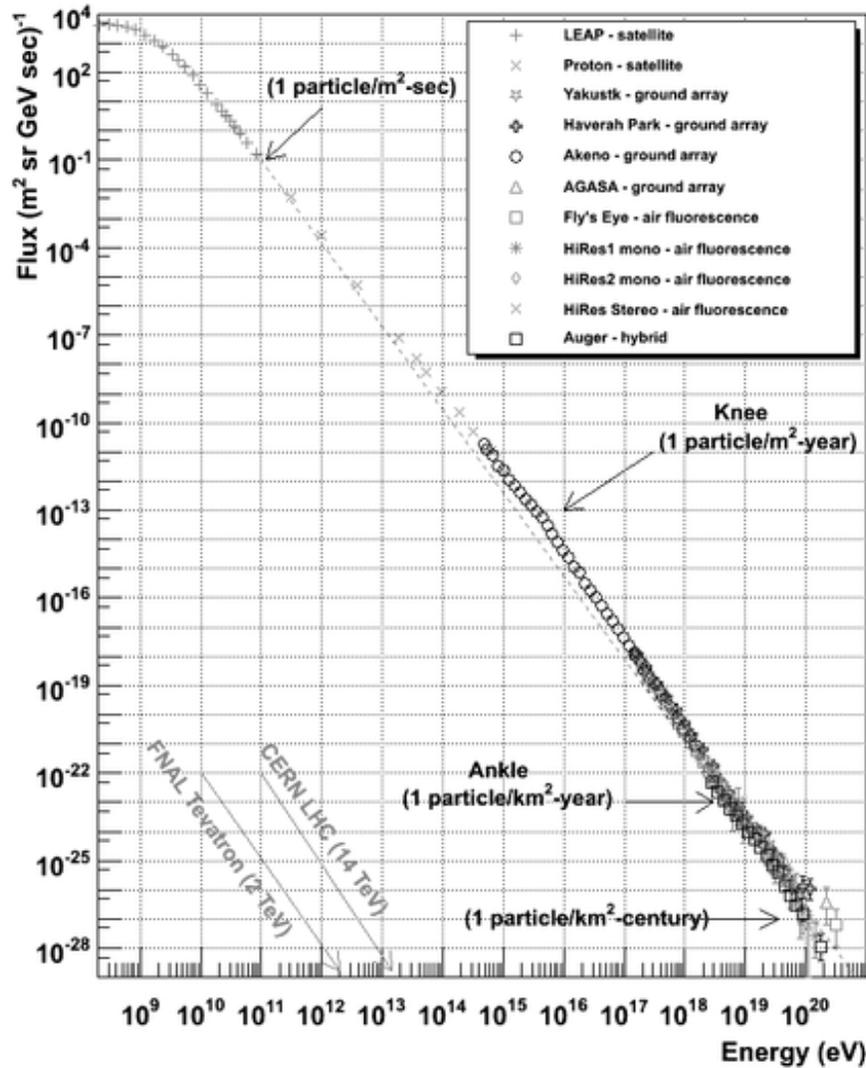


Figura 2.1 Espectro energético de los rayos cósmicos construido con los datos de varios experimentos (Hanlon, 2008). También se indican las energías máximas alcanzadas por los dos mayores aceleradores de partículas. La línea punteada representa el espectro E^{-3} .

Luego, los rayos cósmicos tienen dos tiempos de vida, tres millones de años en el disco y veinte millones en la galaxia. Pero, en cualquier caso, dado que dicho tiempo de vida es mucho menor que la edad de la galaxia, debe suceder que los rayos cósmicos son producidos constantemente en la galaxia, quizás por supernovas, más que fuera de ella. También hay que hacer notar que todos los rayos cósmicos observados han sido acelerados en tiempos “recientes”, es decir, su edad es mucho menor que la del universo.

Otra propiedad de los rayos cósmicos que procede de los procesos de los plasmas es su alto grado de isotropía. Como se sabe, el flujo de los rayos cósmicos es casi isotrópico en la Tierra, y, por el teorema de Liouville, se puede inferir que son isotrópicos en el espacio interestelar. El grado de isotropía observado es muy alto hasta energías de alrededor de 10^{19} eV; la variación de la intensidad en el marco de referencia del medio interestelar local es del orden de 10^{-4} .

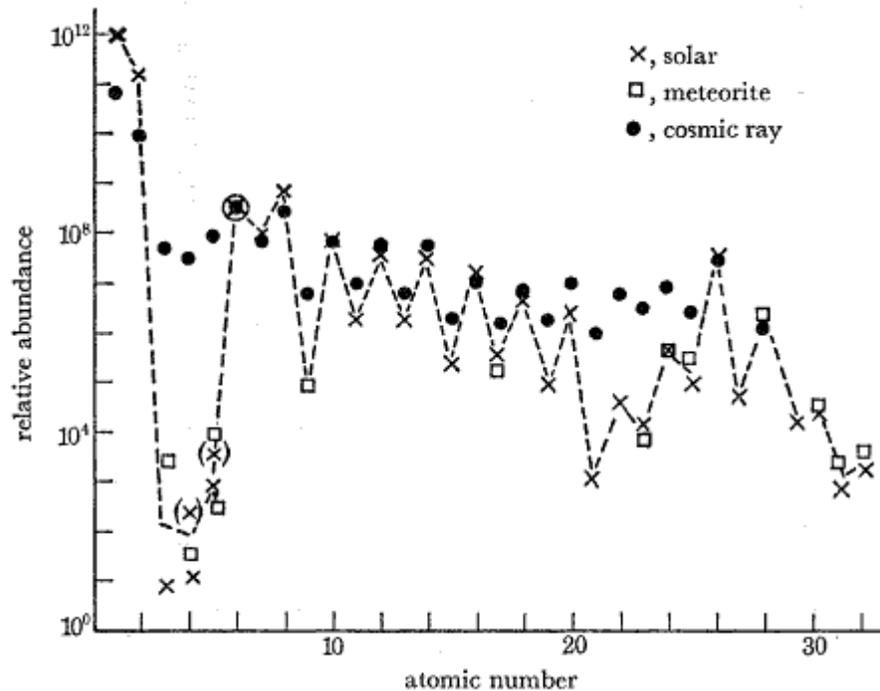


Figura 2.2 Comparación de las abundancias relativas de los elementos en los rayos cósmicos y las abundancias universales o solares (Longair, 1981).

2.2 Modulación solar

La fotosfera del Sol se encuentra a una temperatura de unos 6×10^3 °K, como se puede inferir de las líneas de absorción que se observan en el espectro solar. Sin embargo, más allá de las capas superficiales del Sol se observa que existe un gas de mayor temperatura: la corona solar. Las líneas de ella que se observan en el espectro muestran una excitación muy alta. Éstas se llaman *líneas coronales* y provienen de iones como el Fe XIII, Fe XIV, etc. El proceso de calentamiento de la corona es probablemente el transporte de energía por ondas de choque o hidromagnéticas provenientes de las capas superficiales del Sol.

La evidencia de que el viento solar afecta a la radiación cósmica observada se ilustra muy bien estudiando la correlación que existe entre el flujo de los rayos cósmicos y la actividad solar. El flujo de los rayos cósmicos se puede determinar desde la Tierra utilizando detectores que miden el flujo de neutrones o de muones. Los monitores de neutrones son particularmente apropiados para esta tarea.

En la Figura 2.3 se aprecia claramente cómo la actividad solar y el flujo de los rayos cósmicos están correlacionados (negativamente) y que la primera impide indirectamente que los segundos penetren hacia la Tierra. Este fenómeno se conoce como *modulación solar*.

Para que los rayos cósmicos (cargados eléctricamente) puedan penetrar hasta la Tierra desde el espacio interestelar, éstos deben seguir trayectorias helicoidales a lo largo de las líneas de fuerza del campo magnético interplanetario (ver Capítulo 4). Sin embargo, esto no explica de manera simple cómo es la correlación entre la actividad solar y la intensidad de la modulación solar del flujo de los rayos

cósmicos. Lo que sucede en realidad es que, aunque el campo magnético interplanetario posee un patrón espiral, existe una componente irregular superpuesta a éste. Esto provoca que las partículas sufran una dispersión en el ángulo de paso debido a estas irregularidades y, por tanto, se pueda aproximar su dinámica suponiéndolas como partículas que se dispersan a lo largo de las líneas del campo magnético con una cierta trayectoria libre media. Después de cierta distancia, las partículas se dispersan adquiriendo un ángulo grande que no se relaciona con el original. Esto es un proceso estocástico. La causa de la modulación solar es, pues, que mientras mayor sea la actividad solar, mayor será la densidad de energía de las irregularidades del viento solar y mientras menor sea la trayectoria libre media de las partículas, menor será el flujo de rayos cósmicos que alcanzan a la Tierra.

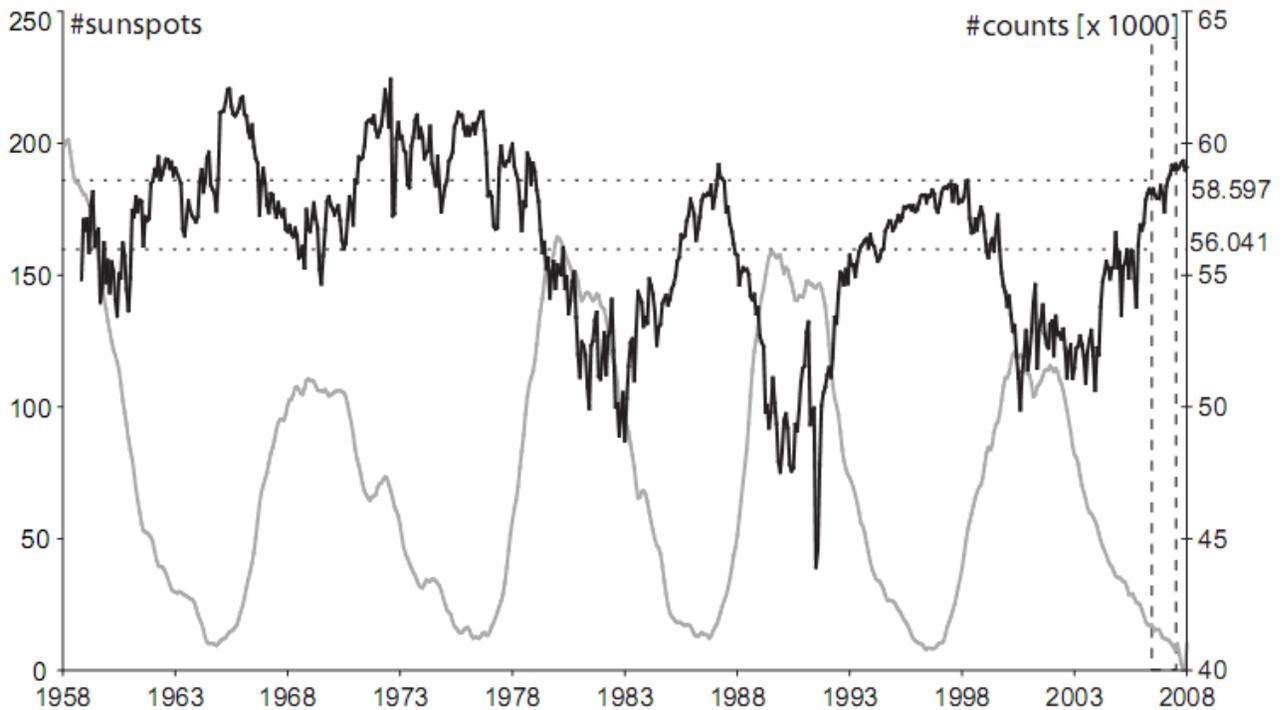


Figura 2.3 Anticorrelación entre el conteo del monitor de neutrones de Jungfrauoch (línea oscura) y el índice de manchas solares (línea clara), según Vermeesch *et al.* (2009).

2.3 Variaciones en la intensidad de la radiación cósmica relacionadas con la actividad solar

De todas las variaciones observadas en el flujo de los rayos cósmicos, hay tres de ellas que son de gran importancia y que se relacionan directamente con la actividad solar. Éstas son

- La variación diurna
- Los decrementos Forbush
- La variación de 11 años

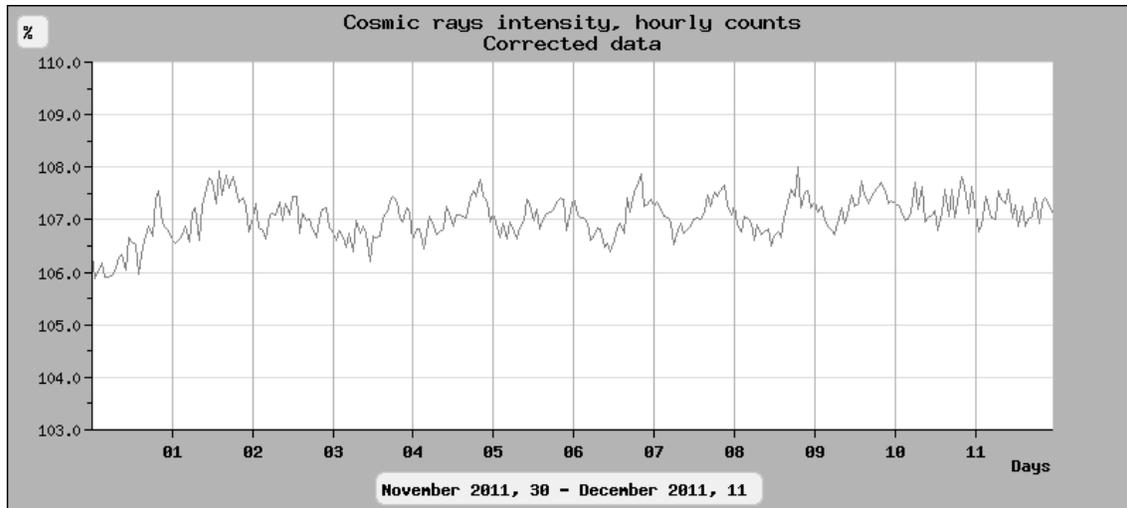


Figura 2.4 Ejemplo de los datos de la intensidad de los rayos cósmicos registrada por el Monitor de Neutrones de la Ciudad de México del 30 de noviembre al 11 de diciembre de 2011 en donde se aprecia la variación diurna.

2.3.1 Variación diurna

Si se hace una gráfica de la desviación porcentual de la intensidad de la radiación cósmica con respecto a la media diaria anual para un detector específico, se observa que ocurre un máximo alrededor de las 15 horas de tiempo local y un mínimo aproximadamente unas 10 horas antes (ver Figura 2.4). Después de efectuar las correcciones pertinentes para tomar en cuenta los efectos del campo magnético terrestre sobre las partículas cargadas de la radiación cósmica, se observa que el máximo ocurre en realidad alrededor de las 18 horas de tiempo local. Esto significa que de la dirección 90° al este de la línea Sol-Tierra llega el mayor flujo de partículas y que de la dirección opuesta llegará el menor flujo. Es decir, el flujo es diferente dependiendo de la dirección en la que apunte el detector particular. Sin embargo, se debe tomar en cuenta que dichas observaciones están hechas desde la superficie de la Tierra, la cual se mueve muy lentamente en comparación con la rotación del Sol. El campo magnético interplanetario gira sincrónicamente con el Sol, de manera que éste le imparte al haz de los rayos cósmicos un movimiento de unos cuantos kilómetros por segundo (Sandström, 1965). Observaciones recientes (Kóta, *et al.*, 2008) indican que la variación diurna solar, después de haber sido corregida por la anisotropía de Compton-Getting debida al movimiento orbital de la Tierra, presenta una variación significativa de un ciclo solar al otro.

2.3.2 Decrementos Forbush

Además de este tipo de variación, se observan regularmente los *decrementos Forbush*, los cuales son producidos por las ondas de choque que acompañan a las eyecciones solares o a las ráfagas. Este plasma rápido, mucho más que el viento solar, provoca una onda hidromagnética que impide el paso de los rayos cósmicos hacia la región que queda tras ella. En la Figura 2.5 se aprecia el decremento Forbush del 8 de marzo de 2012.

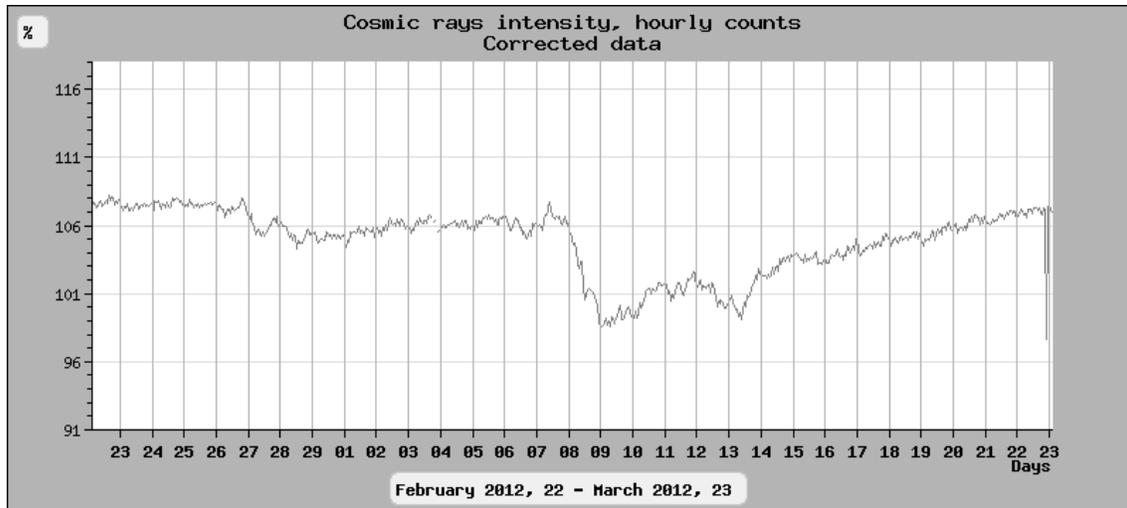


Figura 2.5 Decremento Forbush registrado por el Monitor de Neutrones de la Ciudad de México del 8 al 20 de marzo de 2012. La amplitud máxima alcanzó el 8%.

2.3.3 Variación de 11 años

Cuando la actividad solar se encuentra en el pico del ciclo de aproximadamente 11 años, el flujo de las partículas de energías bajas detectado en el tope de la atmósfera es menor, y el flujo es mayor cerca del mínimo del ciclo de actividad magnética solar. Durante el máximo de actividad solar, se transportan campos magnéticos de mayor intensidad hacia afuera del Sol por el viento solar, desviando un número mayor de partículas. En los períodos de menor actividad, las partículas de la radiación cósmica ven disminuida esta barrera y pueden alcanzar mejor el interior de la heliósfera y, en particular, las proximidades de la Tierra. Los datos de la red mundial de monitores de neutrones se han usado para estudiar las características de las variaciones de intensidad del espectro de las energías de los rayos cósmicos galácticos para ciclos magnéticos solares diferentes. Los cambios temporales del espectro del máximo al mínimo de actividad solar indican redistribuciones radicales de las fluctuaciones del campo magnético interplanetario, siendo ésta una de las razones principales de la variación de 11 años observada en la intensidad de los rayos cósmicos (Siluszyk *et al.*, 2005).

Capítulo 3: Los rayos cósmicos solares

3.1 El Sol como fuente de rayos cósmicos

Las ráfagas solares impulsivas además de radiación electromagnética, pueden arrojar protones, neutrones y electrones hacia el espacio interplanetario con energías hasta de un millón de veces las que se observan en el viento solar. Dichos protones alcanzan energías del orden de 1 GeV, mientras que los electrones alcanzan unos 100 MeV. En comparación, un protón del viento solar moviéndose a una velocidad de 5×10^5 m/s tiene una energía cinética de alrededor de 1 keV (Lang, 2001).

Las ráfagas en el Sol y en otras estrellas son importantes en la astrofísica porque se originan en interacciones desequilibradas entre el campo magnético y el plasma en lugar de procesos gravitacionales, termonucleares o radiativos cercanos al equilibrio. Una ráfaga puede definirse como una liberación súbita de energía magnética que produce aceleración de partículas y radiación electromagnética (Miroshnichenko y Pérez-Peraza, 2008). Las ráfagas solares liberan una porción considerable de su energía (cerca del 10%) en la forma de partículas de alta energía, las cuales reciben el nombre de *rayos cósmicos solares*, las cuales son en su mayoría protones en el rango de energías de 1 MeV a 10 GeV. Estas partículas se observan en la zona de la órbita terrestre como *eventos de partículas solares*. Los rayos cósmicos solares, como se verá más adelante, tienen características espectrales y abundancias químicas diferentes de las de los rayos cósmicos galácticos. En general, la liberación de energía en los fenómenos energéticos solares ocurre parcialmente en la forma de radiación electromagnética, como rayos X, otra parte en la energía cinética de la *eyecta* o material eyectado, y otra parte en la forma de partículas energéticas.

Históricamente, los eventos en los que se han observado rayos cósmicos solares han recibido nombres como: *eventos de rayos cósmicos solares*, *eventos de protones solares*, *eventos de partículas energéticas solares*, *intensificaciones a nivel del suelo (Ground Level Enhancements, GLE's)* y *eventos de absorción en el casquete polar (Polar Cap Absorption)*, dependiendo de cómo y dónde han sido observados.

Actualmente se acepta que muchos eventos de rayos cósmicos solares están asociados con eyecciones solares rápidas que producen ondas de choque y pueden ser una fuente significativa de los iones presentes en el espacio interplanetario. También existe evidencia convincente de que tanto las eyecciones como las ráfagas son productos de procesos de reconexión magnética, los cuales ocurren en regiones activas con una gran complejidad magnética (Reames, 1999). Los rayos cósmicos solares permiten estudiar la magnitud, la estructura y la dinámica de los campos magnéticos en la vecindad del Sol. Algunos resultados de la investigación sobre los mismos pueden ser muy útiles para la teoría de la aceleración de partículas y la física de plasmas (Reames, 1999; Miroshnichenko, 2001).

3.2 Detección y datos

Gracias a las mediciones hechas con satélites, ha sido posible observar partículas solares en la vecindad de la órbita terrestre con energías a partir de 0.5 MeV/nucleón y se ha podido concluir con

ello que el Sol es una fuente permanente de partículas con energías de aproximadamente 1 MeV (ver, por ejemplo, Wilkinson (1992)).

Las primeras observaciones de partículas solares se basaban en la medición de partículas secundarias producidas en las capas altas de la atmósfera terrestre. Los detectores utilizados entonces respondían a protones primarios con energías mayores que 4 GeV. En los años 50's, el desarrollo de los monitores de neutrones disminuyó el umbral de detección hasta unos 450 MeV para protones primarios (Simpson, 1957). Posteriormente, se desarrollaron detectores para medir la radiación primaria desde globos y, finalmente, desde satélites. A finales de los años 50 se inventó el *riómetro*, que es un instrumento para medir la opacidad de la ionósfera en las frecuencias de radio. Se realizaron muchos experimentos y mediciones con estos instrumentos, pues su sensibilidad era comparable a la de los primeros instrumentos a bordo de satélites. De hecho, la mayoría de los datos disponibles sobre el flujo de partículas solares para el ciclo solar número 19 (1955-1965) se obtuvieron con riómetros situados en las regiones polares (Dorman, 1957; Dodson, *et al.*, 1975).

A partir de los 80's, se han añadido los datos de detectores de gran tamaño, los cuales, en principio, no fueron construidos para realizar estudios solares, pero han probado ser sensibles a los efectos de algunos fenómenos solares. Estas observaciones permiten avanzar en el rango de energías superiores a los 10 GeV y con ello entender mejor la potencialidad de los aceleradores solares (Miroshnichenko, 2004). Normalmente se considera que el inicio de las observaciones a nivel de tierra de rayos cósmicos solares se dio a partir del evento GLE del 28 de febrero de 1942. Desde entonces se han registrado setenta de ellos, habiendo ocurrido el último el 13 de diciembre de 2006 (Miroshnichenko y Pérez-Peraza, 2008; Tabla A2.1). Estos eventos caracterizan sólo una parte del espectro de los rayos cósmicos solares, que es la de las partículas con energía cinética E superior a 433 MeV/nucleón o rigidez magnética R superior a 1 GV. Si la energía de los protones primarios es menor que 500 MeV ($R < 0.44$ GV), los monitores de neutrones situados sobre la superficie terrestre no responden a ellos debido a la absorción atmosférica de los neutrones; la respuesta máxima de los monitores de neutrones suele estar entre 1 y 5 GV (Clem y Dorman, 2000).

En la Tabla A2.1 del Apéndice 2 se presenta una lista de los setenta y un GLE's ocurridos hasta ahora. Existen varios catálogos de eventos de protones solares (Akinyan, *et al.*, 1983; Bazilevskaya *et al.*, 1990; Dodson *et al.*, 1975; Sladkova *et al.*, 1998), pero ninguno cubre la totalidad de los eventos.

3.3 Clasificación de los eventos de partículas energéticas solares

Las partículas energéticas solares que se observan cerca de la órbita de la Tierra presentan una gran variedad en sus espectros de energía, intensidades, abundancias elementales, estados de carga y otras propiedades, lo cual genera dificultades en el análisis y clasificación de tales eventos.

Una manera de clasificar los eventos de partículas solares consiste en tomar en cuenta la duración del estallido de rayos X suaves en la ráfaga que dio origen al flujo de partículas. Inicialmente, se llamaron *impulsivos (graduales)* los eventos en donde la emisión de rayos X suaves era menor (mayor) de una hora. Sin embargo, después quedó demostrado que la mera duración de la emisión en rayos X sólo constituye una distinción estadística algo burda de los procesos de aceleración subyacentes. Esto sugirió la idea de clasificar a los eventos como impulsivos o graduales de acuerdo a esta última

propiedad (Reames, 1996), pero se encontró al mismo tiempo que existen eventos que presentan ambas características (Cliver, 1996). También se han observado eventos híbridos en donde no es posible hacer una distinción entre evento impulsivo y gradual y que contienen partículas aceleradas tanto por las ráfagas como por choques impulsados por eyecciones solares (eyecciones coronales de masa); ver (Cliver, 1996).

Tabla 3.1 Clasificación de los eventos de protones solares de acuerdo con su fluencia

Nombre	Símbolo	Intervalo de fluencia [10^4 partículas/m ²]	Valor medio [10^4 partículas/m ²]
Pequeño (<i>small</i>)	S	$< 2.0 \times 10^6$	5.5×10^5
Mediano (<i>medium</i>)	M	$2.0 \times 10^6 - 3.3 \times 10^7$	8.6×10^6
Grande (<i>large</i>)	L	$3.3 \times 10^7 - 5.2 \times 10^8$	1.05×10^8
Muy grande (<i>very large</i>)	VL	$5.2 \times 10^8 - 8.0 \times 10^9$	1.34×10^9
Extremadamente grande (<i>extremely large</i>)	EL	$> 8.0 \times 10^9$	3.3×10^{10}

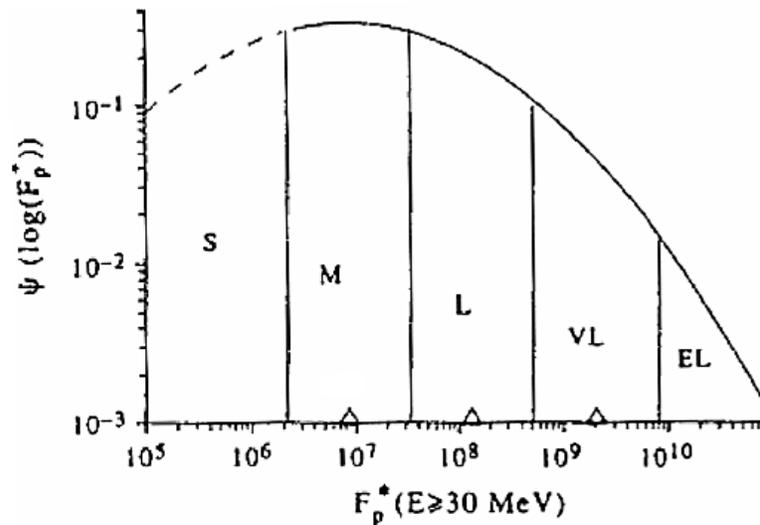


Figura 3.1 Distribución de la fluencia de los protones en los eventos de partículas energéticas solares y clasificación de los mismos (Nymmik, 1996).

Los eventos de protones también se pueden clasificar en términos de su *fluencia*, es decir, el flujo integrado del evento en unidades de m^{-2} o $\text{protón}\cdot\text{m}^{-2}$. Uno de tales sistemas (Nymmik, 1996) propone la separación de los eventos de partículas solares en varios grupos de acuerdo con la fluencia F_s de protones con energías mayores que 30 MeV. La clasificación de dichos grupos aparece en la Tabla 3.1. La función de distribución junto con la clasificación propuesta aparece en la Figura 3.1. Debe tomarse en cuenta que no existe consenso acerca de este modelo para la función de distribución de la fluencia ni sobre la clasificación de los eventos de partículas energéticas solares (Miroshnichenko y Pérez-Peraza, 2008, y referencias ahí contenidas).

Tabla 3.2 Mayores eventos de protones solares de 1942 a 2005

Fecha	Ráfaga	Energía [MeV]	Flujo [$10^4 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$]
19 noviembre 1949	3+ / -	>435	4.1×10^2
23 febrero 1956	3+ / -	>435	2.5×10^2
15 julio 1959	3+ / -	>88	2.4×10^2
12 noviembre 1960	3+ / -	>10	2.1×10^4
15 noviembre 1960	3+ / -	>10	2.1×10^4
12 julio 1961	3 / -	>10	2.5×10^4
18 julio 1961	3+ / -	>10	6.3×10^3
4 agosto 1972	3B / X5	>25	1.0×10^4
9 julio 1982	3B / X9.8	>10	5.8×10^3
12 agosto 1989	2B / X2	>10	6.6×10^3
29 septiembre 1989	- / X9.8	>10	3.2×10^3
	La misma	>600	1.5×10^0
19 octubre 1989	3B / X13 Primer máximo	>10	2.9×10^3
20 octubre 1989	Segundo máximo	>10 >25	4.0×10^4 2.2×10^4
22 octubre 1989	1N / X2.9	>10	5.7×10^3
24 octubre 1989	2N / X5.7	>10	3.3×10^3
30 noviembre 1989	3B / X2	>10	4.4×10^3
22 marzo 1991	3B / X9	>10	5.0×10^4
11 junio 1991	3B / X12	>10	8.0×10^3
15 junio 1991	3B / X12	>10	1.2×10^3
7 julio 1991	2B / X1	>10	2.0×10^3
8 mayo 1992	4B / M7	>10	4.5×10^3
30 octubre 1992	2B / X1	>10	1.4×10^4
2 noviembre 1992	2B / X9	>10	1.8×10^3
20 febrero 1994	3B / M4	>10	7.0×10^3
6 noviembre 1997	2B / X9	>10	5.0×10^2
14 julio 2000	3B / X5	>10	2.2×10^4
15 abril 2001	2B / X14	>10	7.8×10^2
28 octubre 2003	4B / X17	>10	3.0×10^4
2 noviembre 2003	2B / X8.3	>10	1.6×10^3
20 enero 2005	2B / X7.1	>10	1.9×10^3

3.4 Rayos cósmicos solares de rigidez alta

Los flujos de protones relativistas, como los de los eventos del 23 de febrero de 1956 o el 29 de septiembre de 1989, por ejemplo, se usan como evaluadores de las capacidades extremas de los aceleradores solares (Vashenyuk *et al.*, 1993; Miroshnichenko, 1994). Se considera que una partícula es relativista cuando su energía cinética es comparable o mayor que su energía en reposo, dada por la expresión mc^2 ; para el caso del protón, lo anterior se cumple cuando su energía es mayor o igual que aproximadamente 1 GeV.

En la Tabla 3.2 se presenta una síntesis de los eventos con las mayores intensidades de protones ocurridos desde 1942 hasta 2005 (Miroshnichenko y Pérez-Peraza, 2008, y referencias ahí contenidas). Se seleccionaron las intensidades máximas en el flujo de protones, obtenidas para todos los intervalos de energía con varios métodos de observación sobre la superficie de la Tierra, la estratósfera, ionósfera y el ambiente espacial cercano a la Tierra.

Los tres primeros eventos GLE (23 de febrero de 1942, 7 de marzo de 1942, 25 de julio de 1946) solamente se pudieron detectar utilizando cámaras de ionización; el del 19 de noviembre de 1949 fue el primero registrado por un monitor de neutrones. El evento GLE 42 (29 de septiembre de 1989) ha sido usado como referencia para clasificar a los demás eventos más energéticos debido a la gran cantidad de datos que existen sobre él, aunque en la Tabla 3.3 sólo ocupa la cuarta posición de acuerdo los incrementos porcentuales máximos registrados por los monitores de neutrones (Smart y Shea, 1991); de acuerdo a este criterio, el evento más intenso registrado hasta ahora es el evento del 23 de febrero de 1956 (GLE 5), aunque el mismo no se toma como referencia debido a que en aquel entonces no existía una uniformidad en los detectores, la cual se consiguió con la introducción de los instrumentos IGY del programa *International Geophysical Year* en 1957 y NM-64 del *International Quiet Sun Year* en 1964.

Tabla 3.3 Incrementos porcentuales de los GLE's más intensos de 1942 a la fecha

Posición	Fecha	Cámara de ionización [%]	Telescopio de muones [%]	Monitor de neutrones [%]
1	23 febrero 1956	300	280	4554 (15 min.)
2	20 enero 2005	-	?	4527.4 (1 min.)
3	29 noviembre 1949	41	70	563
4	29 septiembre 1989	-	41	373
5	25 julio 1946	20	-	-
6	28 febrero 1942	15	-	-
7	7 marzo 1942	14	-	-

3.5 Límite superior del espectro de los rayos cósmicos solares

Basado en una selección muy extensa de eventos de protones (Tabla 3.2), L. Miroshnichenko ha propuesto un modelo empírico para el límite superior del espectro de dichos eventos solares, el cual se representa en la Figura 3.2 (Miroshnichenko, 2001, 2004). Todos los puntos de este modelo están situados alrededor de un orden de magnitud arriba de la mayor intensidad integral de protones observada o estimada, según el caso, en cada umbral de energía. En la esquina inferior derecha de la gráfica aparece la intensidad absoluta estimada de los protones registrados por el experimento BUST (*Baksan Underground Scintillation Telescope*), ubicado en Rusia (43.3° N, 42.7°E) durante el evento del 29 de septiembre de 1989. También se muestra el espectro integral de los rayos cósmicos galácticos arriba de 10^9 eV (línea punteada). Este espectro límite puede ser ajustado con una ley de potencia cuyo exponente depende de la energía de los protones, a saber, $\gamma = \gamma_0 E^\alpha$, donde $\alpha = 1.0$ para $E \approx 1$ MeV. Los demás parámetros de este espectro límite se presentan en la Tabla 3.4. Las incertidumbres de los valores de los exponentes se estiman entre ± 0.2 y ± 0.5 para energías por debajo de 10^9 eV y por encima de 10^{10} eV, respectivamente. Este factor de 10 fue escogido para poder calibrar

los intervalos de incertidumbre de los valores medidos o estimados de la intensidad de los protones. Esta aproximación empírica del límite superior del espectro está lejos de ser definitiva y resulta aún insuficiente para su aplicación directa. Sin embargo, la misma muestra claramente que deben esperarse ciertos límites en las intensidades extremas que se observen en las partículas energéticas solares cerca de la órbita de la Tierra.

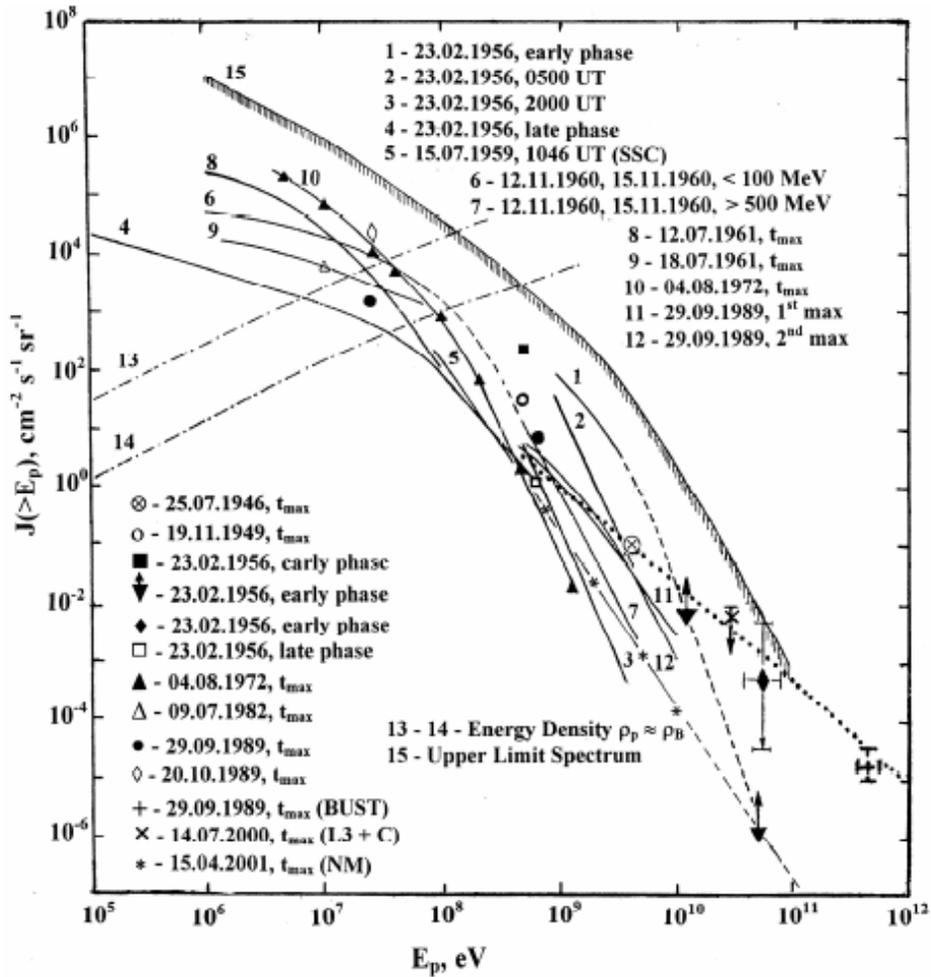


Figura 3.2 Espectro integral de las energías de los protones solares para los mayores eventos observados cerca de la Tierra durante los ciclos solares 18 a 23 (Miroshnichenko, 2003).

Tabla 3.4 Parámetros del límite superior del espectro de los rayos cósmicos solares

Energía [eV]	$>10^6$	$>10^7$	10^8	$>10^9$	$>10^{10}$	$>10^{11}$
Exponente γ	1.0	1.45	1.65	2.2	3.6	>4.0
Flujo ($>E_p$) [$10^4 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$]	10^7	10^6	3.5×10^4	8×10^2	1.2×10^0	7×10^{-4}

La Figura 3.3 muestra los espectros de fluencia observados para algunos de los mayores eventos de partículas solares de los últimos sesenta años, incluyendo el del 20 de enero de 2005 (evento número 69). En el panel izquierdo se indican los límites superiores estimados para dichos espectros. Ahí se

observa claramente que el espectro de fluencia decrece de manera ligera para fluencias grandes y que el límite superior de la fluencia propuesto para los protones de energías por encima de 10 MeV y 30 MeV es de 3×10^7 y 10^6 m^{-2} , respectivamente. También, se observa que cuatro de los seis espectros presentados en el panel derecho tienen formas muy semejantes, presentando un quiebre muy evidente en el intervalo de 10 a 100 MeV; sólo los correspondientes a los eventos de febrero de 1956 y enero de 2005 se distinguen por sus espectros mucho más duros. Esta diferencia pudiera indicar la ocurrencia de mecanismos de aceleración diferentes o incluso de varios de ellos en los eventos mencionados.

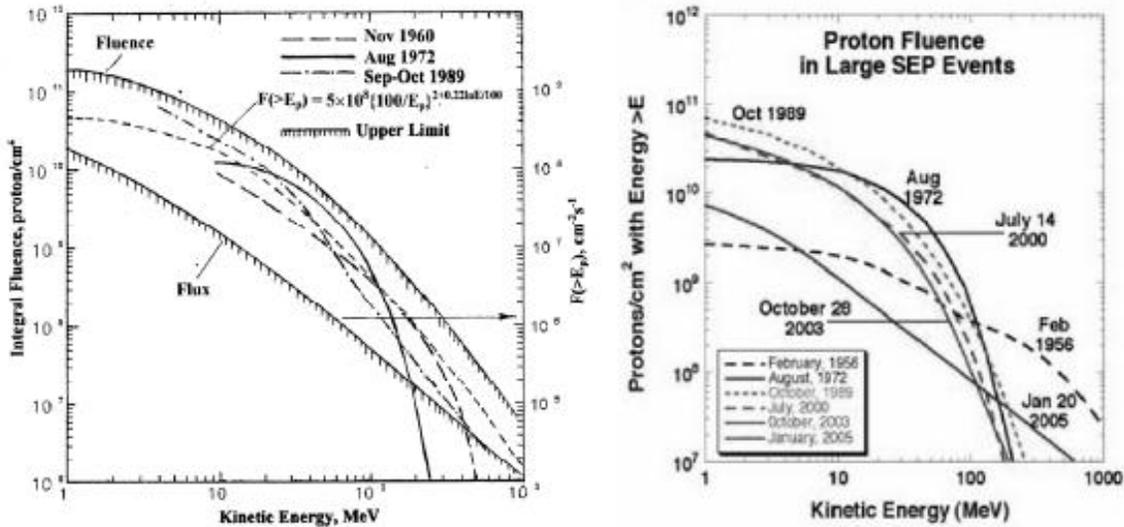


Figura 3.3 Izquierda: espectro superior y fluencia como funciones de la energía cinética para varios eventos de protones solares de 1960 a 1989. La línea achurada muestra la integral del límite superior del espectro. Derecha: espectros de la fluencia para los eventos de partículas solares más intensos de los últimos sesenta años (Miroshnichenko y Pérez-Peraza, 2008).

3.6 Rigidez máxima de las partículas energéticas solares

Las partículas relativistas solares tienen un interés especial para entender la capacidad máxima de los aceleradores solares. Para su estudio, es conveniente plantear las preguntas siguientes (Miroshnichenko y Pérez-Peraza, 2008). Estas preguntas se pueden hacer tanto para los iones y neutrones como para los electrones.

- (1) ¿Hasta cuáles energías o rigideces son aceleradas las partículas?
- (2) ¿Qué tan rápidamente (dE/dt) alcanzan las partículas dichas energías?
- (3) ¿Cuántas partículas son aceleradas por unidad de tiempo (dN/dt)?

Mientras que el umbral en las energías bajas del espectro de los rayos cósmicos solares parece estar condicionado por procesos microscópicos durante las ráfagas solares, para el umbral superior la estructura, extensión y dinámica de los campos magnéticos coronales (Pérez-Peraza *et al.*, 1992; Livinenko y Somov, 1995) los parámetros de los choques producidos por las eyecciones solares (Cliver *et al.*, 1993) son los determinantes. La rigidez máxima, R_m , es uno de los parámetros decisivos para probar los diferentes modelos de aceleración de partículas solares. Por ejemplo, en uno de los primeros intentos en este sentido, donde el umbral máximo quedaba determinado en la fuente mediante un proceso de aceleración estocástica, aquél fue estimado en $E_m \approx 15.1 \text{ GeV}$ (Pérez-Peraza, 1975).

Las posibilidades para el descubrimiento observacional de dicho umbral superior están limitadas por los errores estadísticos en las mediciones de la radiación galáctica de fondo, la eficiencia de los detectores y el flujo anisotrópico de los protones relativistas solares (Miroshnichenko, 2004). Por ejemplo, las observaciones hechas con monitores de neutrones en la superficie terrestre permitieron estimar una rigidez máxima de 20.0 (+10 / -4) GV para el evento de febrero de 1956 (Heritschi *et al.*, 1976), mientras que, de los datos obtenidos con ciertos detectores de muones, Sarabhai (1956) concluye que se registraron partículas con energías de 35 a 67.5 GeV durante la etapa inicial del mismo evento.

Las observaciones hechas con detectores de muones dirigidos hacia el Sol permiten avanzar hasta el intervalo de 100 a 200 GeV. Sin embargo, aunque algunos autores, a partir de los datos un detector subterráneo, han reportado incrementos en la intensidad de los muones secundarios los cuales pudieran estar relacionados con ráfagas solares y con lo cual se probaría la posibilidad de que partículas solares llegaran a acelerarse hasta una energía de 200 GeV, dichas observaciones no parecen estadísticamente confiables (Sarabhai, 1956).

El interés en este tipo de estudios se incrementó a partir de que se presentó el primer registro confiable de una detección subterránea de una ráfaga solar. Esto ocurrió el 29 de septiembre de 1989. Las estimaciones para el umbral máximo de energía de los protones de este evento varían desde 20 GeV hasta más de 100 GeV. Se observaron incrementos con los detectores subterráneos BUST (Alexeyev, 1992) y Embudo Cave (Swinson y Shea, 1990; Krymsky, 2002).

La precisión estadística de los monitores de neutrones modernos es de aproximadamente 0.15 % para los datos horarios y de 0.5 % para los de cinco minutos. El ancho real de la distribución de los valores horarios bajo condiciones geomagnéticas quietas excede el ancho de la distribución de Poisson por un factor de aproximadamente 1.5. Esto significa que la exactitud de la determinación del umbral máximo de energía está limitado de manera significativa por la sensibilidad de los monitores de neutrones hacia los flujos mínimos medibles de rayos cósmicos solares cerca del umbral de 500 MeV (Clem y Dorman, 2000). Dicha sensibilidad es inferior a los mejores valores obtenidos en el medio interplanetario, donde para los mismos índices espectrales los flujos medidos con $E_p = 10 - 400$ MeV son de unos $10 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ (Ellison y Ramaty, 1985). Por tanto, la ausencia de un incremento en el conteo de los monitores de neutrones no necesariamente indica la presencia de una cota superior para la energía de los rayos cósmicos solares en el intervalo de 500 a 1000 MeV.

Aunque varios autores (Bazilevskaya y Makhmutov, 1988; Nagashima *et al.*, 1991) han llegado a la conclusión de que la pendiente del espectro de los GLE's es independiente de la fase del ciclo solar, la cuestión del origen y naturaleza de la rigidez máxima de las partículas solares permanece abierta.

3.7 Posibles escenarios de aceleración

El evento del 29 de septiembre de 1989 se ha convertido en uno de importancia primordial debido a sus efectos subterráneos y a que constituye una prueba decisiva para los modelos de aceleración. Las características principales de este evento son susceptibles de interpretaciones variadas. Al menos tres escenarios han sido propuestos: (1) aceleración por un choque provocado por una eyección solar; (2) aceleración posteruptiva en la corona; y (3) aceleración combinada de dos fuentes.

La primera opción es atractiva por su simplicidad: las partículas que se aceleran sobre líneas abiertas del campo magnético pueden escapar y ser observadas cerca de la Tierra o bien precipitarse hacia la fotosfera y producir emisión de rayos γ . Sin embargo, todavía no se ha explicado cómo un choque puede acelerar protones a energías mayores que 20 GeV de manera eficiente (Cliver *et al.*, 1993).

En el segundo escenario, una eyección solar grande se propaga a través de la corona y perturba intensamente el campo magnético coronal en una región extensa. Después del paso de la eyección, el campo perturbado se relaja hacia su estado inicial por medio de la reconexión magnética en una sábana de corrientes casi vertical. Esta parece ser una fuente efectiva de aceleración prolongada de partículas (Chertok, 1995; Akimov, 1996; Martens y Kuin, 1989; Litvinenko y Somov, 1995).

Finalmente, existe evidencia de dos fuentes separadas, es decir, de dos componentes de partículas energéticas en el evento del 29 de septiembre de 1989; la primera de éstas se denomina *prompt component* (PC) y la segunda *delayed component* (DC); (Vashenyuk *et al.*, 1993, 2005; Miroshnichenko *et al.*, 1996; Miroshnichenko, 1997). La *prompt component* se caracteriza, principalmente, por su duración más corta y su espectro más duro, mientras que la *delayed component* suele tener una duración más prolongada y un espectro más blando (Miroshnichenko, 2001).

3.8 La energía de las ráfagas y de los rayos cósmicos solares

El estudio de las energías de los rayos cósmicos solares comprende, al menos, tres aspectos: (1) la energía total de las partículas aceleradas W_a y su contribución relativa a la energía de la ráfaga W_r , así como la relación $\delta = W_a / W_r$; (2) las variaciones en el número de las partículas aceleradas $N_a(> E)$ y de la cantidad δ con la energía total de la partícula; y (3) las variaciones de la productividad de protones por parte del Sol o la liberación de energía en forma de rayos cósmicos solares debida a cambios en el nivel de actividad solar. En la Tabla 3.7 se resumen algunas propiedades extremas de los iones y electrones energéticos derivadas de muchas observaciones; estos valores no están libres de controversia, debido a que ellos dependen del modelo utilizado para interpretar los datos (Miroshnichenko y Pérez-Peraza, 2008).

Tabla 3.7 Algunas propiedades de las partículas de los eventos solares extremos

	Electrones	Iones
Número de partículas, (energía)	10^{41} (> 20 keV)	3×10^{27} ($> 30\,000$ keV)
	10^{37} (> 100 keV)	$\sim 10^{25}$ ($> 300\,000$ keV)
	5×10^{34} (> 300 keV)	6×10^{25} ($> 500\,000$ keV)
Tiempo de producción [s]	10^{-2}	> 1
Duración [s]	> 10	> 60
Energía total [Joules], (energía)	10^{27} (> 20 keV)	10^{23} ($> 30\,000$ keV)
	10^{22} (> 100 keV)	3×10^{21} ($> 300\,000$ keV)
	10^{21} (> 300 keV)	5×10^{22} ($> 500\,000$ keV)
Potencia [Joules s^{-1}], (energía)	10^{25} (> 20 keV)	2×10^{21} ($> 30\,000$ keV)
		$< 5 \times 10^{21}$ ($> 500\,000$ keV)

Las ráfagas y las eyecciones solares son los eventos más potentes en el sistema solar; en decenas de minutos pueden convertir hasta unos 10^{25} J de energía magnética en partículas aceleradas, plasma caliente, y material solar eyectado. Mientras el orden de magnitud de esta energía total no está mucho en duda, su partición entre las componentes de la ráfaga y la eyección todavía no se ha podido evaluar de una manera confiable en general.

3.9 Rayos γ y neutrones en las ráfagas solares

Los neutrones solares se producen por interacciones entre iones acelerados y la atmósfera solar, principalmente a través de las colisiones α -p, α - α y también p-p para las energías más altas. La observación directa de dichos iones acelerados aportaría información acerca del mecanismo de aceleración de los mismos; sin embargo, las trayectorias de éstos son desviadas por el campo magnético interplanetario y son dispersados por las ondas y turbulencias presentes en el viento solar, además de que no todos alcanzan a escapar del Sol pues son atrapados por las líneas cerradas del campo magnético en el sitio de la ráfaga en donde se originaron. Como resultado de lo anterior, parte de la información acerca del tiempo de producción y del espectro original de los iones no es conservada por aquéllos que llegan a las inmediaciones de la Tierra. En contraste, las partículas neutras pueden viajar directamente desde el sitio de producción a través del medio interplanetario sin perder sus propiedades originales ni la firma de su tiempo de producción, la cual está relacionada con el tiempo de aceleración de los iones.

Los neutrones de energía baja pueden ser detectados en el espacio, mientras que los de energía alta se pueden observar en la superficie de la Tierra. Mediante la detección simultánea de neutrones solares desde el espacio y sobre la superficie puede determinarse un espectro de energías muy amplio, el cual debe ser el mismo que el de los iones acelerados en la superficie del Sol.

Como ya se dijo más arriba, una de las manifestaciones más claras de las reacciones nucleares que ocurren en las regiones donde se producen las ráfagas solares es la emisión solar de rayos gama y neutrones generada por iones acelerados que interactúan con la atmósfera solar. Las componentes principales de la emisión en rayos gama son: (1) *Bremsstrahlung* de electrones, la cual domina en las energías menores que 1 MeV y de 10 a 50 MeV; (2) las líneas nucleares de los rayos gama, aproximadamente entre 1 y 10 MeV; y (3) la emisión por el decaimiento de piones (> 50 MeV). Los experimentos a bordo de varios satélites han permitido la adquisición de una gran cantidad de datos de rayos gama solares en intervalos de energías muy diferentes; en particular, en la línea de aniquilación de los pares electrón-positrón de 0.511 MeV, la línea de captura de neutrones de 2.223 MeV, las líneas nucleares entre 4 – 7 MeV, y la emisión por decaimiento de piones arriba de los 50 MeV. Hay evidencia de producción de rayos gama en el Sol con energías mayores que 1 GeV (Chupp, 1996; Share y Murphy, 2000; Murphy y Share, 2005).

Los primeros neutrones solares se registraron el 21 de junio de 1980 por la sonda GRS/SMM, mientras que la primera detección en Tierra se hizo el 3 de junio de 1982, (Chupp, 1996). Cinco eventos de neutrones solares asociados con ráfagas fueron detectados por monitores de neutrones terrestres con incrementos de más de 5σ durante el ciclo solar número 23. Otros cinco eventos fueron detectados de esa forma en ciclos anteriores (Miroshnichenko y Pérez-Peraza, 2008). En la Figura 3.4 se muestra el evento del 24 de mayo de 1990, que es el más intenso de los observados en la superficie terrestre hasta

ahora y el primero en el cual la observación de neutrones precedió a los protones; el espectro de la producción de los mismos puede ser ajustado con una ley de potencia con exponente $\gamma = -2.9$, la cual es consistente con un modelo impulsivo.

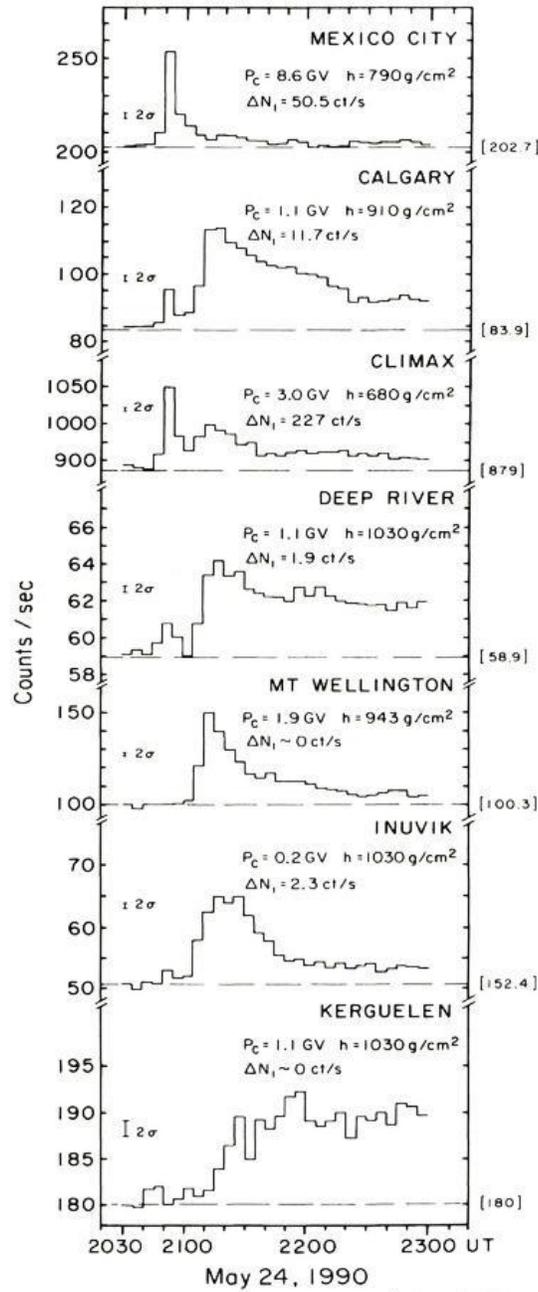


Figura 3.4 Evento de neutrones solares del 24 de mayo de 1990. Las señales de las diversas estaciones que registraron el evento están ordenadas por la profundidad atmosférica atravesada por los neutrones en el momento de la observación (Valdés-Galicia *et al.*, 2009).

Las estadísticas hechas por L.I. Miroshnichenko y J.A. Pérez Peraza muestran que (1) los índices espectrales γ de los neutrones solares varían entre 3 y 5, siendo el índice de protones correspondiente más suave en alrededor de una unidad; (2) el número de protones acelerados cae entre 10^{30} y 10^{33} , es decir, de 100 a 1000 veces más que el número de neutrones; (3) no hay correlación entre la longitud de

las ráfagas solares y los eventos de neutrones; (4) la clase de la ráfaga no es el indicador principal de la magnitud de la aceleración (Miroshnichenko y Pérez-Peraza, 2008).

Una síntesis de los índices espectrales determinados para los eventos de neutrones solares observados por monitores de neutrones realizado por Watanabe *et al.* (2005) se muestra en la Figura 3.5. El resultado más relevante de dichos estudios es que ambos espectros, de los neutrones y de los protones, tienden a ser bien ajustados por leyes de potencia de la forma $J = KP^{-\gamma}$, donde J representa al flujo, K es una constante, P es la rigidez y γ es el *índice espectral*, como lo predicen los modelos de aceleración en choques.

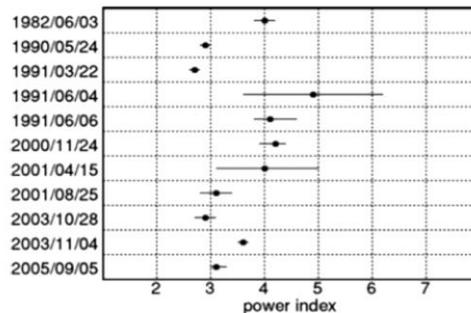


Figura 3.5 Índices espectrales estimados para eventos de neutrones solares detectados por monitores de neutrones en el intervalo de energías de 70 a 700 MeV (Watanabe *et al.*, 2005).

A pesar de la estabilidad y gran sensibilidad de los monitores de neutrones, éstos no son ideales para detectar neutrones solares debido a su respuesta lenta y a que no poseen resolución energética ni direccional (Efimov y Terekhov, 1988; Debrunner *et al.*, 1989; Shibata, 1994). Para superar estas limitaciones, la Universidad de Nagoya, Japón, desarrolló un nuevo tipo de detector de neutrones, llamado Telescopio de Neutrones Solares (TNS). El primer prototipo de este instrumento pudo detectar neutrones provenientes de una ráfaga solar el 4 de junio de 1991 (Muraki *et al.*, 1992). A partir de entonces se ha ido construyendo una red mundial de TNS's (Flükiger *et al.*, 1998). Hasta este momento se han instalado siete de ellos en diversos puntos del globo, incluido el que se encuentra instalado y operando desde el año 2005 en la cumbre del volcán Sierra Negra, Estado de Puebla, México, gracias a la colaboración entre la Universidad de Nagoya y el Instituto de Geofísica de la Universidad Nacional Autónoma de México (Valdés-Galicia *et al.*, 2009).

3.10 Composición de las partículas energéticas solares

Los iones pesados con número atómico Z mayor o igual que 2 y rango amplio de relación masa-carga son instrumentos útiles para determinar los varios procesos energéticos involucrados en la inyección, aceleración escape y transporte de las partículas solares.

En los grandes eventos graduales, las abundancias de los elementos hasta el Fe a unos cuantos MeV/uma varían mucho de evento a evento, aunque se ha argumentado que, haciendo promedios en el largo plazo, éstas tienden a asemejarse a las del plasma de la corona solar. La abundancia solar de elementos con $Z \geq 34$ decrece drásticamente, tanto como 6 u 8 órdenes de magnitud por debajo del O; sin embargo, los iones energéticos con $Z \geq 34$ suelen presentar incrementos moderados que siguen un

comportamiento similar al de Fe/O (Grevese y Sauval, 1998; Reames *et al.*, 2001). En los eventos impulsivos, sin embargo, la situación es muy diferente. Ahí se pueden observar incrementos en $^3\text{He}/^4\text{He}$ del orden de 10^3 e incrementos en los elementos pesados que crecen mientras decrece la relación carga-masa de los iones a temperaturas coronales (Reames *et al.*, 1994).

Arriba de unas cuantas decenas de MeV/nucleón, los grandes eventos graduales son altamente variables en sus características espectrales y composición elemental. Cerca de un tercio de los eventos mayores observados por las misiones ACE y Wind durante el ciclo solar 23 exhiben una dependencia energética significativa en la relación Fe/O, lo cual refleja las diferencias espectrales entre las dos especies de eventos (Tylka *et al.*, 2005).

En mediciones de varios elementos hechas por el satélite SAMPEX en el intervalo de 0.3 a 70 MeV/nucleón durante dos eventos en octubre y noviembre de 1992, el hierro tiene la mayor dependencia respecto al estado de ionización, lo que implica que éste es el indicador más sensible de la historia de la temperatura de aquellas partículas. Se encontró que las partículas no estaban completamente ionizadas de acuerdo con una temperatura de ionización de equilibrio de 2×10^6 °K. Para todos los elementos observados, la carga media es constante sobre el intervalo de energías observado excepto para el hierro, donde se observó un incremento de 11 unidades desde debajo de los 3 MeV/nucleón y hasta 17 unidades a 60 MeV/nucleón (Oetliker *et al.*, 1995; Reames y Ng, 2004).

3.11 Aceleración y liberación de los rayos cósmicos solares

La opinión de que las partículas solares debían ser aceleradas por ráfagas solares provino del hecho de que los eventos de rayos cósmicos solares pueden relacionarse en el tiempo con la actividad de las ráfagas. Sin embargo, en el intervalo de los MeV, desde mediados de los 70's se estableció cierta relación entre los flujos observados de partículas y los choques interplanetarios. Desde mediados de los 90's, se determinó que las eyecciones solares rápidas producen choques significativos y son, quizás, la fuente dominante de los iones de MeV observados en el espacio. En años recientes ha crecido la visión de que en los grandes eventos graduales la aceleración de las partículas observadas cerca de la órbita de la Tierra se produce en choques impulsados por eyecciones solares y no en las ráfagas (Kahler, 1992, 1994; Gosling, 1993; Reames, 1996, 1999, 2000, 2002).

Las preguntas más frecuentes acerca de los posibles escenarios de aceleración son

- ¿En qué clase de topología magnética ocurre la aceleración?
- ¿A qué altura?
- ¿Basta con un solo proceso?
- ¿Cuál es el orden de aceleración de los electrones y los iones?
- ¿Es esto consistente con los incrementos en las abundancias?
- ¿Ocurre algún calentamiento antes, durante o después de la aceleración?

Pero hay otra que ha atraído la atención en años recientes: ¿Existen dos clases de eventos de partículas solares? Esta última pregunta resulta particularmente difícil de responder, pues existen aún contribuciones relativas desconocidas para la aceleración de las partículas y la propagación interplanetaria (Cohen, 2003).

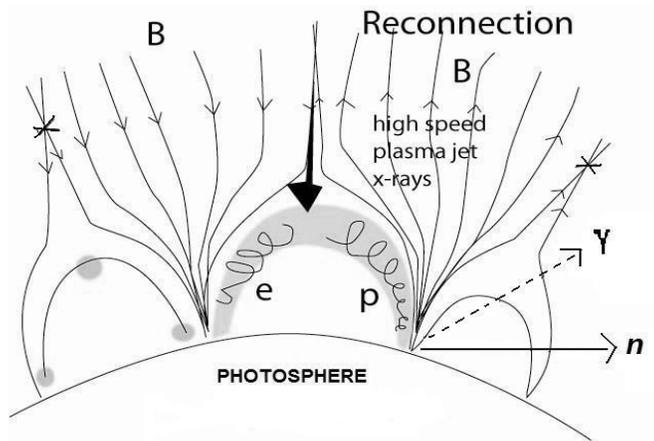


Figura 3.6 Modelo estándar para la aceleración de partículas cerca de la superficie solar. Los procesos de interacción y reconexión en los rizados magnéticos calientan el plasma dentro del mismo. El plasma caliente forma entonces una corriente rápida hacia abajo que golpea el techo del rizo inferior. Las partículas son reflejadas en dicho rizo. Como consecuencia de este proceso de vaivén, las partículas incrementan su energía en cada paso (Valdés-Galicia *et al.*, 2009).

En la Figura 3.6 se muestra el modelo más aceptado para la aceleración de partículas provocada por una ráfaga solar, mientras que en la Figura 3.7 se presenta el modelo de aceleración de partículas provocada por el choque debido a una eyección solar. La diferencia entre ambos es que, en el segundo, el proceso de reconexión magnética es lo suficientemente violento como para producir una onda de choque.

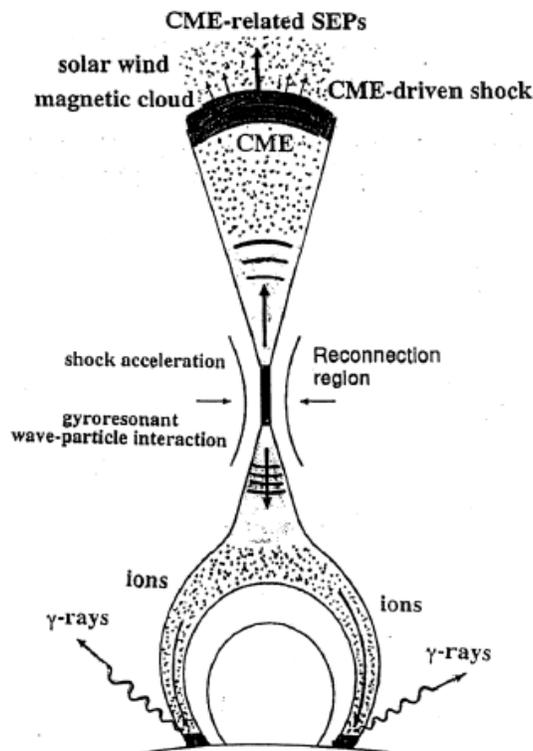


Figura 3.7 Proceso de aceleración de partículas solares por medio de un choque producido por una eyección solar (Yoshimori *et al.*, 2000).

3.12 Evidencia de procesos de aceleración múltiple

La observación de emisión neutral de energía alta y larga duración en las ráfagas del 11 y 15 de junio de 1991 ilustra el problema de la inyección múltiple y/o la aceleración continua cerca o en el Sol. Las partículas pueden ser aceleradas impulsivamente y luego atrapadas en rizos magnéticos o pueden ser aceleradas de manera continua durante un tiempo prolongado. También es posible que las partículas se aceleren en varios episodios bajo condiciones físicas diferentes a lo largo del tiempo o en varias fuentes separadas en el espacio (Debrunner *et al.*, 1993; Kocharov *et al.*, 1993; Struminsky *et al.*, 1994; Belov *et al.*, 1995; Akimov *et al.*, 1996; Miroshnichenko, 2003).

Se cree que una fracción significativa de las partículas energéticas solares observadas después de ráfagas mayores es acelerada en realidad por el choque de una eyección solar. Así, las partículas observadas a una unidad astronómica y las que interactúan en el Sol pudieran pertenecer a poblaciones muy diferentes. En muchos modelos de aceleración se considera que la reconexión magnética es la fuente de energía y el generador de los campos electromagnéticos necesarios para la aceleración de las partículas. En el caso de las ráfagas impulsivas, sin embargo, las partículas parecen ser aceleradas por un proceso estocástico en régimen de resonancia debido a la turbulencia producida por la reconexión. En las ráfagas graduales, la reconexión magnética serviría como un conector entre la aceleración estocástica y un choque producido por una eyección (Reames, 2000).

3.13 Procesos de aceleración y escenarios para la producción de partículas en el Sol

La aceleración de partículas no térmicas es un proceso fundamental en la física de plasmas; sin embargo, los mecanismos de aceleración de las mismas aún no están explicados completamente. Esto es particularmente cierto para la aceleración de partículas en las ráfagas solares (Kulsrud, 2005).

Los procesos físicos que controlan la aceleración recaen en la interfaz de fenómenos locales y globales. La primera fase de la aceleración a partir de una distribución térmica es interesante, pues ahí se produce la energización primaria (inyección) y se determina esencialmente la composición de carga de las partículas aceleradas (Miroshnichenko, 2001). Esta fase ocurre a nivel local en el plasma de la superficie solar (Miroshnichenko, 1995; Miller *et al.* 1997). Por otra parte, para que las partículas supratérmicas puedan ser aceleradas a energías relativistas se necesitan escalas espaciales muy diferentes, comparables a sus radios de giro en los campos magnéticos coronales. Al mismo tiempo, muchas observaciones indican que la aceleración hasta energías relativistas sucede en una escala de tiempo del orden de un segundo para los protones y de varios segundos para los electrones (Miller *et al.*, 1997). En otras palabras, en las etapas tempranas y tardías de la formación del espectro de las partículas nos enfrentamos con escalas temporales y espaciales diferentes para diferentes especies (Simnett, 1995).

De los varios intentos teóricos que se han hecho para explicar el proceso de aceleración, algunos enfatizan el aspecto global, mientras que otros se concentran en el aspecto local (Vlahos, 1989). Varios autores han propuesto un campo eléctrico de corriente directa como un posible mecanismo de aceleración en las ráfagas solares, por ejemplo (de Jager, 1986, y referencias ahí contenidas). Otro

ejemplo de este enfoque es la aceleración de iones por turbulencia hidromagnética (aceleración de Fermi de segundo orden) o por ondas de choque.

Siguiendo la línea planteada por Vlahos (1989) y Miller *et al.* (1997), los procesos de aceleración se parten en tres grandes clases: (1) aceleración estocástica, (2) aceleración de choque y (3) aceleración coherente. Esta última clase incluye la acción de un campo eléctrico de corriente directa, cuando el tiempo de aceleración es más corto que el tiempo de variación de dicho campo, u ondas electromagnéticas de banda angosta.

3.13.1 Aceleración estocástica

En un sentido amplio, la *aceleración estocástica*, o *aceleración de Fermi de segundo orden*, se define comúnmente como un proceso en un plasma turbulento en el cual una partícula puede ganar o perder energía de manera aleatoria debido a colisiones entre partículas con centros de dispersión móviles (nubes magnéticas, ondas turbulentas, frentes de choques, etc.). Tal proceso, con muchos incrementos y decrementos, da lugar, después de intervalos de tiempo prolongados, a la aceleración.

Si los centros de dispersión se mueven aproximándose entre sí con respecto al marco de referencia del plasma, la partícula gana energía adicional en cada colisión elástica y ocurre un proceso de *aceleración de Fermi de primer orden* muy rápido. En el mecanismo original propuesto por Fermi (1949), la aceleración se producía más lentamente, ya que la partícula adquiría su energía de una manera promediada debido a las múltiples reflexiones producidas por las colisiones frontales y de cola con nubes magnéticas moviéndose aleatoriamente (ver Figura 3.8) y este proceso realmente estocástico fue llamado *aceleración de Fermi de segundo orden*.

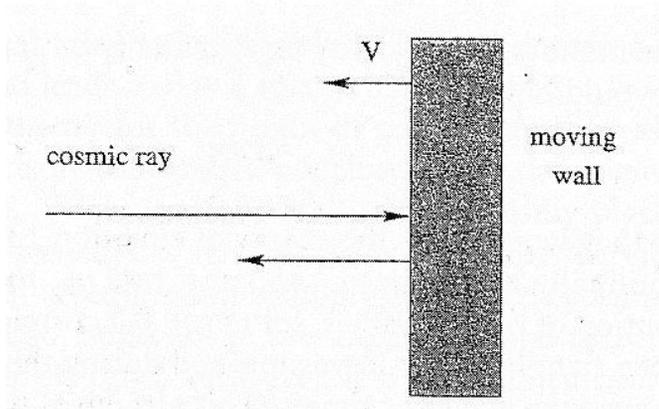


Figura 3.8 Un rayo cósmico es reflejado por un espejo en movimiento.

La aceleración estocástica también puede resultar de la dispersión resonante del ángulo de paso provocada por ondas de Alfvén con longitudes de onda del orden del radio de giro de la partícula. Para acelerar partículas, estas ondas deben propagarse de manera paralela y antiparalela al campo magnético medio.

Cuando la amplitud de la onda es pequeña, la aceleración estocástica es un proceso resonante que ocurre cuando se satisface la condición

$$x = \omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - l\Omega / \gamma = 0,$$

donde ω es la frecuencia de la onda, v_{\parallel} es la velocidad paralela de la partícula, γ es el factor de Lorentz de la misma, k_{\parallel} es la componente del factor de onda k alineada con el campo, Ω es la frecuencia de ciclotrón de la partícula y x es el parámetro de desacoplamiento de la frecuencia. Para números armónicos $l \neq 0$, lo cual corresponde al caso de la giroresonancia, la ecuación anterior es una condición de acoplamiento entre la frecuencia de ciclotrón de la partícula y la frecuencia de giro de la partícula corrida por el efecto Doppler en el marco del centro guía de la misma. Esto significa que la frecuencia de rotación del campo eléctrico de la onda es un múltiplo entero de la frecuencia de giro de la partícula en aquél marco y que el sentido de la rotación de ésta y del campo eléctrico son el mismo. Cuando se satisface la condición de resonancia, la partícula siente un campo eléctrico por un período sostenido de tiempo y, en consecuencia, será acelerada o desacelerada, dependiendo de la fase relativa entre el campo y el movimiento de giro. La resonancia más efectiva se da cuando $l = 0$ y, en este caso, la condición de resonancia indica un acoplamiento entre la componentes paralela de la velocidad de fase de la onda y la velocidad de la partícula. Esta resonancia se llama a veces *resonancia de Cherenkov* o *resonancia de Landau*. De otra manera, la aceleración estocástica puede ser vista como la solución de la ecuación de difusión en el espacio de momentos (Forman *et al.*, 1986).

Los problemas principales de la aceleración estocástica en las ráfagas solares son el desconocimiento del espectro turbulento y la necesidad de una inyección de partículas “seminales”. Por ejemplo, la aceleración giroresonante de iones por ondas de Alfvén sólo sucede cuando las partículas se mueven con velocidades mucho mayores que las velocidades de los dispersores móviles. En otras palabras, se necesita una energía de inyección para que el proceso sea efectivo (Miller y Reames, 1996, 1997). Estos autores proponen que los incrementos de iones pesados en las ráfagas impulsivas son el resultado de aceleración estocástica por ondas de Alfvén en cascada. En este proceso, las ondas resuenan con iones de girofrecuencia progresivamente mayor. Como resultado, las ondas aceleran iones hacia afuera del plasma ambiente hasta decenas de MeV / nucleón en escalas de tiempo muy cortas. Sin embargo, los protones quedan excluidos de este esquema, pues las ondas de Alfvén son amortiguadas antes de alcanzar la frecuencia de giro de los protones.

3.13.2 Aceleración por ondas de choque

La aceleración de partículas en choques rápidos es un mecanismo atractivo, pues a diferencia del caso de la aceleración estocástica, se han observado desde hace tiempo iones acelerados por choques asociados con choques interplanetarios corrotantes, choques solares transitorios y choques planetarios (Scholer, 1988 y referencias ahí contenidas). Existen, de hecho, dos mecanismos que pueden acelerar partículas en choques rápidos: la aceleración de choque de Fermi de primer orden (o difusiva) y el mecanismo de deriva de choque.

Si se supone que no existe turbulencia en el plasma corriente arriba ni corriente abajo a partir del choque, el mecanismo principal de aceleración es la deriva de iones y electrones a lo largo del campo eléctrico convectivo $E = -V_{sh}B$, donde B es la intensidad del campo magnético y V_{sh} es la velocidad de flujo corriente arriba respecto del marco del choque. Es evidente que, cuando V_{sh} es paralela a B (choque paralelo), la intensidad del campo eléctrico tiende a ser nula y la aceleración por deriva no es importante. Este mecanismo es más efectivo para choques casi perpendiculares, es decir, choques donde el ángulo del campo magnético corriente arriba y la normal del choque es mayor que 45° . Las

ganancias de energía debidas a las derivas son rápidas, pero en la ausencia de un mecanismo de retorno las partículas escapan del choque y nunca regresan. Esto limita la ganancia en energía a alrededor de cinco veces la energía inicial. La dispersión en el ángulo de paso en el medio corriente arriba regresará eventualmente a la partícula hacia el choque, de manera que puede interactuar con él varias veces. En el caso en que la dispersión es fuerte, de manera que la función de distribución permanece casi isotrópica, la aceleración de deriva de choque puede ser incluida en el modelo de aceleración difusiva (Ellison y Ramaty, 1985; Decker y Vlahos, 1986; Scholer, 1988; Vlahos, 1989; Simmet, 1996; Miller *et al.*, 1997).

Si el plasma corriente arriba y corriente abajo es turbulento, entonces los iones y los electrones se dispersan muy efectivamente. En el modelo de Fermi de primer orden (difusivo), se supone que las partículas se dispersan de manera aproximadamente elástica en el marco del plasma. Esto sucede debido a dispersión en el ángulo de paso (con ángulos pequeños) por ondas hidromagnéticas que convergen aproximadamente con la velocidad del flujo local. Las partículas que son dispersadas hacia el choque en el medio corriente arriba pueden ganar una energía considerable en el marco del choque.

La aceleración de choque se ha usado mucho en la física de las ráfagas solares, pues este proceso permite acelerar electrones e iones rápidamente y formar los espectros observados. En las ráfagas solares, las ondas de choque se asocian con la aceleración de partículas en la corona superior, pues se las ha relacionado con estallidos de tipo II, métricos y decamétricos. El problema con la aceleración en choques casi perpendiculares es la alta energía de inyección requerida: si la energía inicial no es suficiente, las partículas simplemente se propagan a través del choque hacia el medio corriente abajo (Ramaty y Murphy, 1987; Miller *et al.*, 1997).

3.13.3 Aceleración coherente

La tercera clase en importancia de modelos de aceleración involucra campos eléctricos de corriente directa en la atmósfera solar. Sin embargo, el origen y la intensidad de los campos eléctricos en las ráfagas solares no se conoce bien aún. Existen, al menos, dos escenarios posibles en los que un campo eléctrico puede aparecer en una ráfaga solar: (1) reconexión magnética y (2) capas dobles (Vlahos, 1989).

Se han producido varios intentos para estimar la intensidad del campo eléctrico producido por inestabilidad de modo resistivo de separación, pero los resultados no son coherentes. La razón principal de ello es que el campo eléctrico inducido depende críticamente de la estructura microscópica del campo magnético y de las propiedades de transporte de la inestabilidad a medida que ésta se acerca al punto de saturación, y tal comportamiento no lineal es poco conocido (Miroshnichenko, 2001, y referencias ahí contenidas).

Existen dos mecanismos diferentes para acelerar partículas presentes en un campo reconectante (Vlahos, 1989): (a) el campo eléctrico en la capa de separación misma y (b) el campo eléctrico debido a la velocidad del flujo fuera de la capa resistiva, la cual inyecta flujo magnético hacia la capa de separación. La intensidad de estos campos es aún una cuestión abierta. La respuesta depende del desarrollo temporal de la estructura del campo en el punto de reconexión, el cual, a su vez, depende de la resistividad local y de las condiciones exteriores de frontera.

3.14 Espectro energético de la fuente

El estudio de los espectros energéticos en las fuentes de aceleración de las partículas permite inferir los tipos de procesos de aceleración, la turbulencia involucrada, los parámetros del proceso de aceleración y los parámetros físicos locales (intensidad del campo magnético, densidad y temperatura del plasma). Sin embargo, los espectros de las fuentes de las partículas cargadas pueden verse modulados durante la propagación por el medio interplanetario o por el transporte coronal acimutal (Pérez-Peraza, 1986). Así, la confrontación directa de los espectros teóricos con los observacionales hecha por muchos autores para el caso de los GLE's, ignorando los efectos de transporte sobre el flujo de las partículas, se basa en los argumentos siguientes:

1. Muchas ráfagas ocurren en posiciones heliográficas bien conectadas magnéticamente con la Tierra.
2. En la mayoría de los casos se estudian los protones relativistas de los eventos GLE, los cuales no se ven afectados por las estructuras magnéticas interplanetarias.
3. Los flujos se consideran solamente en el instante de mayor intensidad.
4. Para los eventos en el Sol que están desconectados de la Tierra, se considera que una estructura magnética coronal que se va expandiendo conecta los flujos de partículas con la región bien conectada de 60°W de heliolongitud (Miroshnichenko, 2001).
5. El espectro integral observado cerca de la Tierra es un *proxy* del espectro de la fuente, al menos para los eventos bien conectados con la Tierra mediante la espiral de Parker en el campo magnético interplanetario (Miroshnichenko *et al.*, 1974)

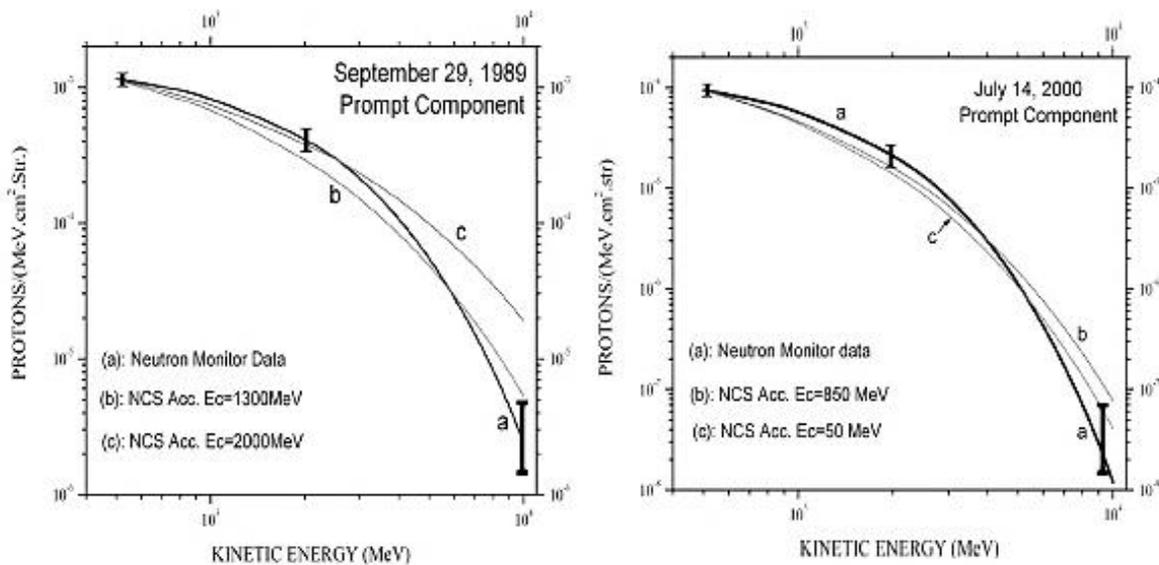


Figura 3.9 Ajuste del espectro teórico a los datos observacionales de la PC de dos eventos solares suponiendo aceleración directa del campo eléctrico en una sábana magnética de corriente neutra (Miroshnichenko y Pérez-Peraza, 2008).

Como ya se mencionó antes, se ha demostrado la existencia de dos componentes diferentes, *prompt component* (PC) y *delayed component* (DC), en los eventos de protones relativistas (Miroshnichenko y Pérez-Peraza, 2008, y referencias ahí contenidas). Los espectros observacionales en los instantes iniciales muestran una dependencia energética muy peculiar, pero a medida que le tiempo avanza el espectro se vuelve más inclinado y sin cambios drásticos hasta cierto instante en donde sólo la porción

de alta energía del espectro tiene una caída rápida en la intensidad. Para discriminar entre PC y DC se deben escoger los datos en instantes donde el espectro es evidentemente diferente del de la PC en la etapa temprana y el perfil muestra una caída clara en la intensidad del primer pico impulsivo. Para la interpretación de dichos datos observacionales, se ha desarrollado un escenario plausible en términos de dos fuentes diferentes (Miroshnichenko y Pérez-Peraza, 2008, y referencias ahí contenidas).

Se propone que la DC se produce durante la fase impulsiva de la ráfaga en el cuerpo de la misma dentro de una estructura magnética cerrada en la corona baja, donde el conjunto de las partículas es acelerado estocásticamente en el plasma turbulento, mientras pierde energía eventualmente mediante enfriamiento adiabático dentro de la botella expansiva. Esta población de partículas se inyecta en el espacio interplanetario entre 0.5 y 2 horas después del inicio de la fase impulsiva como consecuencia de una abertura en la estructura antes mencionada debido a una estabilidad en el plasma o porque son arrastradas por una eyección solar. La PC se produce a continuación en una fuente anisotrópica localizada en una región de líneas abiertas del campo magnético, más arriba en la corona, permitiendo que las partículas deriven acimutalmente y alcancen la Tierra antes que el conjunto de las partículas de la DC. En la Figura 3.9 se muestra un ajuste del espectro de la PC para dos eventos solares.

En el caso de las partículas neutras, como ya se mencionó en la Sección 3.9, éstas pueden viajar directamente desde el sitio de producción a través del medio interplanetario sin perder sus propiedades originales ni la firma de su tiempo de producción, la cual está relacionada con el tiempo de aceleración de los iones. En otras palabras, la detección de neutrones solares provee el espectro energético de la fuente.

3.15 Reconexión magnética en los escenarios de aceleración

El concepto de reconexión magnética en los objetos astrofísicos es uno de los fundamentos que permiten explicar y describir la aceleración de partículas y la liberación de energía en fenómenos que ocurren en plasmas. De acuerdo con las suposiciones de los modelos actuales, la reconexión magnética en la atmósfera solar tiene lugar sobre el techo del rizo de la ráfaga, produciendo con ello ondas de Alfvén muy intensas o choques rápidos. Tal caso se ilustra en la Figura 3.7. Como ya se mencionó en la Sección 3.11, la mayoría de los modelos propuestos para los eventos de partículas energéticas solares se basa, parcial o completamente, en el concepto de reconexión magnética en la corona solar.

En lo general, es pertinente afirmar que el modelo mencionado anteriormente de aceleración por dos fuentes es consistente con las teorías actuales de reconexión magnética en la corona, incluyendo la posible aceleración de protones hasta energías de entre 10 y 100 GeV. Se ha concluido, por ejemplo, que la aceleración de los protones relativistas de la PC del evento del 29 de septiembre de 1989 se puede entender en el marco de modelos de reconexión donde la aceleración se produce en el campo eléctrico que se genera entre líneas de campo magnético que se reconectan en la parte trasera del fenómeno transitorio coronal que sigue al filamento eruptivo (Martens y Kuin, 1989; Litvinenko y Somov, 1995). Además, mientras las partículas ganan energía en el campo eléctrico, éstas experimentan una deriva acimutal en la sábana neutra llevándolas del la ráfaga que ocurre detrás del limbo hacia el lado visible del Sol. Así, la llegada adelantada de partículas y rayos gama de la ráfaga oculta se puede explicar fácilmente (Vestrand y Forrest, 1993).

3.16 Distribución de los eventos GLE a lo largo del ciclo solar

Aunque los ciclos solares pueden diferir en duración y en magnitud (en términos del índice de manchas solares), el número total de eventos significativos de protones solares ocurridos en ellos es muy semejante (ver Tabla 3.8), siendo el promedio de ocurrencia igual a 75. Se define un evento significativo de protones solares como aquél que contenga al menos 10 partículas /cm²·s·sr con energías superiores a 10 MeV. Bajo este criterio, se produjeron 405 eventos de mayo de 1954 a mayo de 2007 (Shea y Smart, 2008), aunque debe tomarse en cuenta que en tiempos del ciclo 19 hubo muy pocos datos provenientes de satélites, de modo que el número real de eventos, sobre todo los pequeños, seguramente fue mayor.

Tabla 3.8 Resumen de eventos de protones solares para los ciclos solares 19 - 23

Ciclo	Comienzo	No. de eventos	No. de GLE's	% de GLE's
19	Mayo 1954	65*	10	15.4
20	Noviembre 1964	72	13	18.0
21	Julio 1976	81	12	14.8
22	Octubre 1986	84	15	17.8
23	Octubre 1996	103	16	15.5

*Datos de satélites muy escasos

Aunque la distribución de los eventos de protones solares difiere de un ciclo a otro, se pueden observar dos fenómenos importantes: (1) durante el máximo de actividad solar, es decir, entre los años 3 y 8 del ciclo, ocurre un número mayor de eventos que durante el resto del ciclo, y (2) los eventos significativos pueden ocurrir en cualquier fase del ciclo (Shea y Smart, 2008). De hecho, algunos eventos GLE han ocurrido durante mínimos de actividad solar, como en 1976 y 2006. Estos hechos se aprecian de manera cualitativa en la Figura 3.10.

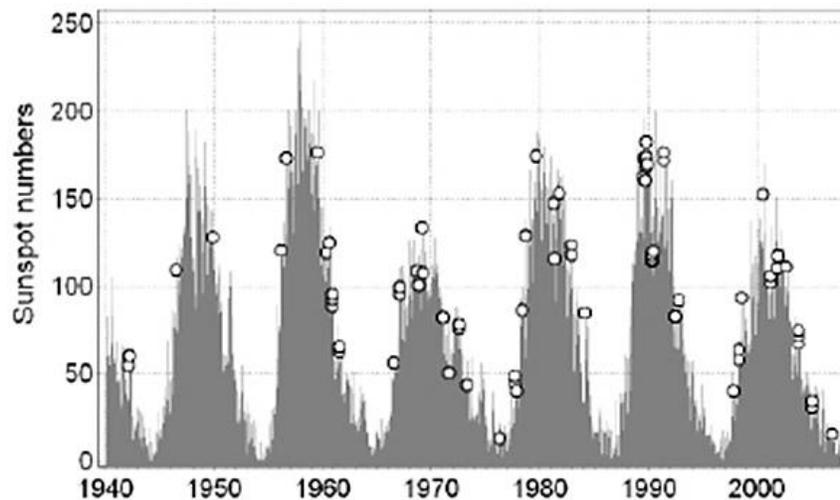


Figura 3.10 Distribución de todos los eventos GLE registrados durante los últimos siete ciclos solares, de 1942 a 2006 (Belov *et al.*, 2009). Antes de 1957, la cantidad de detectores de rayos cósmicos era muy limitada, de modo que seguramente no se registraron todos los eventos que en realidad ocurrieron.

Un dato importante que se deduce de la Tabla 3.8 es que la proporción de eventos solares que se convierten en GLE's se ha mantenido casi constante en los últimos cinco ciclos solares, siendo el promedio igual a 16%.

En la Figura 3.11 se muestra una comparación entre los promedios de las distribuciones de los números de eventos de protones solares y los índices de manchas solares a lo largo de cinco ciclos solares. Ambas distribuciones semejan una gaussiana sesgada, aunque la distribución de los eventos de protones muestra una discrepancia con dicha distribución, llamada *brecha de Gnevyshev*.

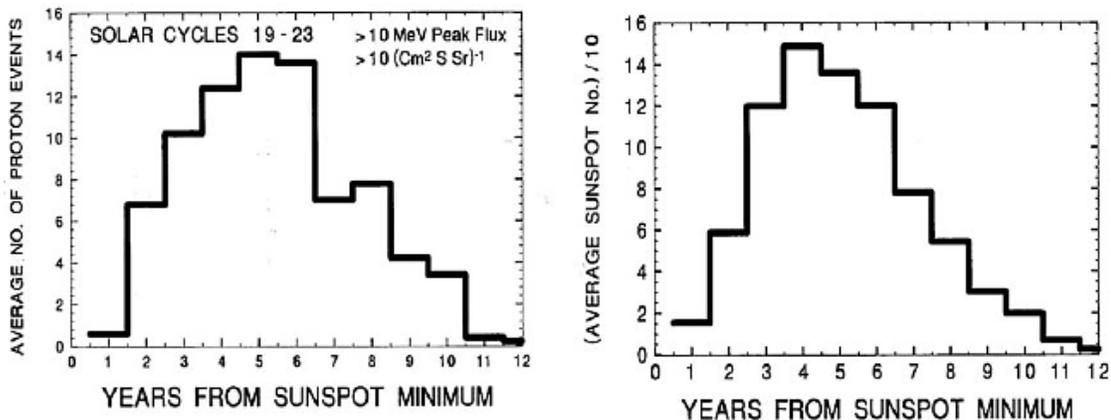


Figura 3.11 Izquierda: Promedio de la frecuencia de los eventos de protones solares durante los ciclos 19 a 23. Derecha: Promedio del índice de manchas solares/10 durante los mismos ciclos (Shea y Smart, 2008). Las dos distribuciones se asemejan a una gaussiana sesgada, pero la de la izquierda muestra claramente la brecha de Gnevyshev.

La Figura 3.12 (izq.) muestra la distribución del promedio de la frecuencia de los eventos GLE a lo largo del ciclo solar. En dicho histograma se aprecia claramente que dicha distribución es muy plana, lo cual implica que la relación entre la fase del ciclo solar o el índice de manchas solares y la ocurrencia de los GLE's no es clara. También se aprecia en la misma Figura que han ocurrido eventos relativistas durante mínimos de actividad solar.

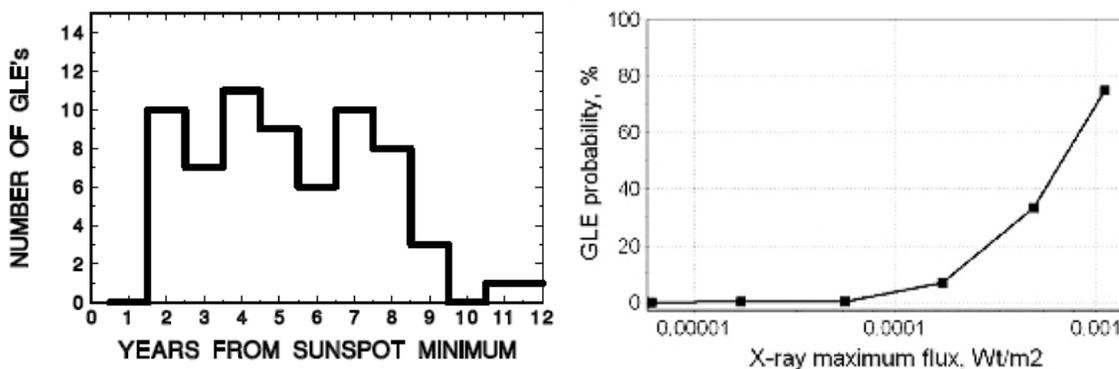


Figura 3.12 Izquierda: Distribución del promedio durante los ciclos solares 19 – 23 de la frecuencia de los eventos GLE a lo largo del ciclo solar (Shea y Smart, 2008). Derecha: Dependencia entre la probabilidad de ocurrencia de los eventos GLE y la intensidad de las ráfagas solares (Belov *et al.*, 2009).

La ocurrencia de los eventos de protones en general parece correlacionarse bien con la ocurrencia de eyecciones solares rápidas (Miroshnichenko, 2001; Shea y Smart, 2008), pero la producción de las

partículas relativistas detectadas en los GLE's parece estar correlacionada fuertemente con la aparición de ráfagas intensas (ver Figura 3.12, der.).

Recientemente, Pérez-Peraza *et al.* (2011) realizaron un estudio de las periodicidades comunes existentes entre los eventos de partículas relativistas solares y procesos de actividad solar en varias capas de la atmósfera solar. Además del período promedio de 1.1 eventos por año, ellos encontraron periodicidades medianas de 0.3, 0.5, 0.7, 1.3, 3.5, 7 y 11 años, algunas de ellas coincidentes con periodicidades de la actividad solar; periodicidades cortas de 2.5, 5-8, 11, 22-30 y 60 días, las tres últimas de las cuales se encuentran en el rango de las periodicidades características de las ráfagas, y periodicidades ultracortas, del orden de horas y hasta de minutos. A partir de su análisis, predijeron un intervalo de ocurrencia del 12 de diciembre de 2011 al 2 de febrero de 2012 para la ocurrencia del evento número 71, el cual ocurrió no muy lejos de esas fechas, a saber, el 17 de mayo de 2012 (<http://www.nmdb.eu/?q=node/480>).

Capítulo 4

Incidencia y detección de los rayos cósmicos galácticos y solares

4.1 La ecuación de movimiento de una partícula cargada en un campo magnético

La integración de la ecuación de movimiento de una partícula cargada en un campo magnético es un problema que no tiene solución en forma de una expresión analítica. Los primeros esfuerzos por resolver el problema numéricamente comenzaron con Störmer (1930), quien utilizó el modelo de un dipolo para el campo magnético terrestre y realizó sus cálculos manualmente. La primera aplicación de una máquina para el cálculo de trayectorias de rayos cósmicos fue hecha por Lemaître y Sandoval Vallarta (1936a, 1936b), quienes pudieron de esta manera obtener soluciones para familias enteras de trayectorias.

Una vez que Jory (1956), Lust (1957) y Kasper (1959) obtuvieron las primeras soluciones utilizando computadoras digitales, McCracken *et al.* (1962, 1968) utilizaron modelos más avanzados del campo magnético para calcular el arribo de partículas a estaciones particulares para explicar anisotropías en el flujo de los rayos cósmicos. Además, ellos demostraron que la intensidad observada de la radiación cósmica podía ser determinada por umbrales geomagnéticos de rigidez derivados de cálculos de trayectorias.

Gall *et al.* (1968, 1969, 1971) fueron los primeros en utilizar modelos magnetosféricos para mejorar los cálculos de direcciones de aproximación para latitudes altas. Sin embargo, se hizo evidente que los modelos magnetosféricos de aquel entonces eran deficientes para explicar las observaciones hechas por satélites (Gall *et al.*, 1971).

A medida que las computadoras se han hecho más poderosas, también se han desarrollado modelos más eficientes del campo magnético, lo cual permite actualmente realizar cálculos lo suficientemente precisos para apoyar las técnicas de medición de la radiación cósmica (McCracken *et al.*, 1968, Shea y Smart, 1965, Smart y Shea, 1995, Smart *et al.*, 2000).

4.2 Solución numérica de la ecuación de movimiento

La ecuación de movimiento de una partícula cargada en un campo magnético es

$$\frac{d}{dt} \left(m \frac{d\vec{R}}{dt} \right) = \frac{e}{c} \left(\frac{d\vec{R}}{dt} \times \vec{B} \right), \quad (4.1)$$

donde m es la masa inercial de la partícula, e es su carga eléctrica en statcoulombs, y \vec{R} es el vector de posición de la partícula. La ecuación es válida tanto en el dominio clásico como en el relativista (Jackson, 1999).

La ecuación 4.1 da lugar al siguiente sistema de ecuaciones diferenciales lineales de primer orden (McCracken *et al.*, 1968):

$$\begin{aligned}
\frac{dv_r}{dt} &= \frac{e}{mc} (v_\theta B_\varphi - v_\varphi B_\theta) + \frac{v_\theta^2}{r} + \frac{v_\varphi^2}{r}, \\
\frac{dv_\theta}{dt} &= \frac{e}{mc} (v_\varphi B_r - v_r B_\varphi) - \frac{v_r v_\theta}{r} + \frac{v_\varphi^2}{r \tan \theta}, \\
\frac{dv_\varphi}{dt} &= \frac{e}{mc} (v_r B_\theta - v_\theta B_r) - \frac{v_r v_\varphi}{r} - \frac{v_\theta v_\varphi}{r}, \quad (4.2) \\
\frac{dr}{dt} &= v_r, \\
\frac{d\theta}{dt} &= \frac{v_\theta}{r}, \\
\frac{d\varphi}{dt} &= \frac{v_\varphi}{r \sin \theta},
\end{aligned}$$

donde r es la distancia radial desde el centro de la tierra; θ es la colatitud; φ es la longitud medida hacia el este; v_r, v_θ, v_φ son las componentes de la velocidad en las direcciones r, θ, φ ; c es la velocidad de la luz; y B_r, B_θ, B_φ son las componentes del campo magnético en las direcciones r, θ, φ medidas en Gauss.

Este sistema puede integrarse numéricamente si las componentes B_r, B_θ, B_φ del campo magnético se pueden representar explícitamente como funciones de las coordenadas r, θ, φ . Bajo la suposición de que el campo magnético de la tierra es irrotacional, se puede definir de manera unívoca un potencial magnético U que se puede expandir en armónicos esféricos:

$$U(r, \theta, \varphi) = a \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} (g_n^m \cos m\varphi + h_n^m \sin m\varphi) P_n^m(\cos \theta) \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1}, \quad (4.3)$$

donde g_n^m y h_n^m son los coeficientes de Gauss, $P_n^m(\cos \theta)$ son las funciones de Legendre parcialmente normalizadas y a es el radio promedio de la tierra. Así, la intensidad del campo magnético en el punto (r, θ, φ) está dada por

$$\begin{aligned}
B_r &= -\frac{\partial U(r, \theta, \varphi)}{\partial r}, \\
B_\theta &= -\frac{1}{r} \frac{\partial U(r, \theta, \varphi)}{\partial \theta}, \\
B_\varphi &= -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial U(r, \theta, \varphi)}{\partial \varphi}. \quad (4.4)
\end{aligned}$$

Por tanto, B se conoce para todo punto, y, en consecuencia, es posible determinar la trayectoria de cualquier partícula de la radiación cósmica resolviendo numéricamente el sistema de ecuaciones diferenciales (4.2). La práctica común es utilizar para ello el método de Runge–Kutta de segundo orden (Smart *et al.*, 2000).

4.3 Direcciones de acercamiento

Los rayos cósmicos que inciden en un punto dado de la superficie terrestre desde una dirección específica podrían haber llegado a los límites del campo geomagnético con una orientación muy distinta (ver Figura 4.1) y reconstruir este proceso requeriría una cantidad de cálculos demasiado grande. Sin embargo, si en la ecuación de movimiento se invierten el signo de la carga eléctrica y el sentido del movimiento, la ecuación no se altera; es decir, la trayectoria de una partícula con carga negativa que se aleja de la tierra es la misma que la de una partícula con carga positiva que se aproxima a la misma. Luego, para encontrar la dirección de aproximación correspondiente a un sitio P sobre la tierra de un rayo cósmico con momento y dirección de incidencia dados, se debe determinar la trayectoria de una partícula con carga negativa de la misma rigidez magnética alejándose de P de manera *antiparalela* a la dirección de incidencia especificada (ver Figura 4.2). La posición del punto P se determina escogiendo la latitud y la longitud del lugar pero a una altura de 20 km sobre la superficie de la tierra, que es donde suelen comenzar las interacciones nucleares de los rayos cósmicos con las moléculas de la atmósfera.

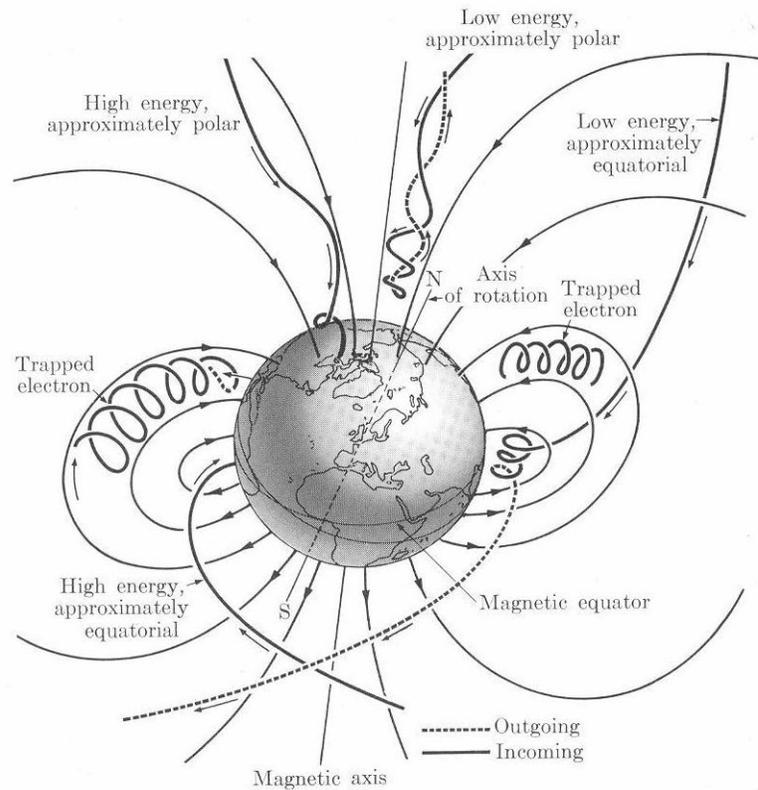


Figura 4.1 Incidencia de partículas de diferente rigidez sobre el campo magnético terrestre (Alonso y Finn, 1967).

4.4 Cálculo de la rigidez umbral

La cantidad pc/Ze donde p es el momento lineal o impulso de una partícula cargada, c es la velocidad de la luz en el vacío, Z es el número de unidades de carga que posee la partícula y e es el valor de la carga eléctrica del electrón, se considera una medida de la resistencia de la partícula a ser desviada por un campo magnético. Dicha cantidad se llama *rigidez magnética* de la partícula. Como la cantidad pc tiene unidades de energía, como electrón-volts, y e tiene unidades de carga eléctrica, las unidades de la rigidez son volts. La unidad más útil para propósitos prácticos es el gigavolt (GV). Con frecuencia se describen las energías de los rayos cósmicos en términos de la rigidez, en lugar de la energía por nucleón.

El cálculo de las trayectorias de los rayos cósmicos es útil para otras áreas de investigación que consideran el movimiento de partículas cargadas en el campo geomagnético; una de ellas es la determinación del umbral de rigidez de los rayos cósmicos en un sitio determinado. El conocimiento de los umbrales de rigidez es de gran importancia en el estudio del espectro y las modulaciones de la radiación cósmica primaria, así como de las anisotropías en los eventos de partículas energéticas solares, por ejemplo.

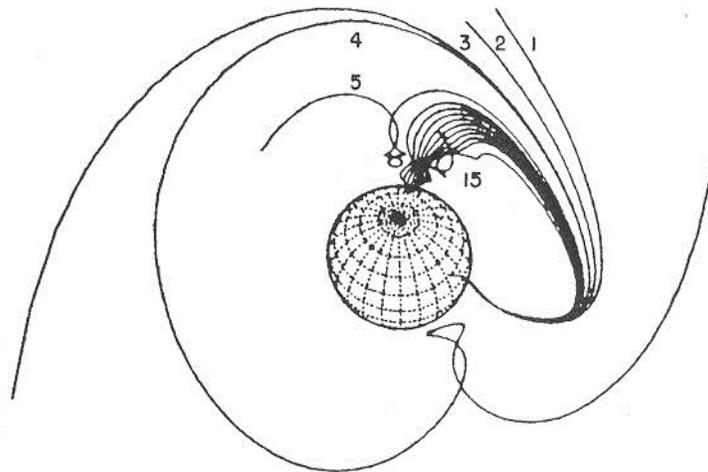


Figura 4.2 Trayectorias permitidas y prohibidas. Las curvas 1 – 4 representan trayectorias permitidas para el sitio seleccionado. Las curvas 6 – 15 representan trayectorias prohibidas. La curva 5 es una trayectoria cuyo destino no pudo determinarse después de un número razonable de iteraciones. Normalmente, dichas trayectorias se marcan como prohibidas (Smart *et al.*, 2000)

Para examinar el comportamiento característico de las trayectorias de los rayos cósmicos a través del campo magnético de la Tierra se consideran partículas con energías diferentes partiendo del mismo punto. Una partícula de energía muy alta propagándose hacia afuera del campo magnético alcanzará el espacio interplanetario sin desviarse mucho; en cambio, si la energía de la partícula es baja, ésta sufrirá una deflexión mayor antes de poder escapar. A partir de una cierta energía, la partícula ya no tendrá momento suficiente para escapar del campo magnético y la trayectoria que inició con dirección hacia afuera terminará reentrando y encontrándose con el geoide. Las trayectorias de este tipo se llaman *trayectorias prohibidas*; las demás se llaman *trayectorias permitidas* (ver Figura 4.2).

El procedimiento que se sigue para determinar los umbrales de rigidez geomagnética es realizar cálculos de trayectorias sobre intervalos discretos a través del espectro de rigidez bajo la suposición de

que los resultados para una trayectoria determinada a una rigidez específica son característicos para trayectorias adyacentes con variaciones pequeñas en rigidez o en dirección; i.e., se supone que el sistema de ecuaciones diferenciales mencionado arriba *es estable*. Estos cálculos comienzan con una rigidez alta y continúan hacia abajo en el espectro hasta que se encuentra la trayectoria permitida con la menor rigidez. La aparición de la primera trayectoria prohibida marca una discontinuidad en las direcciones de aproximación y da lugar, en la mayoría de los casos estudiados, a un intervalo de trayectorias prohibidas y permitidas, la cual recibe el nombre de *franja* o *zona de penumbra*. La incidencia de partículas cuya rigidez cae dentro de esta zona muestra un comportamiento caótico; esto se debe a que en las transiciones entre las trayectorias permitidas y prohibidas el sistema de ecuaciones diferenciales es inestable en esos puntos.

Los parámetros que se necesitan para describir un umbral geomagnético de rigidez son:

- P_u : El *umbral superior*, que es la rigidez de la última trayectoria antes de la primera trayectoria prohibida.
- P_l : El *umbral inferior*, que es la rigidez a partir de la cual todas las trayectorias, en orden decreciente de rigidez, son prohibidas.
- P_c : El *umbral efectivo* o *rigidez umbral media*, que es un promedio pesado entre P_u y P_l . Dicho promedio se calcula mediante la fórmula siguiente:

$$P_c = P_u - \int_{P_l}^{P_u} dP, \quad (4.5)$$

donde la integral se toma sobre todos los valores de la rigidez correspondientes a las trayectorias permitidas (Shea *et al.*, 1965).

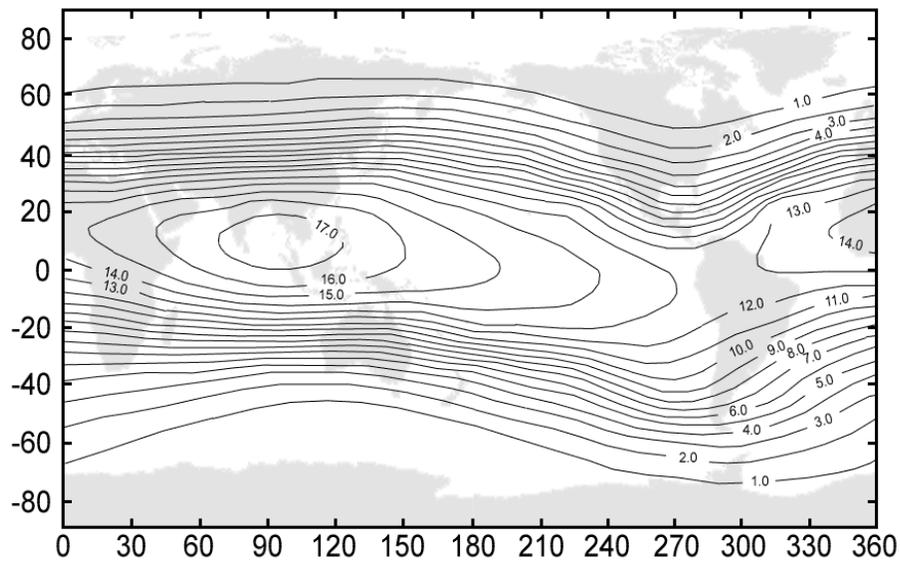


Figura 4.3 Mapa de los umbrales de rigidez vertical para la época 2000.0 (Smart y Shea, 2008).

McCracken *et al.* (1962) establecieron que el paso más adecuado a tomar para la solución numérica del sistema (4.2) era de 0.01 GV, aunque se ha visto que pueden existir estructuras más finas en la zona de penumbra que no resultan visibles con esa resolución (Smart *et al.*, 2000). Para los propósitos de este trabajo, se tomó un paso de 0.001 GV.

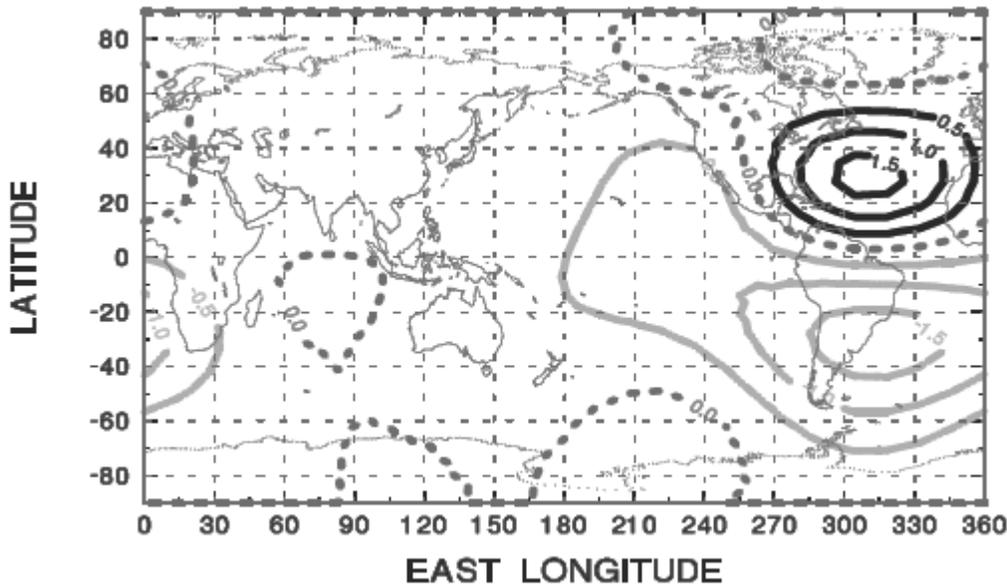


Figura 4.4 Mapa de la variación en el umbral de rigidez vertical entre 1950 y 2000. Las curvas oscuras indican incremento, mientras que las claras indican decremento (Smart y Shea, 2008).

En la Figura 4.3 se muestra un planisferio con las curvas que representan los umbrales geomagnéticos de rigidez para la época 2000.0, mientras que en la Figura 4.4 se presenta una gráfica de la variación secular de los umbrales de rigidez para el período 1950 – 2000, causada por la variación correspondiente en el campo magnético.

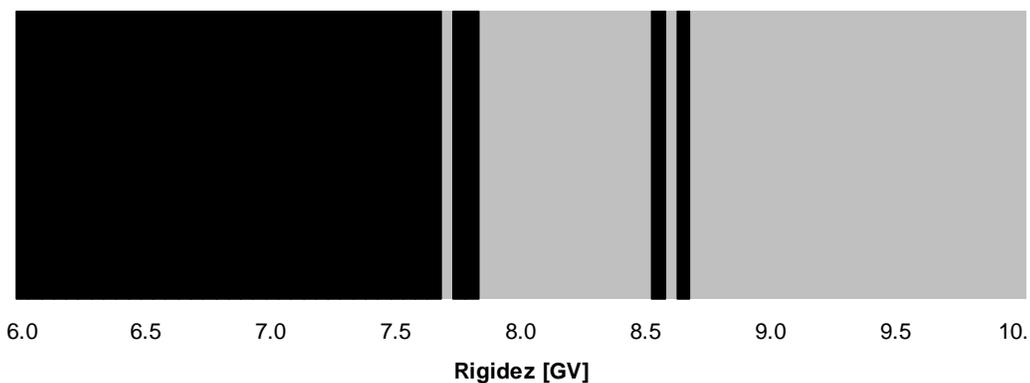


Figura 4.5 Trayectorias permitidas y prohibidas para el sitio de México; las franjas oscuras representan trayectorias prohibidas y las claras trayectorias permitidas. La resolución es de 0.1 GV. El umbral de rigidez es 8.2 GV.

En este trabajo, los cálculos de las trayectorias se efectuaron utilizando el programa TJ2000.FOR, que es un programa para cálculos de direcciones de aproximación desarrollado en lenguaje FORTRAN por D.F. Smart y M.A. Shea, el cual está disponible en el sitio

<http://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/sun/cutoff.html> y fue facilitado en su versión más reciente por los mismos autores. Este programa hace uso de los coeficientes de Gauss de decimotercer orden del Campo Geomagnético Internacional de Referencia (IGRF, <http://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/vmod/igrf.html>), cuya evaluación es tan compleja que consume aproximadamente el 90% del tiempo del proceso que corre el programa correspondiente en la computadora (Smart *et al.*, 2000).

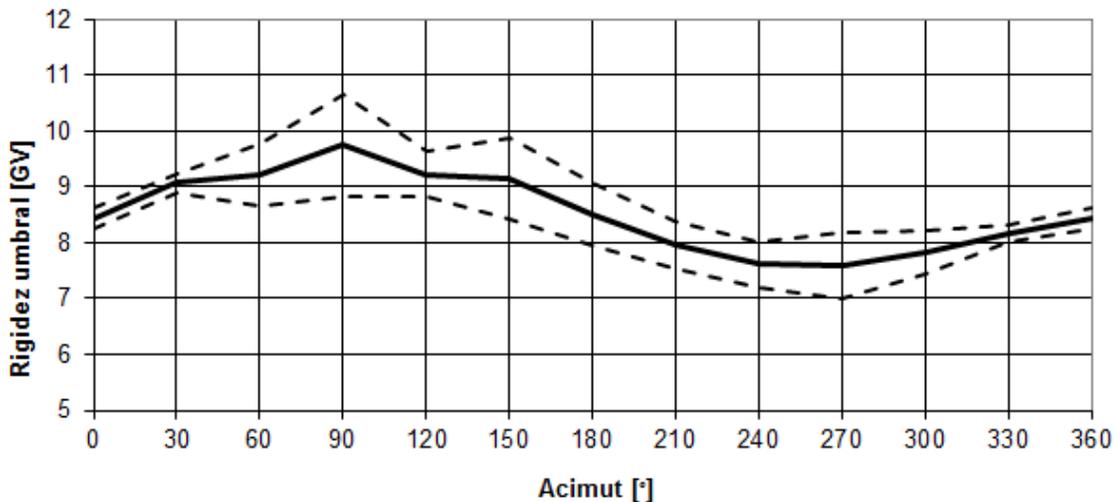


Figura 4.6 Variación del umbral de rigidez respecto del acimut para partículas que inciden con 16° de inclinación. Las líneas punteadas indican el ancho de la zona de penumbra.

En la Figura 4.5 se presenta una gráfica obtenida a partir de los resultados del programa TI2000.FOR que describen la zona de penumbra correspondiente a la incidencia de partículas cargadas en la dirección vertical para el sitio del Monitor de Neutrones de la Ciudad de México (Lat. 19.33°N, Long. 260.82°E). En ellas se observa una zona mixta de franjas claras y oscuras, que corresponde a la zona de penumbra.

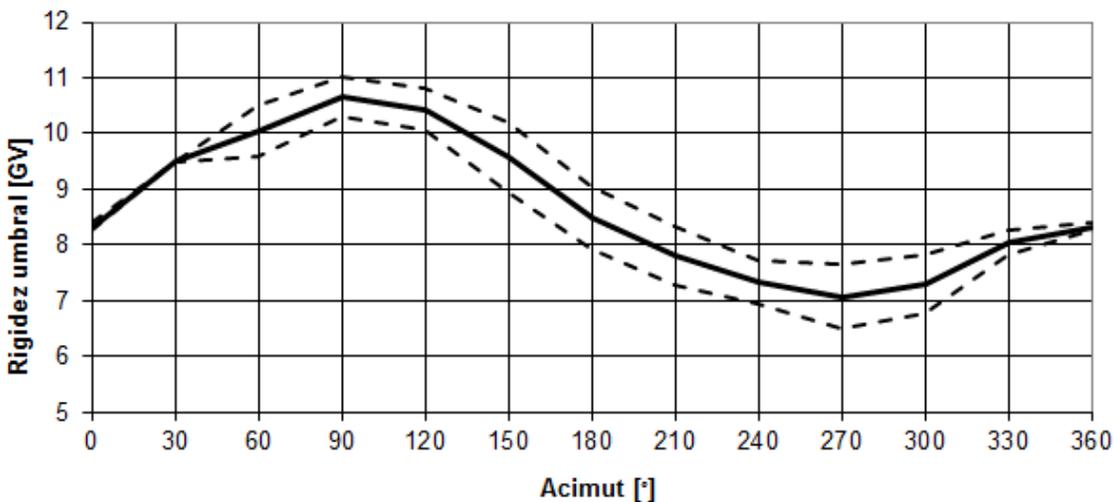


Figura 4.7 Variación del umbral de rigidez respecto del acimut para partículas que inciden con 32° de inclinación. Las líneas punteadas indican el ancho de la zona de penumbra.

También se hizo el cálculo de la rigidez umbral para las partículas cargadas en varias direcciones de arribo, i.e., considerando distancias cenitales de 16 y 32°, como se sugiere en (Smart *et al.*, 2000), y variando el acimut en el rango de 0 a 360°. Los resultados obtenidos se presentan en las Figuras 4.6 y 4.7, en donde se aprecia que la rigidez sufre variaciones significativas de acuerdo con la dirección de visión; estas variaciones corresponden a la muy conocida asimetría este-oeste en la detección de los rayos cósmicos. En dichas gráficas se muestra con líneas punteadas el ancho de la zona de penumbra, la cual también varía respecto de la dirección.

El método utilizado para realizar todos estos cálculos se describe en (Vargas-Cárdenas y Valdés-Galicia, 2011), donde el mismo se aplica para el sitio del Observatorio Pierre Auger en Malargüe, Argentina.

4.5 El cono de aceptación

El conjunto de direcciones de aproximación accesibles por las partículas cargadas a un sitio específico sobre la superficie de la tierra se llama *cono de aceptación*. Este cono permite visualizar la región de la esfera celeste hacia la cual “apunta” el detector en cuestión, es decir, estos conos de aceptación corresponden a regiones específicas de la esfera celeste. Este hecho es de mucha utilidad para el estudio de las anisotropías en el flujo de rayos cósmicos solares, por ejemplo; si varias estaciones observan simultáneamente un flujo anisotrópico, es posible derivar la dirección del flujo y de la anisotropía (Smart *et al.*, 2000). Si, además, dichas estaciones están situadas en puntos de rigidez geomagnética diferente, entonces es posible reconstruir un espectro de energías para ese flujo de partículas.

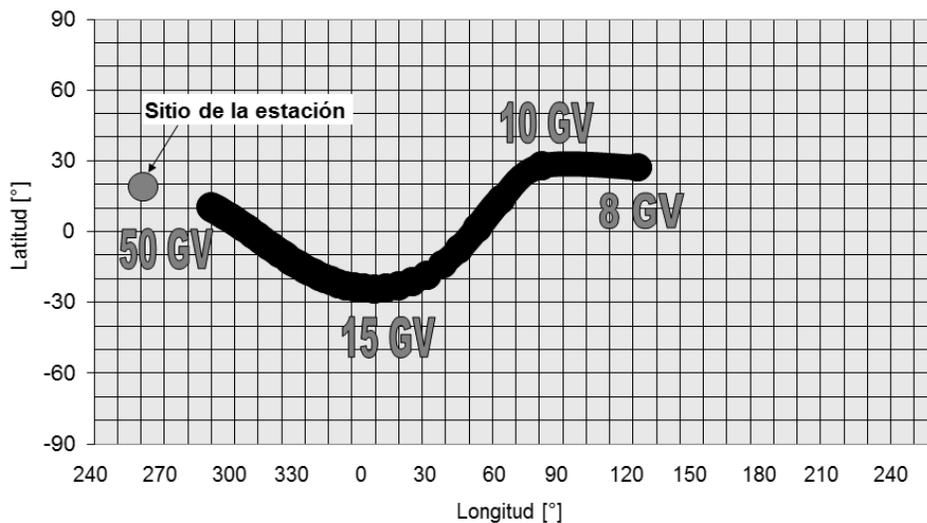
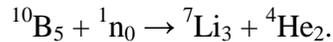


Figura 4.8 Cono de aceptación para el sitio de la Ciudad de México. Se indican las regiones en donde inciden las partículas con rigidez de 8, 10, 15 y 50 GV.

En la Figura 4.8 se presenta una gráfica con la representación del cono de aceptación vertical para el sitio de la Ciudad de México.

4.6 Diseño del monitor de neutrones NM-64

El monitor de neutrones consta de *tubos contadores proporcionales* sensibles a los neutrones, rodeados de un material moderador y un *productor* hecho de plomo. El instrumento detecta neutrones casi térmicos que se producen localmente a partir de las partículas incidentes. Aun cuando los neutrones no dejan una traza de iones dentro del tubo contador, la absorción de un neutrón por un núcleo es seguida comúnmente por la emisión de partículas cargadas, las cuales pueden ser detectadas. Un tubo proporcional lleno con gas $^{10}\text{BF}_3$ enriquecido con ^{10}B responde a los neutrones mediante la reacción exotérmica



La sección transversal es inversamente proporcional a la velocidad del neutrón y tiene un valor de aproximadamente 3840 barns para energías térmicas (0.025 eV).

Cada contador está rodeado de un moderador que sirve para reducir la energía de los neutrones, lo cual incrementa la probabilidad de una absorción dentro del contador a la vez que sirve para reflejar a los neutrones de baja energía. El material moderador se escoge de manera que contenga una fracción significativa de hidrógeno a medida que la pérdida de energía por colisión elástica de un neutrón se incrementa a medida que disminuye la masa atómica. Cada interacción dentro del moderador reduce la energía del neutrón incidente en un factor de 2, en promedio.

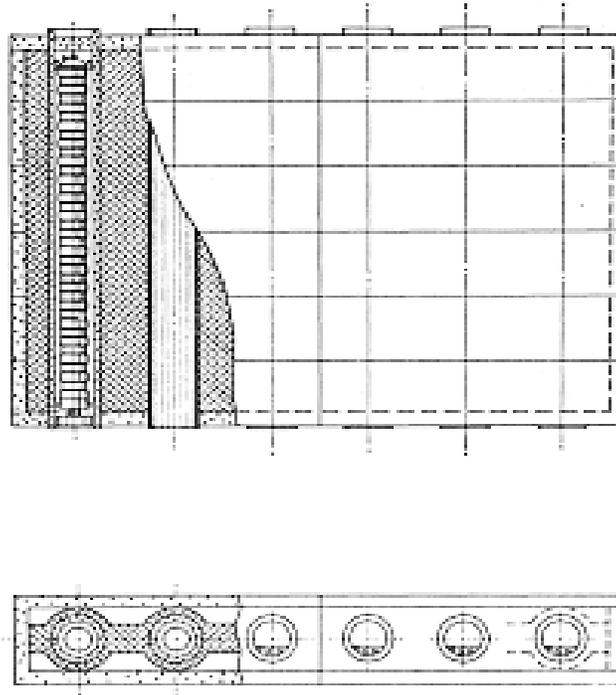


Figura 4.9 Vistas frontal y superior de un monitor de neutrones 6-NM-64 (Caballero, 2001).

El productor de plomo, que rodea al moderador, funciona como un blanco u objetivo para interacciones inelásticas en las cuales se producen neutrones secundarios. Se prefiere una masa atómica A alta en el productor, pues la producción de neutrones por unidad de masa del material es

aproximadamente proporcional a A^γ , con $\gamma \approx 0.7$ en el rango de 100 a 700 MeV de energía de la partícula incidente, y decrece lentamente a medida que crece dicha energía (para $E > 400$ GeV, $\gamma \approx 0.0$ (Shen, 1968).

Rodeando al plomo se encuentra un moderador exterior, usualmente llamado *reflector*, el cual sirve para detener a los neutrones de baja energía producidos en interacciones dentro del plomo, así como para rechazar neutrones de baja energía no deseados provenientes del ambiente (ver Figura 4.9). Los tubos proporcionales se agrupan en secciones o módulos compuestos por dos o tres tubos cada uno, de manera que el número total de tubos que componen el detector siempre sea un múltiplo de tres. En el caso del Monitor de Neutrones de la Ciudad de México, su diseño se identifica como 6-NM-64, por contar éste con seis tubos, agrupados en tres secciones de dos tubos cada una. Dichos tubos son del modelo estándar BP-28, fabricados por Chalk River Nuclear Laboratories de Canadá.

El componente más inestable del monitor de neutrones es la atmósfera de la Tierra. La respuesta del detector depende de la masa de aire que se encuentra encima de él; por tanto, los cambios meteorológicos pueden afectar la razón de conteo. Aunque el diseño del monitor de neutrones está optimizado para detectar neutrones secundarios producidos en interacciones que ocurren principalmente en el productor, es necesario realizar correcciones debidas a dichos efectos atmosféricos. Para más detalles acerca del diseño del monitor de neutrones ver Stoker *et al.* (2000) y Caballero (2001).

4.7 Efectos atmosféricos

Las correcciones más importantes de efectos atmosféricos para los monitores de neutrones están asociadas con la masa de aire sobre el detector. Durante condiciones atmosféricas estables, la presión barométrica registrada en el sitio del detector es una buena medida de dicha masa de aire, y una corrección aproximada está dada por

$$dN = -\alpha N dp, \quad (4.6)$$

donde α es el *coeficiente de atenuación* o *coeficiente barométrico*, dN es el cambio en la razón de conteo N , y dp es el cambio en la presión atmosférica. Típicamente, los coeficientes barométricos se determinan empíricamente, aunque éstos pueden ser calculados mediante simulaciones. Las mediciones directas muestran que el coeficiente barométrico es una función de la latitud y la altitud (Moraal *et al.*, 1989). Las observaciones también han demostrado que el coeficiente varía a lo largo del ciclo solar (Hatton, 1971).

El coeficiente barométrico es en realidad una suma pesada de coeficientes barométricos individuales para cada componente secundaria que contribuye a la tasa de conteo. Dichos coeficientes individuales están relacionados directamente con las propiedades fundamentales que definen el transporte de partículas a través de la atmósfera, tales como las interacciones hadrónicas, pérdidas de energía, dispersión y decaimiento. Como el efecto resultante de cada uno de estos mecanismos es dependiente de la energía, es de esperarse que el coeficiente barométrico dependa en alguna medida del umbral geomagnético de rigidez y en la forma del espectro primario (nivel de modulación). Por ejemplo, la

ecuación 4.7 representa una relación empírica entre el coeficiente barométrico y el umbral de rigidez (Clem *et al.*, 1997):

$$\alpha = 0.983515 - 0.00698286 P_c, \quad (4.7)$$

donde α se da en unidades de % por mmHg y P_c está en unidades de GV. La distribución de las partículas secundarias en la atmósfera varía mucho con la profundidad y, por tanto, el coeficiente barométrico también debe variar con la altitud.

Los cambios en el perfil densidad-altitud, ocasionados normalmente por variaciones de temperatura a diferentes altitudes, harán variar la población de especies inestables producidas en la atmósfera. El efecto más significativo es el cambio en la razón de interacciones de piones respecto del decaimiento de los mismos. Este efecto altera la distribución de las especies que contribuyen a la tasa de conteo y, por tanto, altera al coeficiente barométrico. El efecto de temperatura está relacionado con la distribución de masa entre el primer punto de interacción y el nivel del suelo (Dorman, 1957; Bercovitch y Robertson, 1966).

También se ha reportado que las mediciones de la presión atmosférica se ven afectadas significativamente por vientos turbulentos fuertes, debido al efecto de Bernoulli. Consecuentemente, la corrección estándar de la presión puede ser errónea durante condiciones de mucho viento. Se han propuesto varias técnicas para correcciones por velocidad del viento (Bütikofer y Flückiger, 1999; Lucci *et al.*, 1999).

4.8 La función de respuesta del monitor de neutrones

Para entender al monitor de neutrones situado en tierra como un detector de rayos cósmicos primarios se debe establecer una relación entre la tasa de conteo y el flujo primario. Las partículas primarias que no son rechazadas por el campo geomagnético entran a la atmósfera y sufren múltiples interacciones, las cuales resultan en cascadas atmosféricas de partículas secundarias que pueden llegar hasta el suelo y ser detectadas por un monitor de neutrones. Por tanto, una *función de producción* debe incorporar la propagación de partículas en la atmósfera y la respuesta del monitor de neutrones a la detección de diversas partículas secundarias, como neutrones, protones, muones y piones. La *función de respuesta* se puede determinar calculando la convolución entre el espectro de los rayos cósmicos y la función de producción.

Después de la invención del monitor de neutrones por Simpson (1948), el concepto de función de respuesta fue introducido por Fonger (1953), Brown (1957) y Dorman (1957). Estas funciones combinan la eficiencia de la detección, el transporte atmosférico, la composición primaria, el espectro energético y el transporte geomagnético de las partículas.

La función integral de respuesta, es decir, la tasa de conteo, se mide directamente durante un *levantamiento de latitud*, que consiste en un viaje con un detector que registre los conteos mientras atraviesa un rango amplio de umbrales de rigidez (Moraal *et al.*, 1989). Un ejemplo de tasas de conteo registradas durante un levantamiento de latitud se muestra en la Figura 4.10, en donde se aprecia una correlación fuerte con el umbral geomagnético de rigidez.

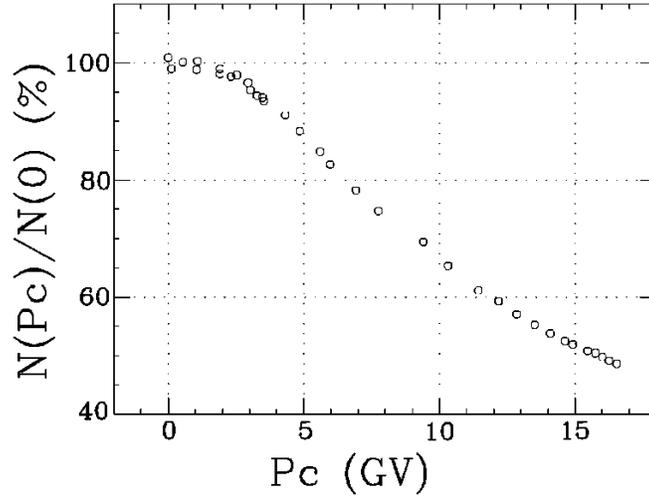


Figura 4.10 Tasa de conteo registrada durante el *Italian Antarctic Program* en 1996-97 (Villoresi *et al.*, 1997).

La ecuación 4.8 representa la relación entre la tasa de conteo y la función de respuesta:

$$N(P_c, z, t) = \int_{P_c}^{\infty} \sum_i (S_i(P, z) j_i(P, t)) dP = \int_{P_c}^{\infty} W_T(P, z, t) dP, \quad (4.8)$$

donde $N(P_c, z, t)$ es el conteo del monitor de neutrones, P_c es el umbral geomagnético de rigidez, z es la profundidad atmosférica, t es el tiempo, $S_i(P, z)$ es la función de producción de partículas primarias del tipo i , $j_i(P, t)$ representa el espectro de las partículas primarias de tipo i en el tiempo t y $W_T(P, z, t)$ es la *función total de respuesta*.

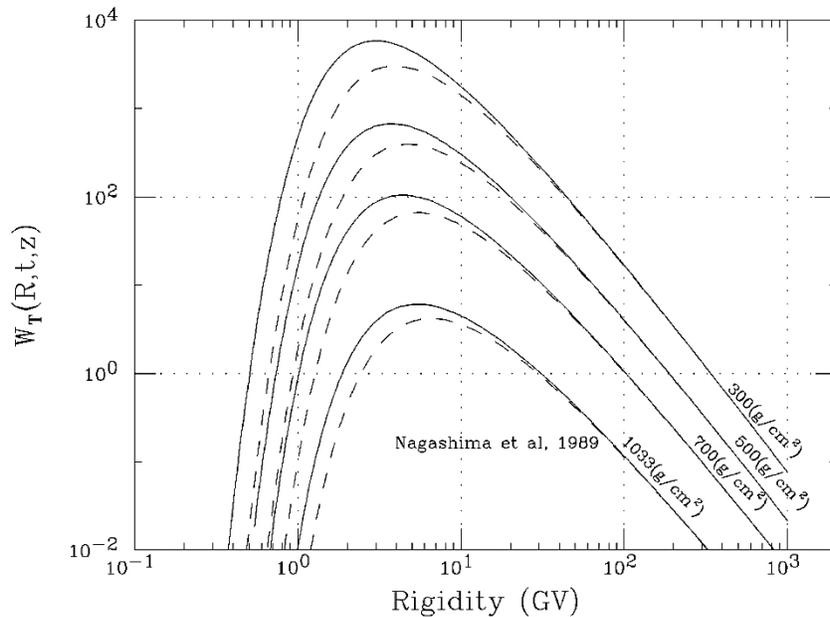


Figura 4.11 Función total de respuesta de un monitor de neutrones a diferentes profundidades atmosféricas durante mínimo (líneas continuas) y máximo solar (líneas punteadas), Nagashima *et al.* (1989).

Debe hacerse notar que tanto el umbral de rigidez P_c como las funciones de producción $S_i(P, z)$ dependen de la dirección de incidencia de las partículas primarias. El umbral vertical suele bastar como una cota inferior para el espectro de rigidez primario, pero se han reportado casos en donde la contribución de las partículas de incidencia oblicua es responsable de anomalías observadas durante los levantamientos de latitud (Clem *et al.*, 1997; Stoker *et al.*, 1997).

La función total de respuesta $W_T(P, z, t)$ tiene un valor máximo en el rango de 4 a 7 GV al nivel del mar, dependiendo de la modulación solar en la época t . Debe recordarse que el levantamiento de latitud solamente provee la función de respuesta en el tiempo en que se lleva a cabo dicho levantamiento, pues se sabe que el espectro primario $j_i(P, t)$ está correlacionado con el ciclo solar magnético de 22 años (Fisk y Axford, 1969; García-Muñoz *et al.*, 1986) y también está sujeto a efectos transitorios como los decrementos Forbush y los eventos de partículas energéticas solares.

Los métodos para determinar la función de respuesta de un monitor de neutrones son: (1) parametrización de observaciones hechas en levantamientos de latitud, (2) cálculo teórico y (3) simulación de Monte Carlo del transporte de los rayos cósmicos a través de la atmósfera y del detector. A continuación se comentan ventajas y limitaciones de cada uno.

4.8.1 Método de parametrización

El método de parametrización determina directamente una aproximación a la función total de respuesta ajustando una cierta función a los conteos medidos durante un levantamiento de latitud (Raubenheimer *et al.*, 1981). Algunos autores han hecho ajustes por trozos (*splines*) para reproducir los cambios de pendiente en los datos (Lockwood *et al.*, 1974), mientras que otros utilizan simplemente un polinomio en el espacio log-log. Sin embargo, el procedimiento más común es ajustar una *función de Dorman* (Dorman, 1970), como la que aparece en la ecuación 4.9. Numéricamente, la función de Dorman representa muy bien a la mayoría de los levantamientos de latitud (Stoker, 1995; Moraal *et al.*, 1989), particularmente cuando los valores del umbral de rigidez son corregidos por partículas de incidencia oblicua (Clem *et al.*, 1997; Stoker *et al.*, 1997).

Nagashima *et al.* (1989) construyeron un ajuste combinando el espectro primario, transporte atmosférico y eficiencia de detección mediante parametrizaciones separadas basadas en teoría y observaciones. Las funciones de respuesta resultantes se muestran en la Figura 4.11. Dicho análisis resultó muy exitoso para reproducir levantamientos de latitud.

4.8.2 Cálculo teórico

Los cálculos teóricos no se basan necesariamente en datos observacionales, sino que constituyen intentos por cuantificar todos los mecanismos físicos fundamentales que afectan significativamente el transporte de radiación a través de la atmósfera. Este método requiere datos de entrada muy precisos, tales como secciones transversales de interacción, multiplicidades y distribuciones angulares secundarias, efectos por pérdida de energía y perfiles de densidad atmosférica, sólo por nombrar algunos. Una sola entrada sin el nivel requerido de precisión puede conducir a errores sistemáticos significativos. Dorman y Yanke (1981) desarrollaron un modelo de cascada atmosférica para determinar funciones de producción para monitores de neutrones situados en alturas de montaña, el cual ignora efectos por dispersión, así como la producción de piones y muones. Su resultado es más consistente con observaciones al nivel del mar que con las hechas en altitud de montaña.

Yanke (1980), y Belov y Struminsky (1997) parametrizaron las curvas de Dorman y Yanke utilizando una función de Dorman dependiente de la profundidad atmosférica, como se muestra a continuación:

$$N(P_c) = N(0)(1 - \exp(-\alpha P_c^{-\kappa+1})), \quad (4.9)$$

donde N es la tasa de conteo, P_c es el umbral de rigidez y α y κ son parámetros que dependen ambos de la profundidad atmosférica y de la fase del ciclo solar. La primera derivada de la función en (4.9) da la función total de respuesta:

$$W(P_c) = -\frac{1}{N(0)} \frac{dN(P_c)}{dP_c} = \alpha(\kappa - 1)\exp(-\alpha P_c^{-\kappa+1})P_c^{-\kappa}, \quad (4.10)$$

la cual alcanza el valor máximo

$$W_{m\acute{a}x} = \kappa P_{m\acute{a}x}^{-1} \exp\left(-\frac{\kappa}{\kappa - 1}\right), \quad (4.11)$$

donde

$$P_{m\acute{a}x} = \left(\frac{\alpha(\kappa - 1)}{\kappa}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}}. \quad (4.12)$$

La rigidez mediana está dada por

$$P_{med} = \left(\frac{\alpha}{\ln 2}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}}. \quad (4.13)$$

Para un mínimo de actividad solar, los parámetros α y κ se obtienen mediante las fórmulas

$$\ln \alpha = 1.84 + 0.094h - 0.09\exp(-11h), \quad (4.14)$$

$$\kappa = 2.40 - 0.56h + 0.24\exp(-8.8h), \quad (4.15)$$

y para un máximo solar,

$$\ln \alpha = 1.93 + 0.15h - 0.18\exp(-10h), \quad (4.16)$$

$$\kappa = 2.32 - 0.49h + 0.18\exp(-9.5h), \quad (4.17)$$

donde h es la profundidad atmosférica dada en bares. Estas funciones proveen una buena representación en el rango de rigidez $2 \text{ GV} < P_c < 50 \text{ GV}$ (Clem y Dorman, 2000).

4.8.3 Simulación de Monte Carlo

Se puede construir una simulación de Monte Carlo para el transporte de partículas si la distribución de probabilidad es conocida para cada proceso. En este método, el transporte de las partículas se simula como una sucesión de “vuelos” a lo largo de una trayectoria donde cada vuelo es una variable aleatoria que depende de la sección transversal del material en cada proceso. Al igual que en los cálculos teóricos, el método de Monte Carlo no necesariamente se basa en datos observacionales y requiere

datos de entrada muy precisos. La mayor diferencia entre ambos métodos es que el de Monte Carlo trata de simular todos los mecanismos físicos significantes en el orden temporal esperado produciendo una “historia” de trazas de partículas. En general, el método de Monte Carlo se usa para generar una población de cascadas y se registra la historia de cada cascada en la forma de trazas de partículas. Los datos registrados se pueden utilizar para determinar las fluencias espectrales producidas para diferentes especies de partículas y luego los resultados se pesan mediante la eficiencia del detector para determinar la tasa de conteo.

Los primeros intentos exitosos de simulación de cascadas atmosféricas fueron de Debrunner y Brunberg (1968), Flückiger (1977) y Raubenheimer *et al.* (1977). Los resultados de estos trabajos son muy consistentes con el espectro observado de los protones y con los levantamientos de latitud. Resultados más recientes han sido obtenidos, por ejemplo, por Debrunner *et al.* (1982), Shibata (1994) y Clem (1999). La Figura 4.12 muestra una comparación entre varias funciones de respuesta obtenidas mediante el método de parametrización y el de Monte Carlo.

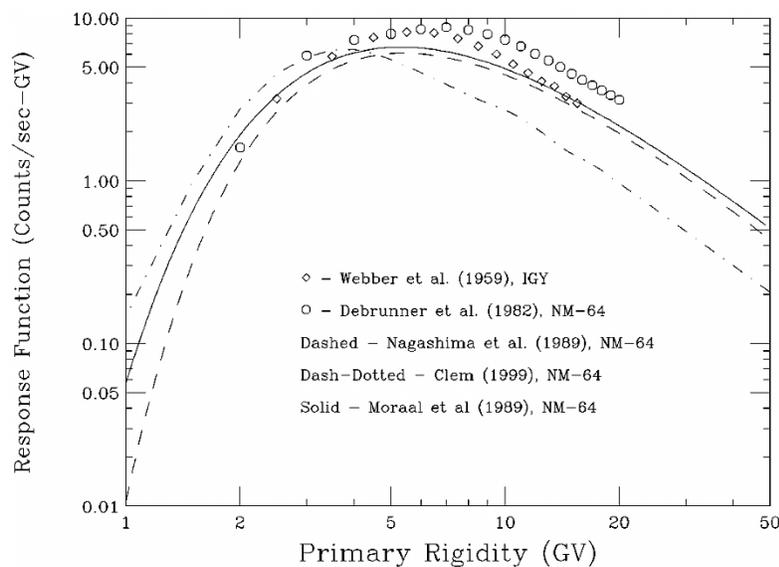


Figura 4.12 Comparación de varias funciones de respuesta para el nivel del mar durante un mínimo solar. Las curvas de Webber y Quenby (1959), Moraal *et al.* (1989) y Nagashima *et al.* (1989) fueron determinadas por el método de parametrización, mientras que las de Debrunner *et al.* (1982) y Clem (1999) provienen de simulaciones de Monte Carlo (Clem y Dorman, 2000).

4.9 Las funciones de producción

Para convertir la intensidad de las partículas en la tasa de conteo del monitor de neutrones se debe conocer la eficiencia de detección del mismo. La *función de producción* se determina calculando el número promedio de cuentas del detector por partícula primaria incidente, lo cual es esencialmente la eficiencia del monitor de neutrones respecto de las partículas primarias.

La Figura 4.13 muestra una comparación de varias funciones de producción de protones para un detector de tipo NM-64 situado al nivel del mar. En dicha Figura, los resultados de Lockwood *et al.* (1974) y Stoker (1981) fueron obtenidos mediante el método de parametrización, mientras que los de Debrunner *et al.* (1982) y Clem (1999) provienen de simulaciones.

El uso de las funciones de producción no está restringido al estudio de los rayos cósmicos galácticos, sino que también es importante en el análisis de eventos de rayos cósmicos solares, como se detalla en el Capítulo 5. La detección simultánea de un evento solar en sitios de diferente umbral de rigidez puede dar información acerca del espectro de rigidez; sin embargo, el valor de tal información es altamente dependiente de la precisión con la que se conozcan las funciones de producción de cada detector. Como ilustración, en la Figura 4.14 se muestran dos diferentes funciones de producción de neutrones solares para el detector de la estación de Climax, en donde se aprecia la gran diferencia entre ambas, que puede llegar a ser de un orden de magnitud. Es evidente que la información que se obtenga con una de ellas puede ser muy diferente que la que se obtenga con la otra. La elección de cualquiera de ellas debe basarse en las condiciones particulares del problema en cuestión.

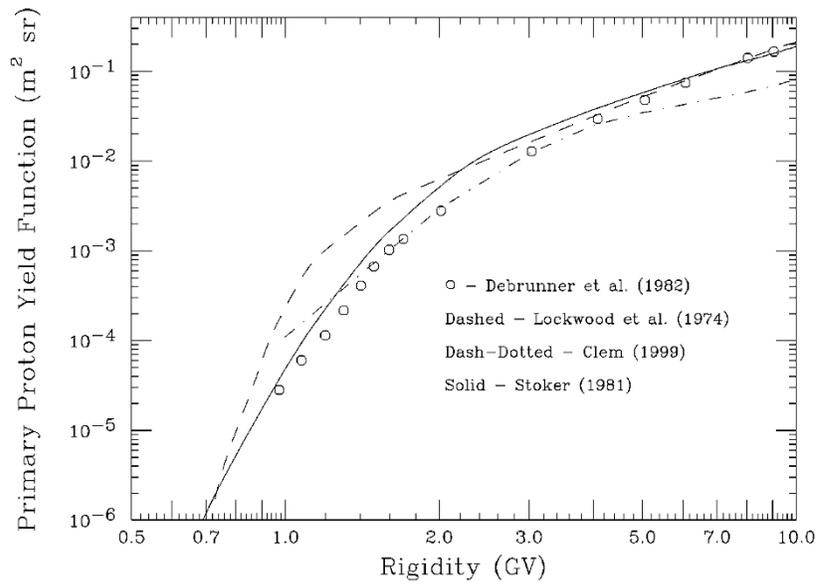


Figura 4.13 Comparación de varias funciones de producción de protones para un detector NM-64 al nivel del mar (Clem y Dorman, 2000).

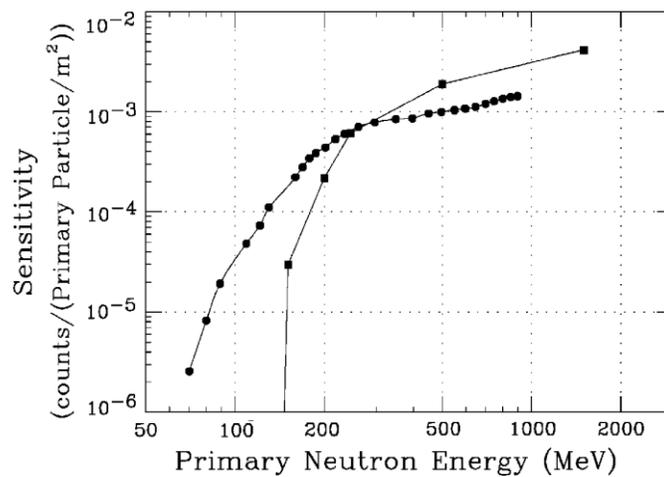


Figura 4.14 Comparación de dos funciones de producción de neutrones solares para el monitor de neutrones de la estación de Climax como función de la energía incidente en el tope de la atmósfera con una profundidad atmosférica de 776 g/cm^2 . Los resultados de Shibata (1994) se representan mediante círculos y los de Debrunner *et al.* (1997) como cuadrados (Clem y Dorman, 2000).

Capítulo 5

Señales de eventos de rayos cósmicos solares en la base de datos del Monitor de Neutrones de la Ciudad de México

5.1 Importancia del Monitor de Neutrones de la Ciudad de México para el estudio de los rayos cósmicos solares

Existe actualmente un interés creciente en el estudio de las partículas energéticas solares, lo cual ha motivado la realización de estudios con datos de monitores de neutrones ubicados en sitios con umbrales geomagnéticos de rigidez medianos y altos (Karapetyan, 2008; Beisembaev, *et al.*, 2009; Chilingarian, 2009). Esta es una de las razones que motivaron la realización del presente trabajo.

El Monitor de Neutrones de la Ciudad de México entró en operación a mediados de 1989 debido, en su mayor parte, a los esfuerzos del ya desaparecido Dr. Javier Otaola, investigador del Instituto de Geofísica de la Universidad Nacional Autónoma de México. El instrumento estuvo en un período de prueba por varios meses, durante el cual se registró el evento del 29 de septiembre de 1989 (GLE 42); la señal del registro de dicho evento se muestra en la Figura 5.1. Los datos de ese evento han sido usados y reportados ampliamente (ver Miroshnichenko *et al.*, 2000, y referencias ahí contenidas).

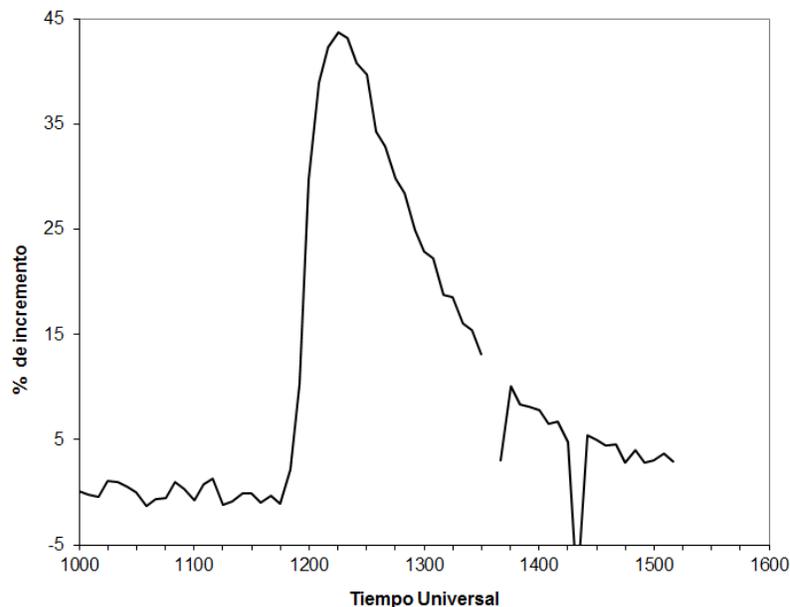


Figura 5.1 Señal del Monitor de Neutrones de la Ciudad de México para el evento GLE del 29 de septiembre de 1989.

Desde 1990, el instrumento (6-NM-64, ver Sección 4.6) ha estado en operación continua y sus datos son completamente confiables (<http://132.248.105.25/>). Sin embargo, antes del estudio de Vargas Cárdenas y Valdés Galicia (2012), éstos fueron objeto de análisis para el estudio de protones

energéticos solares sólo para el mencionado evento número 42 y para el 48, el 24 de mayo de 1990, donde se registró un incremento debido a neutrones solares (Debrunner *et al.*, 1997; Valdés-Galicia *et al.*, 2000). Además, el instrumento registró el evento de neutrones solares del 4 de noviembre de 2003 (Watanabe *et al.*, 2005a). La señal de dicho evento se presenta en la Figura 5.3.

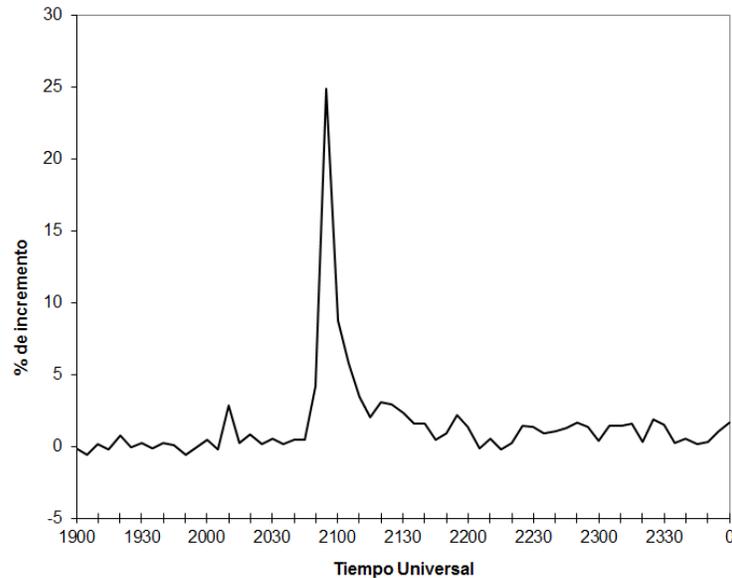


Figura 5.2 Señal del evento GLE del 24 de mayo de 1990 registrada por el Monitor de Neutrones de la Ciudad de México.

Como existe un interés cada vez mayor para evaluar la capacidad del Sol para acelerar partículas, se decidió buscar señales de GLE's en la base de datos del monitor de neutrones. Debido a que el sitio tiene una rigidez umbral vertical de 8.2 GV (en condiciones geomagnéticas no perturbadas) y el instrumento una energía mediana de respuesta de 22 GeV para el espectro galáctico, el distinguir señales procedentes de GLE's en este detector proporcionaría evidencia de la capacidad del Sol para acelerar partículas a aproximadamente 10 GeV o quizás más durante fenómenos eruptivos en la superficie del Sol. Así, se decidió realizar una búsqueda exhaustiva de señales significativas de eventos solares en las series de tiempo correspondientes a las fechas de los treinta y dos eventos GLE ocurridos en el período 1989 – 2012 en la base de datos de cinco minutos del Monitor de Neutrones de la Ciudad de México.

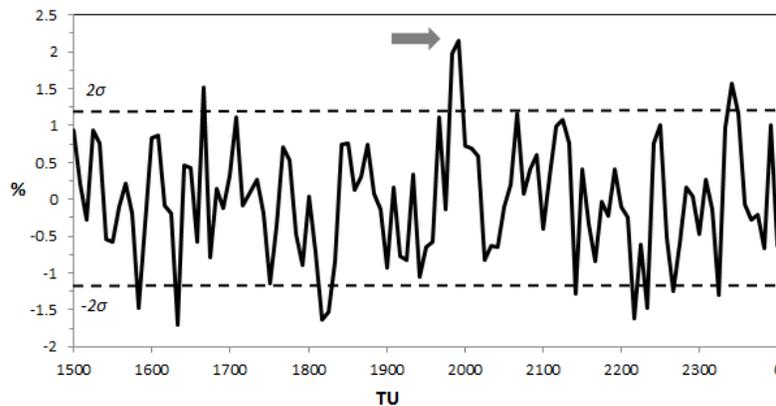


Figura 5.3 Señal del evento de neutrones del 4 de noviembre de 2003 registrada por el Monitor de Neutrones de la Ciudad de México. El incremento de 2.16 % observado a las 19:55 TU tiene una significación estadística superior a 95%.

5.2 Criterios para la selección de los eventos

Como ya se mencionó en la Sección 5.1, se examinaron las series de tiempo correspondientes a las fechas de los eventos GLE ocurridos desde 1989 hasta 2012 (ver Apéndice 2). Para poder determinar una detección efectiva de partículas solares en las series de tiempo mencionadas, se establecieron los criterios que se enumeran a continuación.

En primera instancia, se verifica si en la fecha y hora del evento se registra un incremento por encima del nivel de 2σ , donde σ es la desviación estándar de los datos en una cierta *línea de base*. Dicha línea de base, la cual normalmente es un intervalo de sesenta minutos tomado una o dos horas antes del evento, se estableció para cada caso según la recomendación del Bartol Research Institute (<http://neutronm.bartol.udel.edu/>). En seguida, se procedió a normalizar la señal respecto de la línea de base. En este caso, se utilizó para tal efecto un *filtro de Daubechies* para frecuencias bajas (Daubechies, 1988, 1993), el cual se sabe que no introduce frecuencias espurias; ver Figura 5.4.

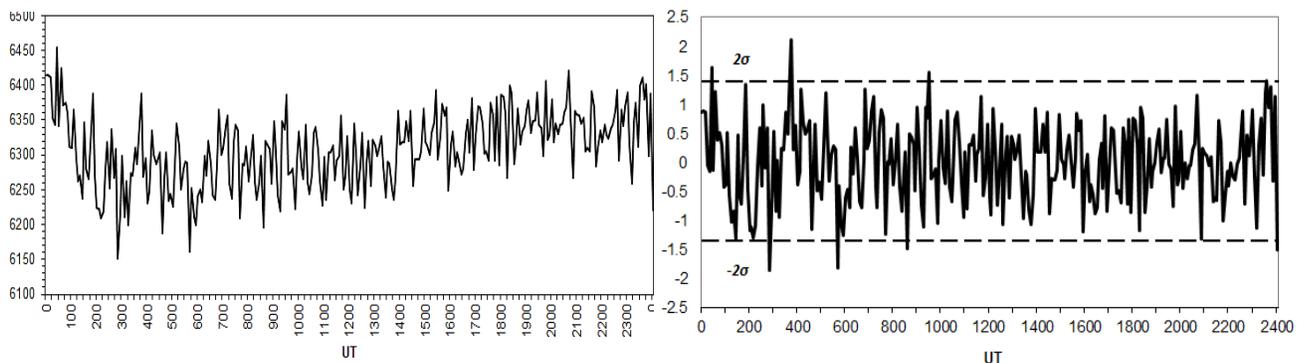


Figura 5.4 Efecto del filtro de Daubechies en la señal del monitor de neutrones. La escala del panel de la izquierda está en cuentas/5 min. y la del de la derecha en %.

En caso de observar un incremento superior a 2σ , se procedió, en segundo lugar, a verificar si el cono de aceptación del sitio (ver Sección 4.5) tenía una buena conexión con la espiral de Parker (ver Subsección 1.3.2) en el instante del evento. Para ello es necesario calcular la dirección del campo magnético interplanetario en ese momento, a partir de los datos del satélite GOES. En seguida, se verificó si la hora del incremento observado coincide con los registros de otras estaciones. En caso afirmativo, se aplica una prueba de Student para validar estadísticamente el incremento observado, siguiendo la metodología de Karapetyan (2008) y Beisembaev *et al.* (2009), pero con la ventaja de haber usado el filtro de Daubechies para poder obtener así los valores reales de los incrementos observados al haber eliminando las contribuciones de baja frecuencia.

El quinto y último criterio es una estadística de extremos, como propone Chilingarian (2009), la cual tiene la misma finalidad que la prueba de Student, pero está basada en un principio diferente (Gumbel, 1956; Chapman, *et al.*, 2002; Chilingarian *et al.*, 2006). Se decidió incluir dos pruebas estadísticas independientes para validar de manera incontrovertible los incrementos observados debido a que la amplitud de los mismos es muy pequeña.

5.3 Resultados de las pruebas aplicadas

Las pruebas descritas en la sección anterior se deben aplicar a todas las series de tiempo en donde el instante de inicio del evento se encuentre dentro de un rango que favorezca la conexión del cono de aceptación del sitio con la espiral de Parker del campo magnético interplanetario. Dado que el cono de aceptación del sitio de México para el intervalo de rigidez entre 8 y 15 GV se encuentra a unos 60° de longitud este y la espiral nominal de Parker tiene una inclinación de 45° hacia el oeste, el intervalo de tiempo más favorable para que se produzca la conexión mencionada es desde las 23 horas del día anterior hasta las 11 horas de Tiempo Universal, preferentemente entre las 2 y las 8 horas; la configuración geométrica recién descrita se ilustra en la Figura 5.5. Los eventos que cumplen con este requisito son, aparte de los dos ya comentados (nos. 42 y 48), los numerados como 46, 49, 50, 51, 52, 54, 55, 57, 59, 60, 61, 63, 64, 65, 68, 69, 70 y 71. Los resultados obtenidos para aquellas series de tiempo en las que se observa algún incremento que coincida con el inicio de un evento GLE se resumen en la Tabla 5.1.

Los eventos 42 y 48 no requieren validación estadística debido a su gran magnitud. De los demás, el evento 54 es el único que pasó todas las pruebas, lo cual permite convalidar el incremento observado en dicha serie de tiempo como una detección efectiva de partículas energéticas solares con el monitor de neutrones del Instituto de Geofísica. Este resultado ya fue reportado y publicado en Vargas y Valdés-Galicia (2011) y Vargas-Cárdenas y Valdés-Galicia (2012). El análisis correspondiente se detalla en la Sección 5.4. Para el resto de los casos, el resultado negativo tiene, de cualquier forma, implicaciones importantes, las cuales se exponen en la Sección 5.5.

En el caso del evento 55, aunque la prueba de Student parecía indicar una detección exitosa, los otros dos criterios forzaron a desechar el caso. Los incrementos observados en los tiempos de los eventos 60, 68 y 70 no pueden ser validados por la prueba de Student, pues aunque su significación parece alta, se observan en las mismas series de tiempo otros incrementos con significaciones aún mayores. Para tales casos, se decidió desechar los eventos y ya no realizar la segunda prueba, pues, como ya se aclaró más arriba, el criterio que se desea establecer es que cada una de las pruebas estadísticas por separado arroje un resultado incontrovertible.

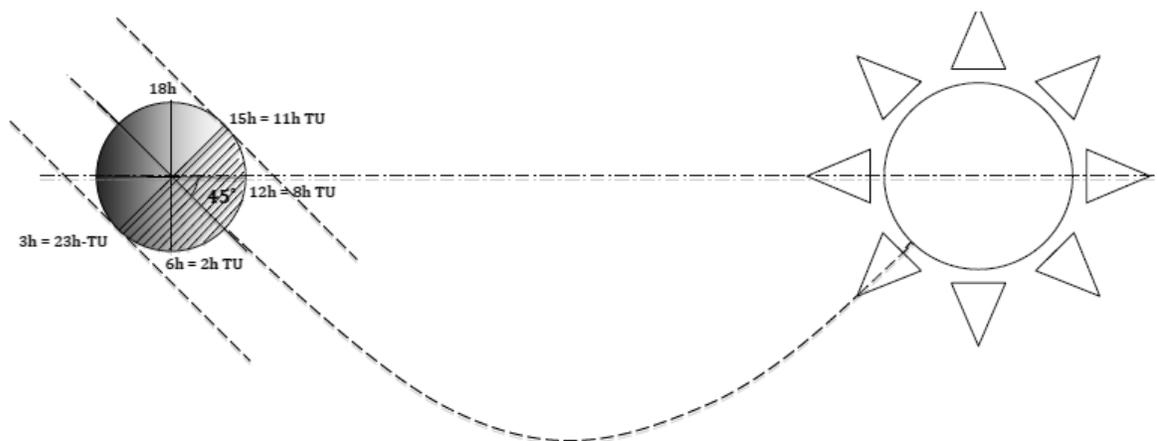


Figura 5.5 Conexión de la espiral de Parker con el cono de aceptación correspondiente al sitio de México, el cual se encuentra 60° al este del meridiano 0° , es decir, 4h adelante del Tiempo Universal.

Tabla 5.1 Convalidación de posibles señales de eventos GLE en la base de datos del Monitor de Neutrones de la Ciudad de México

No. de evento ⁽¹⁾	Fecha	Incremento observado		>2 σ [Sí/No]	Validación Student [%]	Validación extremos [%]
		Hora	%			
42	29 septiembre 1989	12:15	43.78	Sí	No es necesaria	No es necesaria
48	24 mayo 1990	20:55	24.89	Sí	No es necesaria	No es necesaria
54	2 noviembre 1992	3:45	2.1	Sí	99	96
55	6 noviembre 1997	14:05	1.18	No	81	68
60	15 abril 2001	14:00	1.96	Sí	93 ⁽²⁾	-
62	4 noviembre 2001	17:15	1.61	Sí	94, 0 ⁽³⁾	88
68	17 enero 2005	11:15	1.94	Sí	80 ⁽²⁾	-
70	13 diciembre 2006	3:15	1.58	Sí	91 ⁽²⁾	-

Observaciones: (1) En el resto de las series de tiempo correspondientes a eventos GLE no se observa ningún incremento en el momento del evento, o bien, como en el caso del evento 51 (11 de junio de 1991), no hay datos para ese día. (2) Aunque la significación parece alta, hay otros picos en la misma serie de tiempo que tienen una significación mayor; en tal caso, el evento se desechó y ya no se realizó la segunda prueba. (3) La significación de 94% se obtiene de la prueba con intervalos de una hora; sin embargo, al considerar intervalos de media hora, la significación del incremento desaparece, forzando a la eliminación del evento, aún cuando la significación obtenida con la segunda prueba no es despreciable. Además de lo anterior, el evento no está bien conectado.

Finalmente, un caso que vale la pena comentar es el del evento 62, cuyo tiempo de inicio no favorece una buena conexión, pero cuya serie de tiempo muestra, sin embargo, un incremento de 1.61% a la hora correcta. Dicho incremento arroja una significación de 94% con la prueba de Student con intervalos de una hora y 88% con la prueba de extremos. Sin embargo, al realizar la prueba de Student con intervalos de media hora, la significación se reduce a 0%, por lo que el resultado de la prueba es ambiguo, lo cual fuerza finalmente a su rechazo, como era de esperarse debido a la mala conexión ya comentada.

Vale la pena hacer la observación de que, en todos los casos donde el criterio da un resultado negativo, es decir, para los eventos 55, 60, 62, 68 y 70, el incremento observado es menor que el 2.1% del evento 54.

5.4 Análisis del evento del 2 de noviembre de 1992 (GLE 54)

5.4.1 Escenario del evento

El satélite GOES-7 registró una ráfaga de clase X9.0 proveniente de la región activa 7321 (S25W100) comenzando a las 2:31, con un pico a las 3:08 y finalizando a las 3:28 Tiempo Universal (TU); ver Figura 5.6. Hubo dos eyecciones solares relacionadas con esta ráfaga; una a las 2:52 asociada con un estallido en radio de tipo II y otra a las 3:02 TU asociada con un estallido de tipo IV. Aunque no hubo un comienzo súbito, una tormenta magnética significativa estaba en curso al momento del inicio del evento de partículas.

El índice Kp (ver Apéndice 3) alcanzó un valor máximo de 6 a las 23:00 TU del 1 de noviembre; en el momento del pico del GLE (3:45 TU), el índice Kp tenía un valor de 5.5 y el promedio horario del índice Dst (ver Apéndice 3) llegó a -59. Una perturbación ionosférica súbita de importancia 3 e índice de extensión igual a 5 comenzó a las 2:32, alcanzó un máximo a las 3:04 y terminó a las 9:40 TU. La dirección del campo magnético interplanetario a las 3:40 TU era de 41° , ligeramente hacia el este de la espiral nominal de Parker, favoreciendo así las direcciones asintóticas de las estaciones norteamericanas. Todos los datos de las variables solares fueron tomados de *Solar Geophysical Data 581* y *582*.

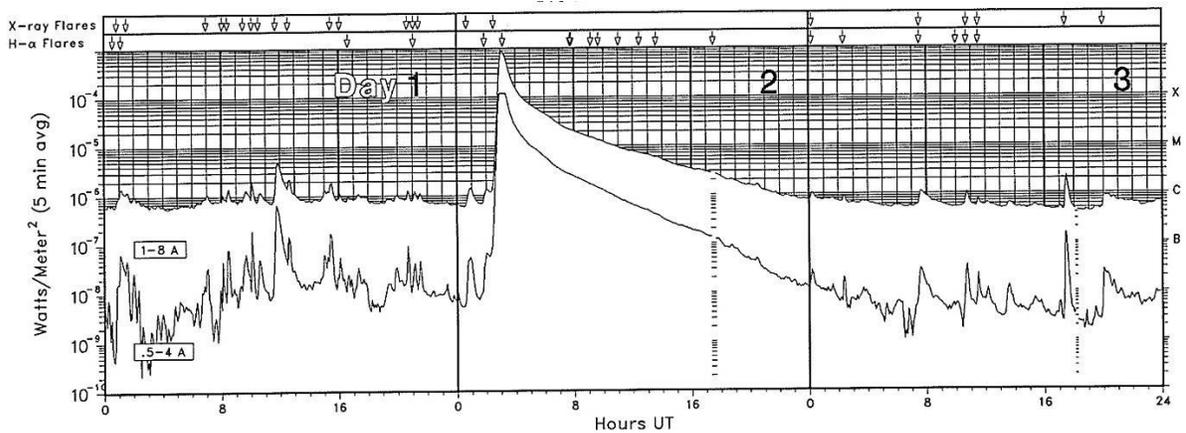


Figura 5.6 Datos de rayos X blandos y duros del satélite GOES-7 para los días 1 a 3 de noviembre de 1992 (gráfica tomada de *Solar Geophysical Data 582*).

5.4.2 Análisis de la señal del monitor de neutrones

La señal filtrada de las cuentas de cinco minutos, corregidas por presión atmosférica, del Monitor de Neutrones de la Ciudad de México registra un incremento de 2.1% a las 3:45 TU del 2 de noviembre de 1992, el cual se ajusta al inicio reportado del GLE 54 (Shea *et al.*, 1995) y alcanza el umbral de 3σ (ver Figura 5.7).

Para validar el incremento observado, se analizaron las cuentas corregidas de cinco minutos de los monitores de neutrones de Calgary, Deep River, Goose Bay, Hermanus, Inuvik, LARC, Lomnicky Štit, Oulu, Potchefstroom, SANAE, pues son las estaciones que reportaron una detección del evento, según la base de datos del Australian Antarctic Data Center (<http://data.aad.gov.au/aadc/gle/>). Los datos fueron descargados del sitio FTP de IZMIRAN (<ftp://cr0.izmiran.rssi.ru/>).

Todas las series de tiempo de las estaciones arriba mencionadas muestran la firma de la fase gradual del evento, la cual comenzó aproximadamente a las 4:00 y terminó cerca de las 9:00 TU, pero las señales de Deep River y Goose Bay muestran también indicios de una *fase impulsiva* (ver Figura 5.7); específicamente, la señal de Deep River sufre un incremento de 1.2% a las 3:35 TU, mientras que Goose Bay muestra un incremento de 1.4% a las 3:50 UT. La existencia de esta fase impulsiva no parece estar reportada en la literatura antes de los trabajos de Vargas y Valdés-Galicia (2011, 2012). Un segundo incremento se observa en ambas señales entre las 4:30 y las 6:30 TU; éste corresponde a la fase gradual del evento. El máximo incremento se registró a las 5:30 TU en la estación SANAE (Polo Sur) y fue de 6.5%.

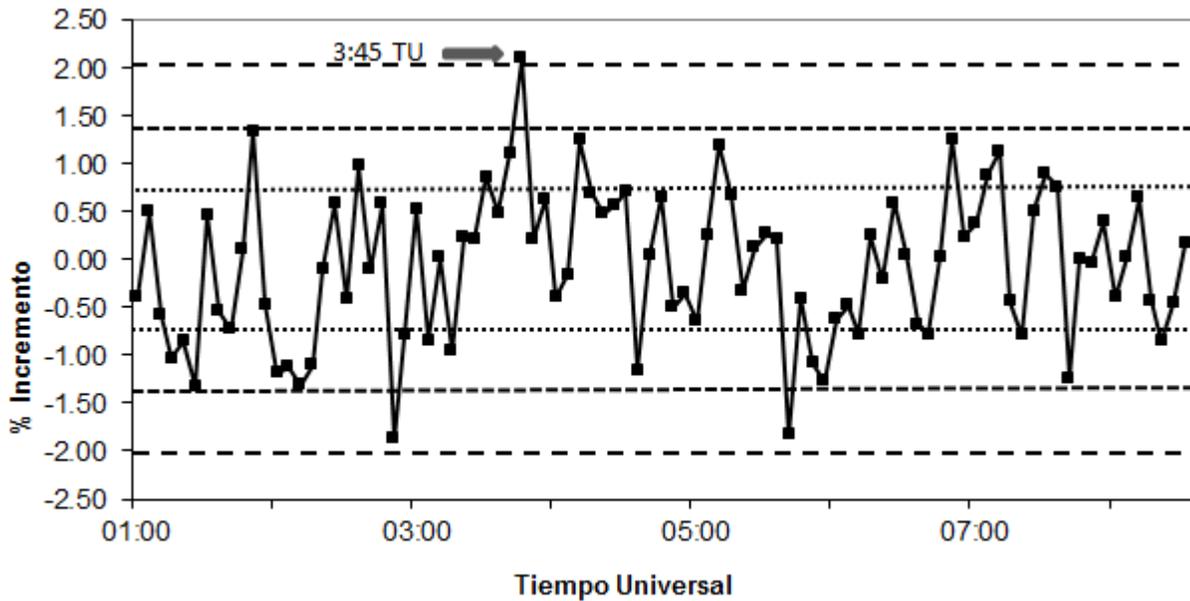


Figura 5.7 Datos de cinco minutos del Monitor de Neutrones de la Ciudad de México para el día 2 de noviembre de 1992 aplanados mediante un filtro de Daubechies. Las líneas punteadas representan los umbrales de σ , 2σ y 3σ . El incremento de 2.1% observado a las 3:45 TU corresponde al tiempo de inicio del evento GLE 54.

El incremento observado en la señal del Monitor de Neutrones de la Ciudad de México, corresponde, pues, a la fase impulsiva del evento. No se registra la fase gradual, debido a que ésta consiste en un flujo de partículas de menor energía, las cuales no son accesibles al sitio de la estación por tener éste un umbral geomagnético de rigidez relativamente alto, el cual es de 8.2 GV en condiciones no perturbadas y que puede descender hasta alrededor de 7.5 GV en condiciones altamente perturbadas ($K_p=5$), según Pchelkin *et al.* (2007).

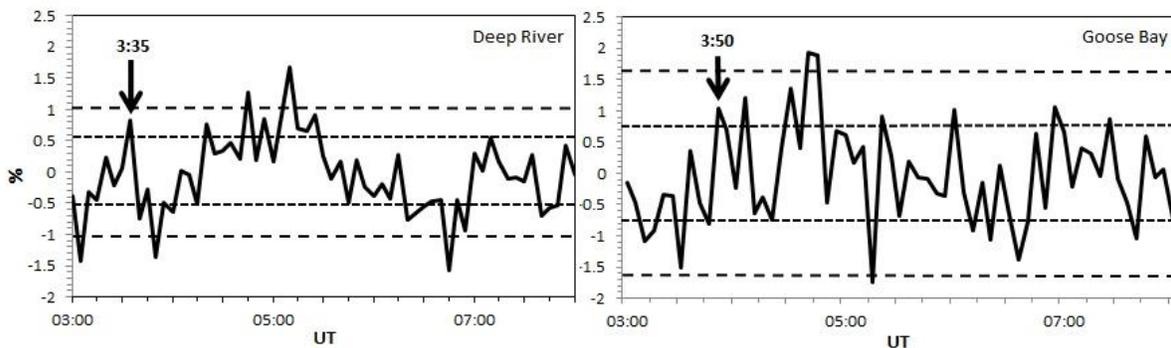


Figure 5.8 Datos de cinco minutos de los monitores de neutrones de Deep River (izquierda) y Goose Bay (derecha) para el 2 de noviembre de 1992. Las líneas punteadas representan los umbrales de σ y 2σ . Las dos componentes del evento son evidentes en ambas gráficas.

La diferencia en el tiempo de registro de los picos observados en las señales de las estaciones de Deep River, Goose Bay y México se puede deber a una anisotropía muy alta en el flujo de las partículas de alta energía; sin embargo, la coincidencia de las tres estaciones en el registro del evento se puede explicar por la ubicación cercana de los conos de aceptación de dichas estaciones (Smart *et al.*, 2000). El cono de México tenía una mejor conexión con la dirección del campo magnético interplanetario, lo que deriva en un valor más alto del incremento observado, a pesar de su mayor umbral de rigidez.

Adicionalmente, el mayor factor de altura de la estación de México (ver Tabla 5.2) favorece una mayor tasa de conteo por cada tubo del detector (ver Sección 4.6) en comparación con las señales de Goose Bay y Deep River.

La tasa media de conteo del instrumento durante el período examinado es de 6254 cuentas/5 min. con una desviación estándar de 0.68%. Considerando al conteo de partículas en el detector como un proceso de Poisson con los parámetros anteriores, la probabilidad de que un dato exceda el umbral de 3σ es de 5.2%. Adicionalmente, observando la gráfica de los datos, se aprecia que el punto anterior al dato de las 3:45 TU excede el umbral de 1σ , lo cual tiene una probabilidad de 29.5%; sin embargo, la probabilidad de que sucedan ambos eventos aleatoriamente de manera consecutiva es de apenas 1.5%. En el contexto global de la base de datos completa, suponiendo que los datos siguen una distribución normal, dicha probabilidad resulta del orden de 0.02%, dos órdenes de magnitud más baja. Este argumento indica que el incremento observado muy probablemente no se deba a una fluctuación estadística aleatoria, por lo cual requiere de un análisis más profundo. Se decidió aplicar una prueba de Student y otra de estadística de extremos para obtener una validación adicional, como se menciona en la Sección 5.2.

La Figura 5.9 muestra la prueba de Student con intervalos de una hora para los datos de México (ver Sección A4.1). Para el intervalo que incluye el pico de las 3:45 TU, se obtiene una significación de 99.8%. Realizando la misma prueba con intervalos de media hora, se obtiene una significación de 99.9%. Los demás intervalos caen por debajo del nivel de 95% de significación estadística, lo cual proporciona un argumento a favor de que dicho incremento corresponda a una señal adicional superpuesta a la del fondo galáctico, la cual, en este caso, debe ser de origen solar.

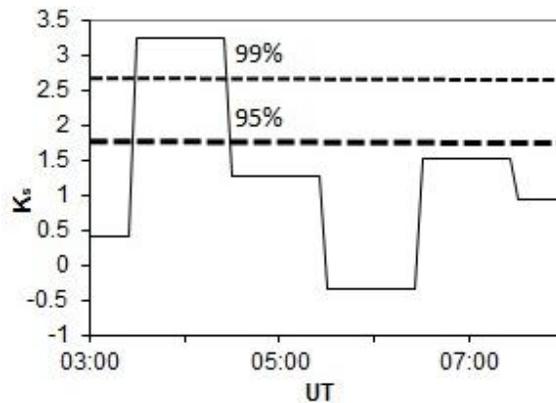


Figura 5.9 Prueba de Student con intervalos de una hora para los datos de México del 2 de noviembre de 1992. Las líneas punteadas representan el nivel de significación estadística.

La Figura 5.10 muestra los residuales normalizados de los datos de México, de acuerdo con la ecuación A4.2.1. El residual correspondiente al dato de las 3:45 TU alcanza el umbral de 3σ y es el único con esta propiedad. La prueba de estadística de extremos, basada en las ecuaciones A4.2.1 y A4.2.3 da una significación de 96% para dicho incremento. Esto constituye una evidencia adicional de que el registro en cuestión no corresponde a una fluctuación en el flujo de los rayos cósmicos galácticos.

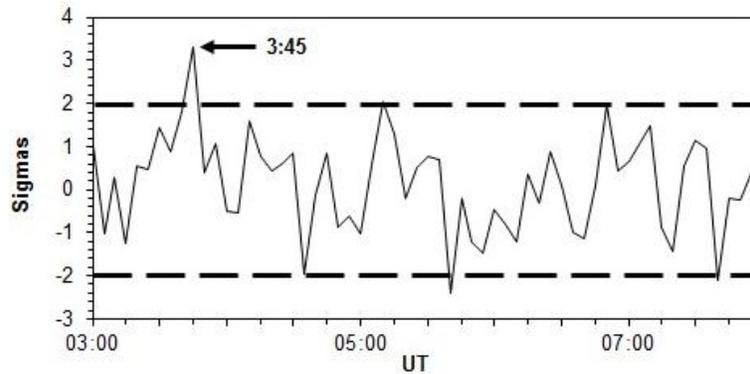


Figura 5.10 Residuales para la serie de tiempo del 2 de noviembre de 1992, la cual muestra la significación del incremento de las 3:45 TU de acuerdo con la estadística de extremos. Las líneas punteadas representan el umbral de 2σ .

Como consecuencia de las dos pruebas estadísticas mencionadas, se puede aceptar la hipótesis de que se ha encontrado una señal superpuesta a la de la intensidad de la radiación cósmica galáctica con un nivel de confianza estadística que supera el 96%. Como no hay otra fuente compatible, esta señal debe corresponder a las partículas producidas durante la fase impulsiva del GLE 54.

Para poder estimar la energía de las partículas responsables del incremento observado se debe tomar en cuenta que, como resultado de la intensa actividad magnética descrita más arriba, los valores de los umbrales de rigidez se vieron disminuidos en el transcurso del evento (Smart *et al.*, 2006). Como ya se mencionó, el umbral de rigidez para el sitio de México puede bajar hasta un valor de 7.5 GV en condiciones altamente perturbadas, como cuando el índice Kp toma valores de 5 o más (Pchelkin *et al.*, 2007). Tomando este valor como una cota inferior para la rigidez umbral, se puede calcular la rigidez mediana de respuesta del detector utilizando las funciones de producción de Lockwood *et al.* (1974) y Stoker (1981), el límite superior del espectro de protones de Miroshnichenko (1996, 2001) y la función de respuesta de Clem y Dorman (2000), explicados en las secciones 4.9, 3.5 y 4.8, respectivamente. El valor obtenido para dicha rigidez mediana de respuesta es de 11.3 GV. Por tanto, se puede concluir que el Sol emitió protones con energías de al menos 7.5 GeV y más probablemente de alrededor de 11.3 GeV durante la ráfaga de clase X9.0 que ocurrió el 2 de noviembre de 1992, las cuales produjeron el evento GLE 54.

Emulando el proceso descrito en el párrafo anterior, se obtiene un valor de 8.95 GV para la rigidez mediana de respuesta del detector de Goose Bay y 8.89 GV para el de Deep River. Con estos valores, aunque son pocos, se puede construir una estimación del espectro energético de las partículas que constituyeron la fase impulsiva del evento en cuestión. Para ello es necesario normalizar el flujo correspondiente a la tasa de conteo de cada uno de los tres detectores, es decir se debe determinar el flujo que tendrían todos los detectores al nivel del mar. Para realizar dicha normalización, es necesario determinar la contribución de la señal del evento solar a la tasa total de conteo. Ello se logra restando el conteo medio registrado sobre la línea de base del conteo en el instante del máximo del evento. Dichas contribuciones se comparan con las tasas de conteo correspondientes al flujo normalizado del fondo galáctico combinado de protones y neutrones, el cual tiene un valor de $0.32 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ (Longair, 1981; Grieder, 2001), obteniendo así el flujo normalizado de la contribución solar. Los resultados de dicha normalización se incluyen en la Tabla 5.2.

Tabla 5.2 Flujos normalizados al nivel del mar de las estaciones que detectaron la fase impulsiva del evento GLE 54

Estación	Cuentas/s máximo fase impulsiva	Cuentas/s línea de base	Diferencia (contribución solar)	Flujo solar al nivel del mar [$\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$]
Goose Bay	190.10	188.86	1.24	0.0233
Deep River	555.51	548.87	6.64	0.0340
México	21.29	20.84	0.45	0.0095

Las tasas de conteo que se mencionan en la tabla anterior corresponden al máximo de la fase impulsiva observado en cada estación. El espectro obtenido se ajusta a la ley de potencia

$$J = 5.99 \times 10^2 P^{-4.56}, \quad (5.1)$$

con un coeficiente de correlación igual a 0.95. En dicha expresión, J representa el flujo vertical dado en $\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$ y P la rigidez en GV; El valor de la constante (5.99×10^2) es bajo (un orden de magnitud menor que lo más usual) debido a la baja intensidad de la fase impulsiva del evento, mientras que el índice espectral $\gamma = 4.56$ es relativamente alto debido a su corta duración. Ambos valores deben tomarse sólo como una aproximación, dado el número tan reducido de puntos experimentales (prácticamente sólo dos) y la baja resolución de las tasas de conteo (5 min.). Aún así, el valor del índice espectral se halla dentro del rango esperado para eventos de este tipo (Lockwood *et al.*, 1974; Watanabe *et al.*, 2005b). La gráfica correspondiente al espectro construido con los datos de la Tabla 5.2 y representado por la ecuación 5.1 aparece en la Figura 5.11.

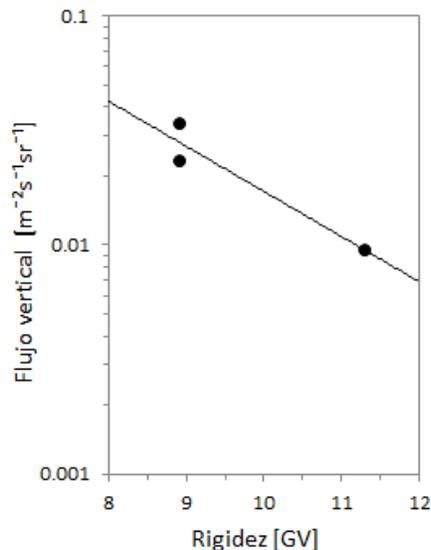


Figura 5.11 Espectro energético de la fase impulsiva del evento GLE 54 obtenido con los datos de la Tabla 5.2 ajustado mediante la ecuación 5.1.

Kohno y Struminski (1993) obtuvieron, mediante datos de satélites, un espectro para la fase gradual del mismo evento en bajas energías con un índice espectral igual a 4.5 para energías mayores que 110 MeV. El resultado aquí obtenido es consistente con aquél, siendo un poco más blando, lo cual indica que la fase impulsiva tiene una duración menor.

5.5 Umbral de detección de partículas solares

Como ya se mencionó en la Sección 5.3, los eventos 46, 49, 50, 51, 52, 57, 59, 60, 61, 63, 64, 65, 68, 69, 70 y 71 estuvieron bien conectados con el sitio de México; sin embargo, no se registró ninguna firma de ellos en la señal del monitor de neutrones. Dicho resultado debe interpretarse de la siguiente manera: la intensidad del flujo de las partículas solares que alcanzaron a la Tierra en un intervalo de aproximadamente 7.5 a 15 GV de rigidez no excedió un cierto umbral inferior. En la Tabla 5.2 se observa que, para el caso del evento 54, el flujo por cada tubo normalizado al nivel del mar es de $0.0095 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ para una rigidez umbral de 7.5 GV. Como se considera que la detección de dicho evento está en el límite de la capacidad del instrumento y por haber sido obtenido dicho valor del flujo con valores extremos para la rigidez umbral y la función de respuesta de las partículas solares, esta última cifra se puede tomar, al menos provisionalmente, como una cota inferior para el valor que debe tener el flujo normalizado de las partículas solares de manera que se pueda producir una detección con el instrumento en cuestión. Es decir, se puede considerar que, para los eventos mencionados, el flujo normalizado de las partículas que alcanzaron a la Tierra no alcanzó $0.0095 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ en el intervalo de rigidez entre 7.5 y 15 GV.

Otro factor a considerar es la variación de la rigidez mediana de respuesta del instrumento para las partículas solares respecto de la rigidez umbral y de la fase del ciclo solar, pues dicha variación puede afectar la cota antes mencionada del flujo. Sin embargo, la amplitud de la posible variación es de sólo unas décimas de gigavolt, como puede apreciarse en la Figura 5.12, de modo que se puede concluir que dicha cota será la misma para todas las condiciones mencionadas. Los puntos de la gráfica se calcularon utilizando la misma función de respuesta descrita en las secciones 4.8, 4.9 y la Subsección 5.4.2.

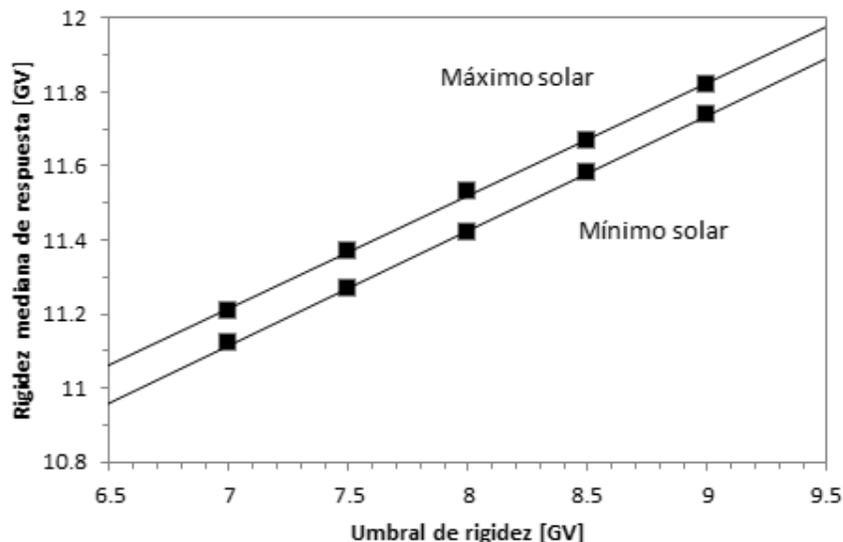


Figura 5.12 Variación de la rigidez mediana de respuesta respecto del umbral de rigidez para el espectro solar límite en la profundidad atmosférica de la Ciudad de México (790 g/cm^2) durante épocas de máxima y mínima actividad solar.

5.6 Conclusiones

1. Se encontró evidencia de la detección de partículas solares durante el evento del 2 de noviembre de 1992 (GLE 54) hecha por el Monitor de Neutrones de la Ciudad de México, validada mediante dos pruebas estadísticas independientes, apoyando así la hipótesis de que partículas con energías de alrededor de 11 GeV fueron producidas por el Sol. Esta cifra puede ser tomada como una cota superior para la energía de los protones producidos durante la fase impulsiva de dicho evento.
2. El índice espectral $\gamma = 4.56$ obtenido para la fase impulsiva del evento está en concordancia con los resultados conocidos para el espectro en bajas energías de la fase gradual.
3. En los casos en donde no se registra una señal, se puede establecer una cota superior de $0.0095 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ para el flujo vertical normalizado de las partículas solares en el intervalo de rigidez entre 7.5 y 15 GV.

Conclusiones generales

1. Se establecieron criterios específicos para la validación de señales de eventos solares, los cuales no parecen estar enlistados explícita y concisamente en la literatura. En particular, se resaltó la necesidad de filtrar las señales para obtener significaciones estadísticas más correctas y se introdujo el criterio de validar las señales mediante dos pruebas estadísticas diferentes.
2. Se destaca la importancia de considerar las direcciones asintóticas de aproximación para determinar la buena conexión del evento solar con el detector, lo cual no siempre es tomado en cuenta en esta clase de estudios. También, se toma en cuenta de manera determinante la variación del umbral geomagnético de rigidez durante los eventos solares, lo cual resulta ser un factor de gran importancia para la determinación de la rigidez mediana de respuesta del detector y el espectro energético de las partículas detectadas.
3. Se encontró evidencia de la detección de partículas solares durante el evento del 2 de noviembre de 1992 (GLE 54) hecha por el Monitor de Neutrones de la Ciudad de México, validada mediante dos pruebas estadísticas independientes, apoyando así la hipótesis de que partículas con energías de alrededor de 11 GeV fueron producidas por el Sol. Además, el índice espectral encontrado ($\gamma = 4.6$) se encuentra en concordancia con el reportado en otro estudio del mismo evento. Asimismo, se derivó una cota inferior para que el flujo vertical normalizado de las partículas solares en el intervalo de rigidez entre 7.5 y 15 GV produzca un evento a nivel del suelo.
4. Se presenta evidencia de que el evento GLE 54 tuvo una fase impulsiva y otra gradual, lo cual no había sido reportado anteriormente.
5. Los datos del monitor de neutrones de México, así como los de otras estaciones de latitudes medias y bajas pueden contribuir substancialmente para refinar los espectros energéticos de los eventos de partículas solares, obteniendo así estimaciones más reales para las cotas superiores de las energías de las partículas y, por tanto, mejorar los modelos de aceleración correspondientes.
6. Puede haber más señales de eventos de partículas solares aún ocultas en la base de datos de la Red Mundial de Monitores de Neutrones que necesitan un análisis estadístico más profundo para poder ser reveladas.

Apéndice 1

Clasificación de las ráfagas solares

Las ráfagas solares se clasifican por sus características observadas en la radiación de 656.3 nm ($H\alpha$) y de 0.1 a 0.8 nm (rayos X blandos). La clasificación según la emisión en $H\alpha$ toma en cuenta el tamaño de la intensificación observada sobre el disco solar, así como su brillantez relativa (Tabla A1.1). Por su parte, la clasificación en rayos X mide el flujo de la radiación en la banda mencionada (Tabla A2.2). Ambas tablas fueron tomadas de (Lang, 2001).

Tabla A1.1 Clasificación de las ráfagas solares en la banda $H\alpha$

Importancia	Área [grados cuadrados]	Área [10^{12} m^2]	Brillantez relativa
S (sub-ráfaga)	≤ 2	< 300	F, N, o B
1	2.1 – 5.1	300 – 750	F, N, o B
2	5.2 – 12.4	750 – 1850	F, N, o B
3	12.5 – 24.7	1850 – 3650	F, N, o B
4	> 24.7	> 3650	F, N, o B
F = tenue (<i>faint</i>), N = normal, B = brillante Cada índice de S hasta 4 puede combinarse con cada sufijo F, N, o B.			

Tabla A1.2 Clasificación de las ráfagas solares en la banda de los rayos X blandos

Importancia	Flujo máximo de 0.1 a 0.8 nm (*) [Wm^{-2}]
A	$10^{-8} - 10^{-7}$
B	$10^{-7} - 10^{-6}$
C	$10^{-6} - 10^{-5}$
M	$10^{-5} - 10^{-4}$
X	$\geq 10^{-4}$
* Una cifra seguida de una letra significa el flujo máximo en el orden de magnitud indicado por la primera. Por ejemplo, X5.2 significa un flujo máximo de al menos $5.2 \times 10^{-4} \text{ W/m}^2$.	

Apéndice 2

Ground Level Enhancements 1942 – 2012

Tabla A2.1

(Tomada de Miroshnichenko y Pérez-Peraza (2008)
y ampliada con la información del evento no. 71
disponible en <http://www.solarmonitor.org/>)

Número del evento	Fecha	Inicio (TU)	Posición de la ráfaga en el disco solar	Clasificación de la ráfaga H α /X*
1	28 febrero 1942	12:28	7N 4E	3+ / -
2	7 marzo 1942	-	7N 90W	- / -
3	25 julio 1946	16:15	22N 25E	3+ / -
4	19 noviembre 1949	10:29	3S 72W	3+ / -
5	23 febrero 1956	< 3:34	23N 80W	3 / -
6	31 agosto 1956	12:26	15N 15E	3 / -
7	17 julio 1959	21:14	16N 31W	3+ / -
8	4 mayo 1960	10:00	13N 90W	3 / -
9	3 septiembre 1960	0:37	18N 88E	2+ / -
10	12 noviembre 1960	13:15	27N 4W	3+ / -
11	15 noviembre 1960	2:07	25N 35W	3+ / -
12	20 noviembre 1960	20:17	28N ~112W	2 / -
13	18 julio 1961	9:20	7S 59W	3+ / -
14	20 julio 1961	15:53	6S 90W	3 / -
15	7 julio 1966	0:25	35N 48W	2B / -
16	28 enero 1967	< 2:00	22N ~150W	- / -
17	28 enero 1967	< 8:00	22N ~150W	- / -
18	29 septiembre 1968	16:17	17N 51W	2B / -
19	18 noviembre 1968	< 10:26	21N 87W	1B / -
20	25 febrero 1969	9:00	13N 37W	2B / X2
21	30 marzo 1969	< 3:32	19N 103W	1N / -
22	24 enero 1971	22:15	18N 49W	3B / X5
23	1 septiembre 1971	< 19:34	11S 120W	- / -
24	4 agosto 1972	6:17	14N 8E	3B / X4
25	7 agosto 1972	14:49	14N 37W	3B / X4
26	29 abril 1973	20:56	14N 73W	2B / X1
27	30 abril 1976	20:47	8S 46W	2B / X2
28	19 septiembre 1977	< 9:55	8N 57W	3B / X2
29	24 septiembre 1977	< 5:52	10N 120W	- / -
30	22 noviembre 1977	9:45	24N 40W	2B / X1
31	7 mayo 1978	3:27	23N 72W	1N / X2
32	23 septiembre 1978	9:44	35N 50W	3B / X1
33	21 agosto 1979	5:50	17N 40W	2B / C6
34	10 abril 1981	16:32	7N 36W	2B / X2.3
35	10 mayo 1981	7:15	3N 75W	1N / M1

Tabla A2.1 (contd.)

36	12 octubre 1981	6:15	18S 31E	2B / X3.1
37	26 noviembre 1982	2:30	12S 87W	2B / X4
38	7 diciembre 1982	23:41	19S 86W	1B / X2.8
39	16 febrero 1984	< 8:58	-S ~130W	- / -
40	25 julio 1989	8:39	26N 85W	2N / X2
41	16 agosto 1989	0:58	15S 85W	2N / X12.5
42	29 septiembre 1989	11:41	24S ~105W	1B / X9
43	19 octubre 1989	12:29	25S 9E	3B / X13
44	22 octubre 1989	17:08	27S 32W	1N / X2.9
45	24 octubre 1989	17:38	29S 57W	2N / X5.7
46	15 noviembre 1989	6:38	11N 28W	2B / X3.2
47	21 mayo 1990	22:12	34N 37W	2B / X5.5
48	24 mayo 1990	20:46	36N 76W	1B / X9.3
49	26 mayo 1990	20:45	~35N ~103W	- / -
50	28 mayo 1990	< 5:16	~35N ~120W	- / -
51	11 junio 1991	1:05	32N 15W	2B / X12
52	15 junio 1991	6:33	36N 70W	3B / X12
53	25 junio 1992	19:47	9N 69W	1B / M1.4
54	2 noviembre 1992	2:31	~25S ~100W	- / X9
55	6 noviembre 1997	11:49	18S 68W	2B / X9.4
56	2 mayo 1998	13:34	15S 15W	3B / X1.1
57	6 mayo 1998	7:58	11S 65W	1N / X2.7
58	24 agosto 1998	21:48	18N 9E	3B / M7.1
59	14 julio 2000	10:03	22N 7W	3B / X5.7
60	15 abril 2001	13:19	20S 85W	2B / X14.4
61	18 abril 2001	2:11	23S 117W	- / -
62	4 noviembre 2001	16:03	6N 18W	3B / X1.3
63	26 diciembre 2001	4:32	8N 54W	- / M7.1
64	24 agosto 2002	0:49	2S 81W	- / X3.1
65	28 octubre 2003	11:00	16S 8E	4B / X17
66	29 octubre 2003	20:37	19S 9W	- / X10
67	2 noviembre 2003	17:18	18S 59W	2B / X8.3
68	17 enero 2005	6:59	15N 25W	3B / X3.8
69	20 enero 2005	6:39	14N 61W	2B / X7.1
70	13 diciembre 2006	2:17	6S 23W	4B / X3.4
71	17 mayo 2012	1:50	7N 88W	M5.1

* Para la clasificación de las ráfagas solares ver Apéndice 1.

Apéndice 3

Los índices magnéticos Kp y Dst

A3.1 Índice Kp

El *índice K* cuantifica las perturbaciones de la componente horizontal del campo magnético terrestre mediante un número entero en el rango 0-9, donde 1 significa condiciones calmadas y 5 o más indica una tormenta geomagnética. Este índice se deriva de las fluctuaciones máximas observadas en la componente horizontal por un magnetómetro durante un período de tres horas. El nombre “K” proviene del alemán *Kennziffer*, que significa “dígito característico”. El índice K fue introducido por Bartels *et al.* (1939).

El *índice Kp* (“p” de *planetario*) se deriva calculando un promedio pesado de índices K obtenidos por una red de observatorios geomagnéticos. Este índice también fue introducido por Bartels *et al.* (1939).

El índice Kp es un medio para estimar el nivel global de actividad geomagnética. Las tormentas geomagnéticas son identificadas por un valor del Kp mayor o igual que 5 (Rangarajan, 1989).

A3.1 Índice Dst

El *índice Dst* (*disturbance storm time*) es una medida de la intensidad de la corriente anular que existe alrededor de la Tierra, la cual es causada por los protones y electrones solares (Rangarajan, 1989). La corriente anular produce un campo magnético que se opone al de la Tierra; es decir, si la diferencia entre los electrones y los protones solares crece, el campo magnético terrestre se debilita. Un valor negativo del Dst significa que el campo geomagnético está debilitado. Éste es el caso durante las tormentas solares.

El índice Dst se deriva a partir de los datos horarios de una red de observatorios casi ecuatoriales que miden la intensidad de la corriente anular (Mayaud, 1980).

Apéndice 4

Métodos estadísticos para la identificación de señales débiles

A4.1 Prueba de Student

Para poder aplicar este criterio, es necesario hacer las suposiciones siguientes:

1. Dentro de la línea de base solamente se registraron rayos cósmicos galácticos.
2. En todos los demás intervalos, la intensidad de la radiación galáctica de fondo permanece constante.

La segunda condición solo se puede cumplir si las variaciones de baja frecuencia en la intensidad de los rayos cósmicos, como la variación diurna o la de 27 días, son eliminadas. Por tanto, es necesario aplanar la señal para poder obtener significaciones estadísticas reales. Esto se llevó a cabo aplicando un filtro de Daubechies sintonizado para remover las frecuencias bajas. Se decidió utilizar este tipo de filtro, ya que es bien sabido que el mismo no introduce frecuencias espurias en la señal (Daubechies, 1988, 1993). En seguida, se calculan porcentajes y desviaciones estándar con respecto de las líneas de base sugeridas. Finalmente, se aplica la prueba de Student, a veces llamada “*t*” de Student, para encontrar la significación estadística de los incrementos observados y poder discriminarlos de la señal de fondo (Karapetyan, 2008; Beisembaev *et al.*, 2009). Esta prueba mide la probabilidad de la ocurrencia aleatoria de un exceso sobre intervalos de una hora tomados después de la línea de base, o, equivalentemente, la validez estadística de tal exceso.

El algoritmo empleado es el siguiente. En primer lugar, se considera la media aritmética de las cuentas corregidas en un intervalo de una hora:

$$\bar{J}(t) = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n J_k(t),$$

donde n es el número de registros en una hora (para este caso, $n = 12$), $J_k(t)$ es la cantidad corregida de partículas registrada en el k -ésimo paso dentro del intervalo $[t, t + 1 \text{ hora}]$. Después, se define la desviación de dichos promedios:

$$D(t) = \frac{1}{(n(n-1))} \sum_{k=1}^n (J_k(t) - \bar{J}(t))^2.$$

Finalmente, si t_{base} es el intervalo definido como línea de base, es decir, el intervalo de referencia, se define el estadístico K_S como

$$K_S(t) = \frac{\bar{J}(t) - \bar{J}(t_{\text{base}})}{\sqrt{D(t) + D(t_{\text{base}})}},$$

el cual se distribuye de acuerdo con la densidad de probabilidad de Student:

$$f(K_s) = \frac{\Gamma\left(\frac{N+1}{2}\right)}{\frac{n}{2}\sqrt{n\pi}} \left(1 + \frac{K_s^2}{N}\right)^{-\frac{N+1}{2}},$$

donde $N = 2n - 2$ es el número de grados de libertad del sistema. Mediante esta función, es posible calcular la probabilidad $P(t)$ de que en un intervalo de tiempo $[t, t + 1]$ un exceso en la intensidad de las cuentas del detector respecto de la radiación galáctica de fondo no sea aleatorio mediante la fórmula

$$P(t) = \int_{-\infty}^{K_s} f(x) dx.$$

Esta probabilidad representa la validez estadística del incremento observado en el estadístico K_s .

Se sabe que la elección del punto inicial y de la longitud de la escala de medida pueden afectar el resultado de la prueba (Gumbel, 1958; Chilingarian et al., 2006; Chilingarian, 2009); por tanto, se realizó la prueba recorriendo el punto inicial once veces para poder cubrir, así, la totalidad del intervalo inicial y, también, tomando intervalos de media hora, en lugar de una hora completa.

A4.2 Estadística de extremos

Dadas las tasas de conteo de cinco minutos C_{ij} , $i=1, \dots, 12$, $j = 1, \dots, 24$, se calculan las medias horarias \bar{C}_j y las desviaciones medias horarias $S_j = \sqrt{\bar{C}_j}$. Entonces, se definen los *residuales*

$$X_{ij} = \frac{C_{ij} - \bar{C}_j}{S_j}. \quad (1)$$

Este estadístico X_{ij} , el cual representa un proceso multinomial, sigue una distribución normal estándar con media cero (Chilingarian, 2009, y referencias ahí contenidas). La hipótesis de prueba, denotada H_0 , será que no hay una señal adicional superpuesta en el fondo de la radiación cósmica galáctica. Se procede a calcular la *probabilidad de riesgo* de que la hipótesis H_0 sea cierta. Para ello, se considera la *distribución de extremos* (Chapman et al., 2002, y referencias ahí contenidas):

$$c^M(x) = M g(x)(1 - G_x)^{M-1}, \quad (2)$$

donde $g(x)$ es la distribución normal estándar de Gauss y

$$G_x = \int_x^\infty g(t) dt,$$

es el *valor p* de la distribución gaussiana, es decir, la probabilidad de obtener un valor del estadístico de prueba que sea mayor que x y M es el número de intentos que se hicieron para encontrar la mayor desviación del valor medio; en el caso considerado, $M = (60/5) \times 24 = 288$, el número de registros en un día de datos. Para obtener la probabilidad de observar una desviación extrema igual a x entre M variables aleatorias idénticamente distribuidas, se integra $c^M(x)$ de x a ∞ :

$$C_x^M = \int_x^\infty c^M(t) dt. \quad (3)$$

Esta es la probabilidad de que el estadístico de prueba x se desvíe de manera máxima del valor esperado bajo la suposición de que la hipótesis H_0 sea válida. Si esta probabilidad es lo suficientemente baja, se puede rechazar la hipótesis H_0 y aceptar la hipótesis alterna de que la desviación observada no sea una fluctuación aleatoria, sino una contaminación de una naturaleza estadística diferente.

Referencias

Capítulo 1

- Bierman, L. (1951) Zs. Ap. 29, 274.
- Browning, M.K., Brun, A.S., Toomre, J. (2004) *Simulations of core convection in rotating A-type stars: Differential rotation and overshooting*, Ap. J. 601, 512-529.
- Carlier, A., *et al.* (1968) Comptes Rendus. 266, 199.
- Carroll, B.W., Ostlie, D.A. (2007). *An Introduction to Modern Astrophysics*. Addison-Wesley.
- Chapman, S. (1957) Smithsonian Contri. Astrophys. 2,1.
- DeMastus, H.L., *et al.* (1973) Solar Phys. 31, 449.
- Dunn, R.B. (1968) Ap. J. Suppl. 15, 275.
- Golub, L., Pasachoff, J.M. (1997) *The solar corona*. Cambridge University Press.
- Gopalswamy, N., Lara, A., Yashiro, S., Nunes, S., Howard, R.A. (2003) *Coronal Mass Ejection Activity During Solar Cycle 23*, In *Solar variability as an input to the Earth's environment*. Ed.: A. Wilson. ESA SP-535, Noordwijk: ESA Publications Division, p. 403.
- Gosling, J.T. (1993) Journal of Geophysical Research, 98, 18937.
- Hundhausen, A. J.; Sawyer, C. B.; House, L.; Illing, R. M. E.; Wagner, W. J. (1984) *Coronal mass ejections observed during the solar maximum mission - Latitude distribution and rate of occurrence*, Journal of Geophysical Research 89, 2639-2646.
- Karpinsky, V.N. (1977) Solar Phys. 107, 385.
- Kulsrud, R.M. (2005) *Plasma physics for astrophysics*. Princeton University Press.
- LaBonte, B.J., *et al.* (1973) Bull. AAS. 5, 275.
- Lang, K.R. (2001) *The Cambridge encyclopedia of the sun*. Cambridge University Press.
- Lantos, P. (1980) IAU Symp. 86, 41.
- Leer, E., *et al.* (1982) Space science Reviews 33, 161.
- Leighton, R.B.; Noyes, R.W.; Simon, G.W. (1962) *Velocity Fields in the Solar Atmosphere. I. Preliminary Report*. Astrophysical Journal, 135, 474.
- Menzel, D.H. (1959) *Our sun*, Revised edition. Harvard University Press.
- Muñoz, G., Vargas, B., López-López, J.L. (2010) *Statistical analysis of dynamical parameters of solar ejections observed from 1996 to 2006*. Revista Mexicana de Ciencias Geológicas, 27(2) 358-365.
- Ness, N.F., Wilcox, J.M. (1964) Phys. Rev. Letters 13, 461.
- Parker, E.N. (1958) Ap. J. 128, 669.
- Parker, E.N. (1963) *Interplanetary dynamical processes*. Interscience.
- Parker, E. N. (1965) *Dynamical Theory of the Solar Wind*. Space Science Reviews 4(5-6), 666-708.
- Payne-Gaposchkin, C. (1979) *Stars and clusters*. Harvard University Press.
- Svalgaard, L., Wilcox, J.M. (1976) Solar Phys. 49, 177.
- Schwarzschild, M. (1960) Ap. J. 130, 345.

- Simon, G.W., Leighton, R.B. (1964) *Ap. J.* 140, 1120.
- St. Cyr, O.C., Burkepile, J.T. (1990) NCAR/TN-352+STR, Bo., Co.
- Strong, K.T., Saba, J.L.R., Haisch, B.M., Schmelz, J.T. (1999) *The many faces of the sun*. Springer-Verlag.
- Taylor, P.O. (1991) *Observing the sun*. Cambridge University Press.
- van de Hulst, H.C. (1953) *The sun*. Kuiper.
- Wagner, W. (1984) *Ann. Rev. Astr. Ap.* 22, 267.
- Webb, D.F., Zirin, H. (1981) *Solar Physics* 69, 99.
- Webb, D.F. (1995) *Reviews on Geophysics, Supplement*, 557.
- Zirin, H. (1988) *Astrophysics of the sun*. Cambridge: Cambridge University Press.

Capítulo 2

- Bishara, A.A., Dorman, L.I. (1973) *Estimation of cosmic ray variation spectrum in the high energy region by underground observations*. *Izvestia Academy of Sciences USSR, Series Phys.* 37, 6, 1293-1297.
- Bishara, A.A., Dorman, L.I. (1974) *Spectrum of cosmic ray solar-diurnal variation in the high energy region*. *Geomagnetism and Aeronomy* 14, 4, 573-579.
- Bishara, A.A., Dorman, L.I. (1975) *Some problems of cosmic ray variation investigation by underground observation data*. *Cosmic Rays, Nauka*, 15, 198-202.
- Dorman, L.I. (1974) *Subcosmic ray problems: modulation, spectrum, nuclear interactions, acceleration, role in the space*. *Proc. 6th Leningrad International Seminar on Cosmophysics*. 169-176.
- Dorman, L.I. (1977) *The nature of the observed cosmic ray spectrum, I. Classification and the features of particle acceleration in space*. *Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf.*, 1, 405-410.
- Dorman, L.I. (2006) *Cosmic ray interactions, propagation, and interaction in space plasmas*. Springer.
- Hanlon, W.F. (2008) *The energy spectrum of ultra high energy cosmic rays measured by the high resolution Fly's Eye observatory in stereoscopic mode*. PhD thesis, The University of Utah.
- Khristiansen, G.B. (1974) *Rayos cósmicos de energías superaltas*. Editorial de la Universidad Estatal de Moscú, en ruso.
- Kóta, J., Munakata, K., Yasue, S., Kato, C., Mori, S. (2008) *The origin of solar diurnal variation of galactic cosmic rays above 100 GV*. *Proceedings of the 30th Int. Cosmic Ray Conf.*, 1, 589-592.
- Longair, M.S. (1981) *High energy astrophysics*. Cambridge University Press.
- Miroshnichenko, L.I. (2001) *Solar cosmic rays*. Kluwer Academic Publishers.
- The Pierre Auger Collaboration (2007) *Correlation of the Highest-Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic Objects*. *Science*, 318, 938-943.
- The Pierre Auger Collaboration (2008) *Observation of the the suppression of the flux of cosmic rays above 4×10^{19} eV*. *Phys. Rev. Lett.*, 101, 061101-1 – 061101-7.
- Sandström, A.E. (1965) *Cosmic ray physics*. North Holland Publishing Company.
- Shapiro, M.M., Silverberg, R. (1970) *Heavy cosmic ray nuclei*. *Annual Review of Nuclear Science*, 20, 323-392.
- Shapiro, M.M., Silverberg, R. (1974) *Cosmic ray nuclei up to 10^{10} eV/u in the galaxy*. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A.* 277, 319-348.

Siluszyk, M., Iskra, K., Modzelewska, R., Alania, M.V. (2005) *Features of the 11-year variation of galactic cosmic rays in different periods of solar magnetic cycles*. Advances in Space Research, 35, 4, 677-681.

Vermeesch, P., Baur, H., Heber, V. S., Kober, F., Oberholzer, P., Schaefer, J. M., Schluechter, C., Strasky, S., and Wieler, R. (2009) *Cosmogenic ^3He and ^{21}Ne measured in quartz targets after one year of exposure in the Swiss Alps*, Earth and Planetary Science Letters, 284, 3-4, 417-425.

Capítulo 3

Akimov, V.V., Ambroz, P., Belov, A.V., *et al.* (1996) *Evidence for prolonged acceleration based on a detailed analysis of the long-duration solar gamma-ray flare on June 15, 1991*, Solar Phys. 166, 107-134.

Akinyan, S.T. *et al.* (1983) *Catalogue of solar proton events 1970-1979*, Y.I. Logachev, ed. Nauka, Moscú.

Alexeyev, E.N. (1992) *Analysis of rare signals at the Baksan Underground Scintillation Telescope*, en International School on Particles and Cosmology, held 6-12 May, 1991 in Baksan Valley, USSR. Editado por V.A. Matveev, E.N. Alexeev, V.A. Rubakov y I.I. Tkachev. World-Scientific. P.109.

Bazilevskaya, G.A. *et al.* (1990) *Catalogue of energetic spectra of solar proton events 1980-1986*. Y.I. Logachev, ed. World Data Center B-2 Moscow.

Bazilevskaya, G.A., Makhmutov, V.S. (1988) *Límite superior de energía para las partículas aceleradas en una ráfaga solar*. Geomagnetizm i Aeronomiia 28, 197-201. En ruso.

Belov, A.V., Chertok, I.M., Struminsky, A. (1995) *Time evolution of solar proton energy spectra at the Earth's orbit and possibility of multi-step particle acceleration*, Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf., Rome, 4, 127-130.

Belov, A.V., Eroshenko, E.A., Kryakunova, O.N., Kurtz, V.G., Yanke, V.G. (2009) *GLEs in the last three solar cycles*, Proc. 31st Int. Cosmic Ray Conf., Łódź. (Disponible solamente en el sitio <http://icrc2009.uni.lodz.pl/proc/pdf/icrc0993.pdf>)

Chertok, I.M. (1995) *Post-eruption particle acceleration in the corona: A possible contribution to solar cosmic rays*. Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf., Rome, 4, 62-65.

Chupp, E.L. (1996) *Evolution of our understanding of solar flare particle acceleration (1942-1995)*, en *High energy solar physics*, AIP Conf. Proc. V.374, eds. R. Ramaty, N. Mandzhavidze y X.-M. Hua. P 45-60.

Clem, J.M., Dorman, L.I. (2000) *Neutron monitor response functions*. Space Science Reviews 93, 335-359.

Cliiver, E.W. (1996) *Solar flare gamma-ray emission and energetic particles in space*, en *High energy solar physics*, AIP Conference Proc. V. 374, eds. R. Ramaty, N. Mandzhavidze y X.-M. Hua. AIP. 45-60.

Cliiver, E.W., Kahler, S.W., Vestrand, W.T. (1993) *On the origin of gamma-ray emission from the behind-the-limb flare on 29 September 1989*. Proc. 23rd Int. Cosmic Ray Conf., Calgary, 3, 91-94.

Cohen, C.M.S. (2003) *Solar energetic particle acceleration and interplanetary propagation*. Proc. 28th Int. Cosmic Ray Conf., 8, 113-133.

Debrunner, H., Flückiger, E.O., Stein, P. (1989) *On the sensitivity of neutron monitors to solar neutrons*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A278, 573-578.

Debrunner, H., Lockwood, J.A., Ryan, J.M. (1993) *Astrophys. J.* 409, 822.

Decker, R.B., Vlahos, L. (1986) *Numerical studies of particle acceleration at turbulent, oblique shocks with an application to prompt ion acceleration during solar flares*, *Astrophys. J.* 306, 710-729.

De Jager, C. (1986) *Solar flares and particle acceleration*, *Space. Sci. Rev.* 44, 1-2, 43-90.

Dorman, L.I. (1957) *Variaciones de los rayos cósmicos* (Gostekhteorizdat, Moscú, en ruso). Versión en inglés: Transl. Techn. Doc. Liaison Office, Wright-Patterson Airforce Base, EUA, 1958.

- Dodson, H.W. *et al.* (1975) *Catalogue of solar proton events 1955-1969*. Z. Svetska, P. Simon, Eds. D. Riedl Publishing.
- Efimov, Y.E., Terekhov, M.M. (1988) *Solar neutron propagation in the atmosphere*, Geomagn. and Aeronomy 28, 832-834.
- Ellison, D.C., Ramaty, R. (1985) *Shock acceleration of electrons and ions in solar flares*. Astrophys J. 298, 400-408.
- Fermi, E. (1949) *On the origin of cosmic radiation*, Phys. Rev. 75, 8, 1169-1174.
- Forman, M.A., Ramaty, R., Zweibel, E.G. (1986) *The acceleration and propagation of solar energetic flare particles*, in *Physics of the Sun*, ed. P.A. Sturrock, D. Reidel Publ. Co., V.II, 249-289.
- Flückiger, E.O., Butikofer, R., Muraki, Y., Matsubara, Y., Koi, T., Tsuchiya, H., Hoshida, T., Sako, T., Sakai, T. (1998) *A new solar neutron telescope at Gornegrat in Rayos C6smicos-98 – Proc. 16th European Cosmic Ray Symp.*, ed. J. Medina, Alcalá University Press, 219-222.
- Gosling, J.T. (1993) *The solar flare myth*, J.Geophys. Res. 98, A11, 1893718949.
- Heristchi, D., Trottet, G., P6rez-Peraza, J. (1976) *Upper cutoff of high energy solar protons*. Solar Physics 49, 151-175.
- Kahler, S.W. (1992) *Solar flares and coronal mass ejections*, Ann. Rev. Astron. Astrphys. 30, 113-141.
- Kahler, S.W. (1994) *Injection profiles of solar energetic particles as functions of coronal mass ejection heights*, Astrophys. J. 428, 837-842.
- Kahler, S.W., Shea, M.A., Smart, D.F., Cliver, E.W. (1991) *Ground level events from impulsive flares*, Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf., Dublin, 3, 21-24.
- Kocharov, G.E. *et al.* (1993) *Evidence for extended neutron and gamma-ray generation during two solar flares*, Proc. 23rd Int. Cosmic Ray Conf., Calgary, 3, 107-110.
- Kulsrud, R.M. (2005) *Plasma physics for astrophysics*. Princeton University Press.
- Krymsky, G.F. (2002) *Cosmic rays ans near-Earth space*, en Solar-Terrestrial Physics, V.2, Academia Rusa de Ciencias, Irkutsk, 42-45.
- Lang, K.R. (2001) *The Cambridge encyclopedia of the sun*. Cambridge University Press.
- Litvinenko, Y.E., Somov, B.V. (1995) *Relativistic acceleration of protons in reconnecting current sheets of solar flares*. Solar Physics 158, 317-330.
- Martens, P.C.H., Kuin, N.P.M. (1989) Solar Phys. 122, 263.
- Miller, J.A., Reames, D.V. (1996) *Heavy ion acceleration by cascading Alfv6n waves in impulsive solar flares*, en *High Energy Solar Physics*, eds. R. Ramaty, N. Mandzhavidze and X.-M. Hua, AIP Conference Proceedings, AIP, V.374, 450-460.
- Miller, J.A., Reames, D.V. (1997) *Cascading Alfv6n wave acceleration in solar waves*, Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf., Durban, 1, 141-144.
- Miller, J.A. *et al.* (1997) *Critical issues for understanding particle acceleration in impulsive solar flares*, J. Geophys. Res. 102, A7, 14631-14659.
- Miroshnichenko, L.I. (1994) *The utmost possibilities of solar particle accelerators*. Geomagn. Aeronomy 34, 29 – 37.
- Miroshnichenko, L.I. (1995) *On the threshold effect of proton acceleration in solar flares*, Solar Phys. 156, 1, 119-129.
- Miroshnichenko, L.I. (2001) *Solar cosmic rays*. Kluwer Academic Publishers.
- Miroshnichenko, L.I. (2003) *Izvestiya RAN, Ser. Phys.* 67, 463.

- Miroshnichenko, L.I. (2004) *High-energy cutoff for solar cosmic rays by the data of large non-standard detectors* en *Proceedings of the XII international school on particles and cosmology*; V.A. Matveev, *et al.*, Eds. INR-RAS, Moscú.
- Miroshnichenko, L.I., Nesterov, V.M., Petrov, V.M., Tibanov, A.P. (1974) *Kosmicheskiye Issledovaniya* 12, 892.
- Miroshnichenko, L.I., Pérez-Peraza, J., Vashenyuk, E.V., Rofríguez-Frías, M.D., del Peral, L., Gallegos-Cruz, A. (1996) *On the formation of relativistic particle fluxes in extended coronal structures* en *High energy solar physics*, AIP Conf. Proc. V.374, eds. R. Ramaty, N. Mandzhavidze y X.-M. Xua. P.140-149.
- Miroshnichenko, L.I., Pérez-Peraza, J. (2008) *Astrophysical aspects in the studies of solar cosmic rays*. *International Journal of Modern Physics A*, V. 23, No. 1.
- Muraki, Y. *et al.* (1992) *Observation of solar neutrons associated with the large flare on 1991 June 4*, *Astrophys. J. Letters* 400, L75-L78.
- Murphy, R.J., Share, G.H. (2005) *Adv. Space Res.* 35, 1825.
- Nagashima, K., Sakakibara, S., Morishita, I. (1991) *Quiescence of GLE-productible solar proton eruptions during the transition phase of heliomagnetic polarity reversal near the solar-activity-maximum period*. Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf., Dublin, 3, 29-32.
- Nymmik, R.A. (1996) *Models describing solar cosmic ray events*. *Radiation measurements* 26 (3), 417 – 420.
- Oetliker, M. *et al.* (1995) *charge states of heavy solar magnetic particles*. Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf., Rome. V. 4, 470-473.
- Pérez-Peraza, J. (1975) *On the origin of the upper cutoff in the solar proton spectrum*. *J. Geophys. Res.* 80, 3535-3542.
- Pérez-Peraza, J. (1986) *Space. Sci. Rev.* 44, 91.
- Pérez-Peraza, J., Gallegos-Cruz, A., Vashenyuk, E.V., Miroshnichenko, L.I. (1992) *Espectro de las partículas aceleradas en eventos de protones solares con una componente rápida*. *Geomagnetizm i Aeronomiia* 32(2), 1-12. En ruso.
- Pérez-Peraza, J., Velasco-Herrera, V., Zapotitla, J., Miroshnichenko, L.I., Vashenyuk, E., Libin, I.Y. (2011) *Classification of GLE's a function of their spectral content for prognostic goals*, Proc. 32nd Int. Cosmic Ray Conf., Beijing, V.10, 149-152.
- Ramaty, R., Murphy, R.J. (1987) *Nuclear processes and accelerated particles in solar flares*. *Space Sci. Rev.* 45, 213-268.
- Reames, D.V. (1996) *Energetic particles from solar flares and coronal mass ejections*, en *High energy solar physics – Anticipating HESSI*, ASP Conference Proceedings, V.374, eds. R. Ramaty, N. Mandzhavidze y X.-M. Hua. AIP. 35-44.
- Reames, D.V. (1999) *Particle acceleration at the Sun and in the heliosphere*. *Space Science Reviews*, v. 90, Issue 3/4, p. 413-491.
- Reames, D.V. (2000) *Why we don't understand about ion acceleration in flares*, en *High energy solar physics – Anticipating HESSI*, ASP Conference Series V. 206, eds. R. Ramaty y N. Mandzhavidze. *Astronomical Society of the Pacific*. P. 102-111.
- Reames, D.V. (2002) *Astrophys. J. Lett.* 571, L63.
- Reames, D.V., Meyer, J.P., von Roseninge, T.T. (1994) *Astrophys. J. Suppl.* 90, 649.
- Reames, D.V., Ng, C.K. (2004) *Astrophys. J.* 610, 510.
- Reames, D.V., Ng, C.K., Tylka, A.J. (2001) *Astrophys. J. Lett.* 548, L233.
- Sarabhai, V., Duggai, S.P., Razdan, H., Sastry, F.S.G. (1956) *Proc. Ind. Acad. Sci.* 43, 309.

- Scholer, M. (1988) *Acceleration of energetic particles in solar flares*, en *Activity in cool star envelopes*, eds. O. Havnes *et al.*, Kluwer Academic Publishers, 195-210.
- Share, G.H., Murphy, R.J. (2000) *Gamma ray spectroscopy in the pre-HESSI era*, en *High energy solar physics – Anticipating HESSI*, ASP Conference Series V. 206, eds. R. Ramaty y N. Mandzhavidze. Astronomical Society of the Pacific, 377-386.
- Shea, M.A., Smart, D.F. (2008) *Significant solar proton events for five solar cycles (1954-2007)*, Proc. 30th Int. Cosmic Ray Conf., México, 1, 261-264.
- Shibata, S. (1994) *Propagation of solar neutrons through the atmosphere of the Earth*, J. Geophys. Res., 99, A4, 6651-6665.
- Simnett, G.M. (1995) *Protons in flares*, Space. Sci. Rev. 73, 387-432.
- Simpson, J.A. (1957) *Cosmic-radiation neutron intensity monitor*. Annals of the IGY, V.4, Pergamon Press, p. 351-373.
- Sladkova, A.I. *et al.* (1998) *Catalogue of solar proton events 1987-1996*. Y.I. Logachev, ed. Moscow University Press.
- Smart, D.F., Shea, M.A. (1991) *A comparison of the magnitude of the 29 September 1989 high energy event with solar cycle 17, 18 and 19 events*. Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf., Dublin, 3, 101-104.
- Struminsky, A., Matsuoka, M., Takahashi, K., (1994) *Evidence of additional production of high energy neutrons during the solar flare on 1991 June 4*, Astrophys. J. 429, 400-405.
- Swinson, D.B., Shea, M.A. (1990) *The September 29, 1989 ground-level event observed at high rigidity*. Geophys. Res. Lett. 17, 1073-1075.
- Tylka, A.J., Cohen, C.M.S., Dietrich, W.F., Lee, M.A., MacLennan, C.G., Mewaldt, R.A., Ng, C.K., Reames, D.V. (2005) Astrophys. J. 625, 474.
- Valdés-Galicia, J.F., Muraki, Y., Watanabe, K., Matsubara, Y., Sako, T., González, L.X., Musalem, O., Hurtado, A. (2009) *Solar neutron events as a tool to study particle acceleration at the sun*, Adv. Sp. Res. 43, 4, 565-572.
- Vashenyuk, E.V., Miroshnichenko, L.I., Sorokin, M.O., Pérez-Peraza, J., Gallegos-Cruz, A. (1993) *Search for singularities of proton events in solar cycle 22 from ground-based observation data*. Geomagn. Aeronomy 33, 1.
- Vashenyuk, E.V., Balabin, Y.V., Gvozdevsky, B.B., Karpov, S.N., Yanke, V.G., Eroshenko, E.A., Belov, A.V., Gushchina, R.T. (2005) *Relativistic solar cosmic rays in January 20, 2005 event on the ground based observations*. Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf., Pune, 1, 209-212.
- Vestrand, W.T., Forrest, D.J. (1993) *Evidence of a spatially extended component of gamma rays from solar flares*, Astrophys. J. Lett. 409, L69-L72.
- Vlahos, L. (1989) *Particle acceleration in solar flares*, Solar Phys. 121, 1-2, 431-447.
- Watanabe, K., *et al.* (2005) *Solar neutron events associated with large solar flares in solar cycle 23*, Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf., Pune, 1, 37-40.
- Wilkinson, D.C. (1992) *GOES Space Environment Monitor. Format description for 1- and 5-minute averaged data*. GOES Data distribution disk.

Capítulo 4

- Alonso, M., Finn, E.J. (1967) *University physics, Volume II: Fields and waves*. Addison-Wesley Publishing Company.

- Belov, A.V. y Struminsky, A.B. (1997) *Neutron monitor sensitivity to primary protons below 3 GeV derived from data of ground level events*, Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf., Durban, 1, 201.
- Bercovitch, M. y Robertson, B.C. (1966) *Meteorological factors affecting the counting rate of neutron monitors*, Proc. 9th Int. Cosmic Ray Conf., Londres, 1, 489.
- Brown, R. (1957) *Neutron yield functions of the nucleonic component of cosmic radiation*, Nuovo Cimento 6, 2816
- Bütikofer, R. y Flückiger, E.O. (1999) *Pressure correction of GLE measurements in turbulent winds*, Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf., Salt Lake City, 6, 395-398.
- Caballero, R.A. (2001) *Estudio de las fluctuaciones de la radiación cósmica detectadas en la superficie terrestre durante los ciclos solares 22 y 23*, Tesis de doctorado, Universidad Nacional Autónoma de México.
- Clem, J.M. (1999) *Atmospheric yield functions and the response to secondary particles of neutron monitors*, Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf., Salt Lake City, 7, 317.
- Clem, J.M., Bieber, J.W., Evenson, P., Hall, D., Humble, J.E., Duldig, M. (1997) *Contribution of obliquely incident particles to neutron monitor counting rate*, J. Geophys. Res. 102, 26919.
- Clem, J.M. y Dorman, L.I. (2000) *Neutron monitor response functions*, Sp. Sc. Reviews 93, 335-359.
- Debrunner, H. y Brunberg, E. (1968) *Monte Carlo calculation of nucleonic cascade in the atmosphere*, Can. J. Phys. 46, 1069.
- Debrunner, H., Lockwood, J. y Flückiger, E. (1982) 8th Europe Cosmic Ray Symp., Roma, no publicado.
- Debrunner, H., Lockwood, J.A., Barat, C., Bütikoker, R., Dezalay, J.P., Flückiger, E., Kuznetsov, A., Ryan, J.M., Sunyaev, R., Terekhov, O.V., Trotter, G. y Vilmer, N. (1997) *Energetic neutrons, protons, and gamma rays during the 1990 May 24 solar cosmic-ray event*, Astrophys. J. 479, 997.
- Dorman, L.I. (1957) *Cosmic ray variations*, State Publishing House for Technical and Theoretical Literature, Moscú.
- Dorman, L.I. (1970) *Coupling and barometer coefficients for measurements of cosmic ray variations at altitudes of 260-400 mb*, Acta Phys. Acad. Sci. Hung. 29, 233.
- Dorman, L.I., Yanke, V. (1981) *The coupling functions of NM-64 supermonitor*, Proc. 17th Int. Cosmic Ray Conf., París, 4, 326.
- Fisk, L.A. y Axford, W.I. (1969) *Solar modulation of galactic cosmic rays I*, J. Geophys. Res. 74, 4973.
- Flückiger, E. (1977) *Theoretical spectra of cosmic ray neutrons in the atmosphere for the energy range $50 \text{ MeV} \leq E \leq 100 \text{ GeV}$* , Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf., Plovdiv, 4, 144.
- Fonger, W. (1953) *Cosmic radiation intensity-time variations and their origin. II. Energy dependence of 27-day variation*, Phys. Rev. 91, 351-361.
- Gall, R., Jiménez, J., Camacho, L. (1968) *Arrival of low-energy cosmic rays via the magnetospheric tail*. J. Geophys. Res. 73, 1593-1605.
- Gall, R., Jiménez J., Orozco, A. (1969) *Directions of approach of cosmic rays for high latitude stations*. J. Geophys. Res. 74, 3529-3540.
- Gall, R., Smart, D.F., Shea, M.A. (1971) *The direct mode of propagation of cosmic rays to geostationary satellites*. Planetary Space Sci. 19, 1419-1430.
- García-Muñoz, M., Meyer, P., Pyle, K.R., Simpson, J.A., Evenson, P. (1986) *The dependence of solar modulation on the sign of the cosmic ray particle charge*, J. Geophys. Res. 91, 2858.
- Hatton, C.J. (1971) *The neutron monitor*, Progress in elementary particle and cosmic ray physics X, American Elsevier Publishing Company, Nueva York.

- Iucci, N., Villaresi, G., Dorman, L. y Parisi, M. (1999) *Cosmic ray survey to Antartica and coupling functions for neutron component near solar minimum (1996-1997) 2. Meteorological effects and correction of survey data*, Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf., Salt Lake City, 7, 321-324.
- Jackson, J.D. (1999) *Classical electrodynamics*, 3ed. John Wiley & Sons, Inc.
- Jory, F.S. (1956) *Selected cosmic-ray orbits in the earth's magnetic field*. Phys. Rev. 103, 1068-1075.
- Kasper, J.K. (1959) *The earth's simple shadow effect on cosmic radiation*. Il Nuovo Cimento (Supplemento) XI, 1-26.
- Lemaître, G., Sandoval Vallarta, M. (1936a) *On the geomagnetic analysis of cosmic radiation*. Phys. Rev. 49, 719-726.
- Lemaître, G., Sandoval Vallarta, M. (1936b) *On the allowed cone of cosmic radiation*. Phys. Rev. 50, 493-504.
- Lockwood, J., Webber, W., Hsieh, L. (1974) *Solar flare proton rigidity spectra deduced from cosmic ray neutron monitor observations*, J. Geophys. Res. 79, 4149-4155.
- Lust, R. (1957) *Impact zones for solar cosmic ray particles*. Phys. Rev. 105, 1827-1839.
- McCracken, K.G., Rao, U.R., Shea, M.A. (1962) *The trajectories of cosmic rays in a high degree simulation of the geomagnetic field*. MIT, Laboratory of nuclear science, Technical report 77 (NYO-2670).
- McCracken, K.G., Rao, U.R., Fowler, B.C., Shea, M.A., Smart, D.F. (1968) *Cosmic rays (asymptotic directions, etc.)*, Annals of the IQSY 1, MIT Press, 198-214.
- Moraal, H., Potgeiter, M.S., Stoker, P.H., van der Walt, A.J. (1989) *Neutron monitor latitude survey of cosmic ray intensity during the 1986/1987 solar minimum*, J. Geophys. Res. 94, 1459-1464.
- Nagashima, K., Sakakibara, S., Murakami, K. (1989) *Response and yield functions of neutron monitor, galactic cosmic ray spectrum and its solar modulation, derived from all the available world-wide surveys*, Nuovo Cimento 12C, 173
- Raubenheimer, B., Flückiger, E. (1977) *Response functions of a modified NM-64 neutron monitor*, Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf., Plovdiv, 4, 151.
- Raubenheimer, B., Van Niekerk, F., Poitiger, M. (1981) *The calculation of differential response functions from latitude surveys. I: Theory*, Proc. 17th Int. Cosmic Ray Conf., París, 4, 321.
- Shea, M.A., Smart, D.F., McCracken, K.G. (1965) *A study of vertical cutoff rigidities using sixth degree simulations of the geomagnetic field*. J. Geophys. Res. 70, 17, 4117-4130.
- Shen, M. (1968) *Neutron production in lead and energy response of a neutron monitor.*, Suppl. Nuovo Cimento VI, 1177-1224.
- Shibata, S. (1994) *Propagation of solar neutrons through the atmosphere of the Earth*, J. Geophys. Res., 99, A4, 6651-6665.
- Simpson, J.A. (1948) *Air proportional counters*, Review of Scientific Instruments, 19, 733-74.
- Smart, D.F., Shea, M.A. (1995) *Geomagnetic cutoff rigidity computer program. Theory, software description and example*. Final Report, Grant NAG5-8009, Center for Space Plasmas and Aeronomic Research, The University of Alabama in Huntsville.
- Smart, D.F., Shea, M.A., Flückiger, E.O. (2000) *Magnetospheric models and trajectory computations*. Space Sci. Rev. 93, 305-333.
- Smart, D.F., Shea, M.A. (2008) *World Grid of Calculated Cosmic Ray Vertical Cutoff Rigidities for Epoch 2000.0*, Proc. 30th Int. Cosmic Ray Conf., Mexico City, 1, 737-740.
- Stoker, P.H. (1981) *Primary spectral variations of cosmic rays above 1 GeV*, Proc. 17th Int. Cosmic Ray Conf., París, 4, 193.
- Stoker, P.H., (1995) *Relativistic solar proton events*, Space. Sci. Rev. 73, 3-4, 327-385.

- Stoker, P.H., Clem, J., Bieber, J.W., Evenson, P. (1997) *Apparent geomagnetic cutoffs and the cosmic ray anomaly in the Cape Town region*, Proc. 25th Int. cosmic Ray Conf., Durban, 2, 385.
- Stoker, P.H., Dorman, L., Clem, J. (2000) *Neutron monitor design improvements*, Space. Sci. Rev. 93(1-2), 361-380.
- Störmer, C. (1930) *Periodische Elektronenbahnen im Felde eines Elementarmagneten und ihre Anwendung auf Brüchen Modellversuche und auf Eschenhagens Elementarwellen des Erdmagnetismus*. Zeits. F. Astrophys. 1, 237-274.
- Vargas, B., Valdés-Galicia, J.F. (2011) *Calculation of the magnetic rigidity cutoff and the asymptotic cone of acceptance for the site of the Pierre Auger Observatory in Malargüe, Argentina*, Proc. 32nd Int. Cosmic Ray Conf., Beijing, 10, 245-247.
- Villoresi, G., Iucci, N., Tyasto, M.I., Dorman, L.I., Re, F., Signoretti, F., Zangrilla, N., Cecchini, S., Parisi, M., Signorini, C., Danilova, O.A., Ptitsyna, N.G. (1997) *Latitude survey of cosmic ray nucleonic component (Italy-Antartic, 1996-1997)*, Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf., Durban, 2, 421-424.
- Webber, W.R., Quenby, J.J. (1959) *On the deviation of cosmic ray specific yield functions*, Phil. Mag. 4, 654.
- Yanke, V.G. (1980) *Acerca de la teoría de los efectos geofísicos de la radiación cósmica secundaria*, Tesis de candidatura, IZMIRAN, Moscú (en ruso).

Capítulo 5

- Beisembaev, R.U., Dorbzhev, V.I., Dryn, E.A., Kryakunova, O.N., Nicolaevskiy, N.F. (2009) *Solar extreme events on the data of Alma-Ata neutron monitor: Identification of ground level enhancements*. Adv. in Sp. Res. 43(4), 509-514.
- Chapman, S.C., Rowlands, G., Watkins, N.W. (2002) *Extremum statistics: A framework for data analysis*. Nuclear Processes in Geophysics 9, 409-418.
- Chilingarian, A., Gharagozyan, G., Hovsepyan G., Karapetyan, G. (2006) *Statistical methods for signal estimation of point sources of cosmic rays*. Astroparticle Physics 25, 269-276.
- Chilingarian, A. (2009) *Statistical study of the detection of solar protons of highest energies at 20 January 2005*. Adv. in Sp. Res. 43, 702-707.
- Clem, J.M., Dorman, L.I. (2000) *Neutron monitor response functions*, Sp. Sc. Reviews 93, 335-359.
- Daubechies, I. (1988) *Orthonormal bases of completely supported wavelets*. Communications on Pure and Applied Mathematics 41, 909-996.
- Daubechies, I. (1993) *Orthonormal bases of completely supported wavelets II. Variations on a theme*, SIAM Journal on Mathematical Analysis 24, 499-519.
- Debrunner, H., Lockwood, J.A., Barat, C., Bütikofer, R., Dezalay, J.P., Flückiger, E., Kuznetsov, A., Ryan, J.M., Sunyaev, R., Terekhov, O.V., Trottet, G., Vilmer, N. (1997) *Energetic neutrons, protons, and gamma rays during the 1990 May 24 solar cosmic-ray event*, Astrophys. J. 479, 997-1011.
- Grieder, P.K.F. (2001) *Cosmic rays at Earth, researcher's reference manual and data book*, Elsevier.
- Gumbel, E.J. (1958) *Statistics of extremes*, Columbia University Press (Dover Publications, 2004).
- Karapetyan, G.G. (2008) *Detection of high energy solar protons during ground level enhancements*. Astroparticle Physics, 30, 5, 234-238.
- Kohno, T., Struminsky, A. (1993) *Peculiarities of solar proton spectrum in stratosphere and geostationary orbit on 2-3 November 1992*, Proc. 23rd Int. Cosmic Ray Conf., Calgary, 3, 5-8.

- Lockwood, J., Webber, W., Hirsch, L. (1974) *Solar flare proton rigidity spectra deduced from cosmic ray neutron monitor observations*, J. Geophys. Res. 79, 28, 4149-4155.
- Longair, M.S. (1981) *High energy astrophysics*. Cambridge University Press.
- Miroshnichenko, L.I. (1996) *Empirical model for the upper limit spectrum for solar cosmic rays at the earth's orbit*. Radiation measurements 26, 3, 421-425.
- Miroshnichenko, L.I. (2001) *Solar cosmic rays*. Kluwer Academic Publishers, 2001.
- Miroshnichenko, L.I., De Koning, C.A., Pérez-Enríquez, R. (2000) *Large solar event of September 29, 1989: Ten years after*. Space Science Reviews 91, 615-715.
- Pchelkin, V.V., Pchelkina, E.V., Golovchanskaya, I.V. (2007) *Anomalous behavior of cutoff rigidity variation in the region of the Mexico station during a magnetic superstorm on 20 November 2003*, Annales Geophysicae 25, 8, 1721-1725.
- Shea, M.A., Smart, D.F., Gentile, L.C., Campbell, J.M. (1995) *Review of ground-level solar cosmic ray enhancements during the 22nd solar cycle*, Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf., Rome, 4, 244-247.
- Smart, D.F., Shea, M.A., Flückiger, E.O. (2000) *Magnetospheric models and trajectory computations*, Space Science Reviews 93, 305-333.
- Smart, D.F., M.A. Shea, Tylka, A.J., Boberg, P.R. (2006) *A geomagnetic cutoff rigidity interpolation tool: Accuracy verification and application to space weather*, Adv. in Sp. Res. 37, 1206-1217.
- Solar Geophysical Data No. 580, Part I*, National Geophysical Data Center, Boulder, December 1992.
- Solar Geophysical Data No. 581, Part II*, National Geophysical Data Center, Boulder, January 1993.
- Stoker, P.H. (1981) *Primary spectral variations of cosmic rays above 1 GeV*, Proc. 17th Int. Cosmic Ray Conf., París, 4, 193-196.
- Valdés-Galicia, J. F.; Dorman, L. I.; Rodríguez, M. (2000) *Atmospheric refraction of solar neutrons during the event of 24 May 1990*, Solar Physics, 191, 2, 409-417.
- Vargas, B., Valdés-Galicia, J.F. (2011) *Search for solar proton event signals on the Mexico City neutron monitor database*, Proc. 32nd Int. Cosmic Ray Conf., Beijing, 10, 153-156.
- Vargas-Cárdenas, B., Valdés-Galicia, J.F. (2012) *Identification of high energy solar particle signals on the Mexico City neutron monitor database*, Advances in Space Research 49, 11, 1593-1597.
- Watanabe, K. *et al.* (2005a) *Simultaneous observations of solar neutrons in association with a large solar flare on November 4, 2003*, Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf., Pune, 1, 33-36.
- Watanabe, K., *et al.* (2005b) *Solar neutron events associated with large solar flares in solar cycle 23*, Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf., Pune, 1, 37-40.

Apéndice 1

- Lang, K.R. (2001) *The Cambridge encyclopedia of the Sun*. Cambridge University Press.

Apéndice 2

- Miroshnichenko, L.I, Pérez-Peraza, J.A.. (2008) *Astrophysical aspects in the studies of solar cosmic rays*. International Journal of Modern Physics A 23, 1, 1-141.

Apéndice 3

Bartels, J., Heck, N.H., Johnston, HF. (1939) *The three-hour range index measuring geomagnetic activity*, Geophys. Res., 44, 411-454.

Mayaud, P.N. (1980) *Derivation, meaning, and use of geomagnetic indices*, Geophysical Monograph 22, American Geophysical Union.

Rangarajan, G.K. (1989) *Indices of geomagnetic activity*, en *Geomagnetism*, editado por J.A. Jacobs, Academic Press, 323.

Apéndice 4

Beisembaev, R.U., Dorbzhev, V.I., Dryn, E.A., Kryakunova, O.N., Nicolaevskiy, N.F. (2009) *Solar extreme events on the data of Alma-Ata neutron monitor: Identification of ground level enhancements*. Adv. in Sp. Res. 43, 4, 509-514.

Chapman, S.C., Rowlands, G., Watkins, N.W. (2002) *Extremum statistics: A framework for data analysis*. Nuclear Processes in Geophysics 9, 409-418.

Chilingarian, A., Gharagyozyan, G., Hovsepyan G., Karapetyan, G. (2006) *Statistical methods for signal estimation of point sources of cosmic rays*. Astroparticle Physics 25, 269-276.

Chilingarian, A. (2009) *Statistical study of the detection of solar protons of highest energies at 20 January 2005*. Adv. in Sp. Res. 43, 702-707.

Daubechies, I. (1988) *Orthonormal bases of completely supported wavelets*. Communications on Pure and Applied Mathematics 41, 909-996.

Daubechies, I. (1993) *Orthonormal bases of completely supported wavelets II. Variations on a theme*. SIAM Journal on Mathematical Analysis 24, 499-519.

Gumbel, E.J. (1958) *Statistics of extremes*, Columbia University Press (Dover Publications, 2004).

Karapetyan, G.G. (2008) *Detection of high energy solar protons during ground level enhancements*. Astroparticle Physics, 30, 5, 234-238.