



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
UNIDAD ACADÉMICA DE LOS CICLOS PROFESIONAL Y DE
POSGRADO DEL COLEGIO DE CIENCIAS Y HUMANIDADES
INSTITUTO DE GEOFÍSICA
POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

03078

1
24

ANÁLISIS DE LAS VARIACIONES EN LA
INTENSIDAD DE LA RADIACIÓN CÓSMICA
OBSERVADAS EN LA CD. DE MÉXICO
DURANTE 1990

TESIS
QUE PARA OBTENER EL GRADO DE
MAESTRO EN ESTUDIOS ESPACIALES
PRESENTA
MIGUEL MELESIO RODRÍGUEZ ROJAS

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN
FALLA DE ORIGEN

1996



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

**A MIS PADRES
A MIS HERMANOS**

**A DOLORES C.
MACIEL Y MIGUEL**

POR SU CARIÑO Y APOYO

EN MEMORIA DEL DR. JAVIER OTAOLA L.

DESEO HACER PATENTE MI PROFUNDO AGRADECIMIENTO AL DR. JOSÉ FRANCISCO VALDÉS POR TODO EL TIEMPO QUE DEDICO A LA DIRECCIÓN DE ESTA TESIS.

TAMBIÉN AGRADEZCO A LOS DIRECTORES Y PERSONAL DE LA ESTACIÓN DE RAYOS CÓSMICOS, AL HABERME FACILITADO LOS DATOS QUE ME SIRVIERON PARA REALIZAR ESTA TESIS.

POR ULTIMO, AGRADEZCO A CONACYT POR EL APOYO BRINDADO A LA BIBLIOTECA DEL POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA.

TESIS

COMPLETA

INDICE

INTRODUCCION:

1.- Introducción histórica	---2
2.- Espectro de energía y composición química	---2
3.- Propagación de rayos cósmicos en la heliosfera	---6
4.- Variaciones temporales en la intensidad de la radiación cósmica, periódicas y transitorias	---7
5.- Plan de la tesis	---10

CAPITULO 1: Efectos atmosféricos sobre la componente nucleónica de la radiación cósmica secundaria.

1.1.- Efectos atmosféricos sobre la componente nucleónica	---14
1.1.1.- Rayos cósmicos secundarios	---14
1.2.- Variaciones de la radiación cósmica	---17
1.3.- Efectos atmosféricos de la componente nucleónica	---19
1.3.1.- El efecto barométrico	---21
1.3.2.- El efecto de temperatura	---24
1.4.- Cálculo del coeficiente barométrico del monitor de neutrones de la Cd. de México, durante el año de 1990.	---25

CAPITULO 2: Monitor de neutrones y las funciones de respuesta y multiplicidad.

2.1.- Monitor de neutrones	---29
2.1.1.- Especificaciones del monitor de neutrones NM-64	---32
2.2.- Funciones de respuesta y multiplicidad del monitor de neutrones de la Cd. de México.	---36
2.2.1.- Funciones de respuesta y multiplicidad	---36
2.2.2.- El espectro primario y composición química de la radiación cósmica primaria	---40
2.2.3.- Función de multiplicidad	---41
2.2.4.- El espectro de protones y helio	---43
2.3.- Resumen del capítulo	---45

CAPITULO 3: Variaciones periódicas, diurna y semidiurna, en la radiación cósmica observada en la Cd. de México.

3.1.- Modulación de rayos cósmicos	---48
3.1.1.- La heliosfera	---48
3.1.2.- Rayos cósmicos en la heliosfera	---50
3.2.- Variación diurna	---55
3.2.1.- Análisis de datos del monitor de la Cd. de México (Variación diurna)	---60
3.2.2.- Modelos teóricos (Variación diurna)	---61
3.3.- Variación semidiurna	---66
3.3.1.- Análisis de datos del monitor de la Cd. de México (Variación semidiurna)	---68
3.3.2.- Modelos teóricos (Variación semidiurna)	---68
3.4.- Análisis de resultados	---70

CAPITULO 4: Variaciones transitorias-1. Decrecimientos Forbush observados en la Cd. de México durante 1990.

4.1.- Introducción	---75
4.2.- Comparación de un decrecimiento Forbush en la Tierra y en el espacio.	---77
4.3.- Modelo de Alfvén y Dorman	---83
4.4.- Modelo de Gold	---86
4.5.- Modelo de Parker. Onda de ráfaga	---87
4.6.- Modelo de campo desordenado	---89
4.7.- Modelo para explicar "fosos y picos" en decrecimientos Forbush	---91
4.8.- Modelo de simulación de un decrecimiento Forbush	---93
4.9.- Decrecimientos Forbush y tormentas de rayos cósmicos detectados en la Cd. de México durante 1990	---95

CAPITULO 5: Variaciones transitorias-2. Evento de neutrones del 24 de mayo de 1990.

5.1.- Partículas energéticas solares	---101
5.1.1.- Desarrollo de la ráfaga y fenómenos asociados	---103
5.2.- Interacciones nucleares en ráfagas solares y emisiones de rayos- γ	---105

5.3. - Evento de neutrones del 24 de mayo de 1990	---107
CONCLUSIONES	---116
Apéndice 1: Análisis armónico	---120
Apéndice 2: Contadores proporcionales	---124
Apéndice 3: Masa por unidad de área	---125
Apéndice 4: Efectos atmosféricos; gravitacional, de humedad y electricidad atmosférica	---126
BIBLIOGRAFIA	---128

INTRODUCCION

1.- Introducción histórica.

A finales del siglo XIX, C. T. Wilson en Inglaterra encontró que electroscopios diseñados para registrar radiaciones ionizantes se descargaban en ausencia de sustancias radioactivas. Wilson pensó que este fenómeno se debía a la existencia de una radiación extraña. Dicha radiación extraña fue atribuida a la presencia de materiales radioactivos cercanos al electroscopio o al material con que fue construido éste.

La segunda hipótesis fue descartada después de varias pruebas. Para corroborar la primera hipótesis, se esperaba que el grado de ionización disminuyese al aumentar la altura con respecto a la superficie de la Tierra, principal fuente de sustancias radioactivas.

La radiación cósmica fue descubierta en 1912 por el científico austriaco Victor Hess. Hess descubrió la radiación cósmica al observar que los detectores diseñados para registrar la radiación de sustancias radioactivas detectaban la presencia de radiación en ausencia de dichas sustancias. Hess también demostró que la intensidad de la radiación desconocida se incrementaba con la altitud y concluyó que dicha radiación provenía del espacio exterior.

Hoy en día sabemos que dicha conclusión es correcta y que la radiación cósmica consiste de partículas nucleares y electrones de alta energía que llegan a la Tierra. Experimentos realizados con globos de gran altitud y con sondas espaciales han establecido el hecho de que la mayoría de los rayos cósmicos son protones pero que también contienen núcleos de todos los otros elementos químicos, además de antiprotones, electrones y positrones. La energía de estas partículas cubre un intervalo desde 1 Mev hasta 10^{21} eV.

2.- Espectro de energía y composición química.

La composición nuclear y el espectro de energía de los rayos cósmicos observados en la Tierra están relacionados, de una manera, a la nucleosíntesis en las estrellas, la evolución de la

composición química de las estrellas y del medio interestelar; y de otra manera, a los procesos en el espacio interestelar debidos a la presencia de campos magnéticos, ondas de choque hidromagnéticas de supernovas jóvenes y remanentes de supernovas viejas, y a la fragmentación de núcleos de rayos cósmicos en el gas interestelar, especialmente en nubes relativamente densas.

Los rayos cósmicos juegan un papel importante en la dinámica galáctica. Las densidades de energía de los rayos cósmicos, los campos magnéticos en la galaxia y del gas turbulento en el medio interestelar son de cerca de 1 eV/cm^3 , cada uno. El número de rayos cósmicos galácticos acelerados por año es de cerca de 10^{51} , con una energía media de 10^9 eV , cercano a la masa de la Tierra ($5.98 \times 10^{24} \text{ Kg}$). Durante la edad de la galaxia, (10^{10} años) cerca de 10^4 masas solares de partículas galácticas han sido aceleradas para convertirse en rayos cósmicos.

La diferencia principal en la composición química de los rayos cósmicos y la composición de las estrellas de tipo solar es que, los rayos cósmicos contienen núcleos que normalmente no contienen este tipo de estrellas. Esto se debe a que estos núcleos se han producido por fragmentación después de una colisión nuclear. Cerca de la mitad de núcleos de rayos cósmicos más pesados que el helio han sufrido colisiones nucleares en el medio interestelar que provocan su ruptura en núcleos ligeros. Por ejemplo las abundancias de ^2H y ^3He se deben a la fragmentación de ^4He . El Li, Be y B provienen de la fragmentación de ^{12}C y ^{16}O ; ^{14}N y ^{15}N provienen de la fragmentación de ^{16}O . El ^{19}F proviene de la fragmentación de ^{20}Ne , ^{24}Mg y ^{28}Si ; Sc, Ti, V, Cr, Mn son producto de la fragmentación de Pt y Pb.

Las medidas de las componentes nucleares de los rayos cósmicos han sido obtenidas hasta el número atómico 80, debido al desarrollo de vehículos espaciales para investigación planetaria y además del uso de globos sonda. Los resultados muestran que las abundancias relativas de los elementos en los rayos cósmicos son una función de la energía de la partícula. Por ejemplo, en el intervalo de energía de 10^8 a 10^{10} eV por nucleón, en donde la

radiación cósmica tiene su mayor intensidad, la componente nuclear consiste de 87% de hidrógeno, 12% de helio y 1% de todos los núcleos pesados desde el litio hasta los actinidos. Algunos resultados se sintetizan en la tabla 1, para los elementos del hidrógeno al níquel.

TABLA 1
Composición química de los rayos cósmicos
normalizada a C=100 (70-280 Mev/n).
(Ito K., 1988)

Elemento	Z	Datos observados	Elemento	Z	Datos observados
H	1	500000	P	15	0.47
He	2	4900	S	16	1.93
Li	3	11.8	Cl	17	0.42
Be	4	5.3	A	18	0.74
B	5	24.6	K	19	0.60
C	6	100	Ca	20	1.59
N	7	22.8	Sc	21	0.34
O	8	91.3	Ti	22	1.26
F	9	2.2	V	23	0.67
Ne	10	13.2	Cr	24	1.28
Na	11	3.2	Mn	25	0.85
Mg	12	16.9	Fe	26	7.10
Al	13	3.0	Co	27	0.02
Si	14	11.8	Ni	28	0.34

La figura 1 muestra las abundancias relativas de los elementos en la radiación cósmica (normalizado a Si= 100) desde He al Ni, comparada con la abundancia de los elementos en el sistema solar. Hay una asombrosa semejanza entre las abundancias en la radiación cósmica y las abundancias en el sistema solar, pero hay también grupos de elementos donde las dos abundancias son muy diferentes. Las semejanzas nos llevan a la conclusión que

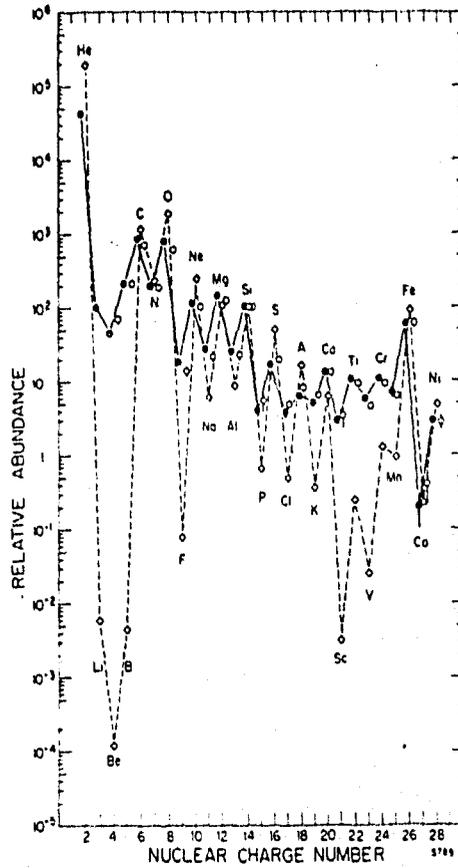


Figura 1.- Distribución de abundancias relativas en la radiación cósmica, normalizadas a Si=100 (Simpson J.A., 1983).

los núcleos de rayos cósmicos son originados en procesos de nucleosíntesis en el interior de las estrellas.

Las diferencias entre las abundancias en el sistema solar y la radiación cósmica se pueden entender en términos de las colisiones de las partículas energéticas con el gas interestelar, con el subsecuente rompimiento en núcleos secundarios.

La radiación cósmica que se detecta en la superficie de la Tierra es el producto de la interacción de la radiación cósmica primaria proveniente del espacio exterior con los núcleos de la atmósfera terrestre; así se produce lo que llamamos la radiación cósmica secundaria. La radiación cósmica primaria se divide según sus fuentes en rayos cósmicos solares, galácticos y extragalácticos.

Los rayos cósmicos solares son emitidos esporádicamente durante grandes llamaradas o ráfagas solares y a veces alcanzan energías de hasta 10^{10} eV.

La radiación cósmica galáctica llega isotrópicamente al sistema solar, dentro de un intervalo de energía de 10^9 a 10^{18} eV.

Los rayos cósmicos de mayores energías, de 10^{19} a 10^{20} eV probablemente son de origen extragaláctico.

El espectro de energía, -esto es, la gráfica del flujo diferencial contra la energía,- de los rayos cósmicos galácticos de energías menores que unas cuantas decenas de GeV cambia con las variaciones de la actividad solar. En el mínimo de actividad solar, la intensidad de los rayos cósmicos sobre la Tierra a energías no relativistas es substancialmente menor que en las fronteras del sistema solar.

Los rayos cósmicos dentro del sistema solar se mueven en el viento solar y en el campo magnético solar. El viento solar excluye casi todas las partículas de los rayos cósmicos con energías por abajo de 300 MeV del interior de la heliósfera y afecta de manera importante a las partículas de hasta cerca de 10^{12} eV. Estos efectos se denominan modulación del flujo de rayos cósmicos galácticos.

La figura 2 muestra que los espectros de las componentes de

la radiación cósmica cubren un enorme rango dinámico del flujo. Sobre la mayor parte del intervalo de energía mostrado en la figura 2, el espectro queda bien representado por una ley de tipo potencial E^{-k} , con $k \approx 2.6$.

En la región de energía ≥ 10 Gev/n la modulación solar tiene poco efecto sobre el espectro de las partículas y aún menor sobre la abundancia relativa de los núcleos. Los elementos más abundantes en los rayos cósmicos son los núcleos de hidrógeno y helio. Su espectro de energía se muestra en la figura 2, junto con el del Fe y C.

3.- Propagación de rayos cósmicos en la heliósfera.

El estudio de la modulación solar de los rayos cósmicos galácticos empieza con las demostraciones de Forbush [1954] de que existe una anticorrelación entre la intensidad de la radiación cósmica medida por cámaras de ionización y el nivel de actividad solar. Simpson [1954] demostró que mecanismos geocéntricos no pueden explicar todas las variaciones en la intensidad de rayos cósmicos observadas en la Tierra, y que eran necesarias variaciones en la intensidad primaria en el espacio interplanetario. Anteriormente, Biermann [1953] había propuesto la existencia de un flujo continuo de gas ionizado del Sol, para explicar el comportamiento de la cola de los cometas, y a finales de los cincuenta Parker [1958] desarrolló la teoría dinámica cuantitativa sobre la cual se fundamentan las teorías modernas del viento solar. A partir de estos descubrimientos, los estudios de modulación de los rayos cósmicos y de la dinámica del viento solar han permanecido fuertemente acoplados e interdependientes, debido a que los cambios en la intensidad de la radiación cósmica reflejan directamente variaciones en la estructura del viento solar.

La heliósfera es el volumen que rodea al Sol con un radio entre 50 y 100 UA, dominado por el viento solar. Este es un chorro de plasma proveniente de la corona solar que fluye hacia afuera del Sol con una velocidad variable, en promedio 300-400

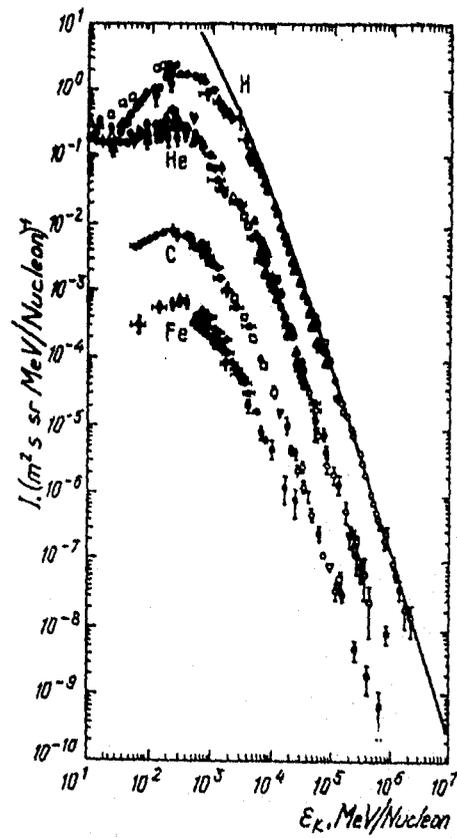


Figura 2.- Espectro de la radiación cósmica observado en la Tierra (Ginzburg V.L., 1993).

Km/s y transporta con él al campo magnético solar. Esto es debido a que el viento solar constituye un plasma con una alta conductividad. Esta propiedad produce el efecto del congelamiento de las líneas de campo magnético, que significa que el plasma en su movimiento arrastra consigo al campo magnético. Debido a la rotación del Sol las líneas de campo tienen un patrón espiral Arquimedeano centrado en el Sol, con muchas irregularidades superpuestas sobre este patrón, figura 3.

El fenómeno de la modulación solar de rayos cósmicos se ilustra en la figura 4, la cual muestra la intensidad de rayos cósmicos medida por el monitor de neutrones de Climax, desde 1953 hasta 1987. La intensidad de rayos cósmicos alcanza un máximo en la Tierra durante períodos de mínimos de manchas solares, y es mínima cuando el número de manchas solares está en un máximo. Este hecho refleja que existe una reducción en la intensidad de rayos cósmicos cuando se incrementa la actividad solar, cuando el número de manchas solares es grande.

Como lo ilustra la figura 3, la heliósfera está rodeada por el gas interestelar. El viento solar fluye radialmente hacia afuera, transportando con él al campo magnético solar, produciendo un campo magnético espiral. A cierta distancia, debido a la presión del gas interestelar, el viento sufre una transición a un flujo subsónico en la forma de un choque. Más allá del choque la línea gruesa marca la superficie de contacto que separa al gas interestelar ionizado del viento solar. Todo este sistema está bañado por una distribución uniforme e isotrópica de rayos cósmicos galácticos. Estos rayos cósmicos tienen mayor o menor dificultad en atravesar hacia el interior del sistema solar, dependiendo de la energía de la partícula; entre mayor energía tengan las partículas, atravesarán más fácilmente, pero existirá una reducción en su intensidad.

4.- Variaciones temporales en la intensidad de la radiación cósmica, periódicas y transitorias.

El campo magnético interplanetario tiene una estructura que

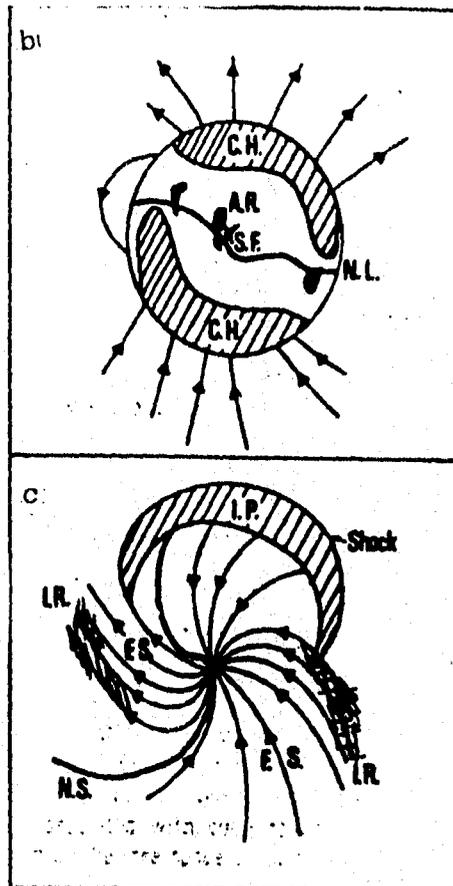
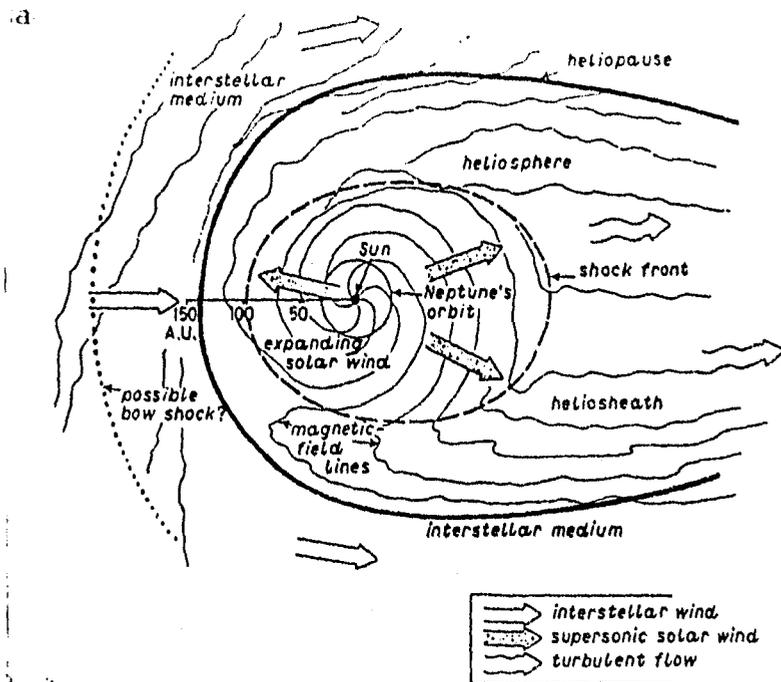


Figura 3.- a) Modelo de la heliosfera, el plano de la figura es el plano ecuatorial del sol. b) El disco solar: CH son hoyos coronales, NL línea neutra, AR regiones activas y SF ráfagas solares. c) Estructura de sectores del campo magnético interplanetario: NS representa la hoja neutra, IR región de interacción e IP una perturbación emitida por una SF. (Iucci N., 1987).

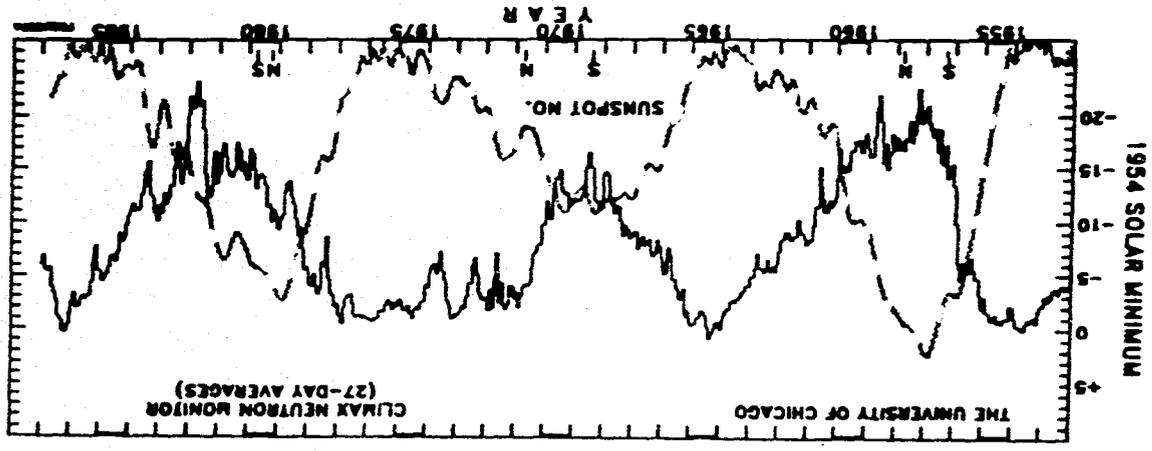


Figura 4. - Razón de conteo promediada a 27 días (línea sólida) comparada a el número promedio mensual de manchas solares (línea a trazos) (Mc Kibben R.B., 1987).

varía con el ciclo de manchas solares. El campo tiene una forma de espiral Arquimideana en una dirección (digamos hacia afuera del Sol) en el hemisferio norte y en la dirección opuesta en el hemisferio sur. Los dos campos dirigidos en sentidos opuestos están separados por una hoja de corriente heliosférica delgada. Esta hoja es plana, oscila entre $\pm 10^\circ$ por arriba y abajo del plano ecuatorial solar durante el mínimo de manchas solares, y se incrementa en amplitud al acercarse el máximo de manchas solares. La estructura se hace más compleja cerca del máximo, pero regresa a su estructura simple al aproximarse el mínimo de manchas solares, pero con la dirección del campo invertida. Se ha encontrado que existen dos ciclos, uno de 11 años de manchas solares y otro ciclo del campo magnético solar de 22 años.

En su camino hacia la Tierra los rayos cósmicos sufren una gran cantidad de interacciones con el medio y campo magnético interplanetarios. El Sol no es un sistema estático; por el contrario, es un sistema activo, dinámico y cambiante. Los cambios en el Sol provocan cambios en las condiciones del medio interplanetario y en el campo magnético interplanetario. Es en este medio variable que las partículas de la radiación cósmica se mueven. Por tanto, la intensidad en la radiación cósmica registrada en la Tierra, sufrirá variaciones que reflejan las condiciones del medio donde estas partículas se mueven.

Dentro de las diferentes variaciones que se observan en la intensidad de radiación cósmica podemos distinguir dos tipos; variaciones periódicas y variaciones transitorias. Dentro de las variaciones periódicas encontramos la variación diurna, semidiurna, de 11 años, de 27 días, etc.. Ejemplos de las variaciones transitorias son los decrecimientos Forbush, los eventos de protones y de neutrones, por mencionar algunos.

Se llama variación diurna al primer armónico del desarrollo en serie de Fourier de la variación diaria en la intensidad de la radiación cósmica. La variación diurna se ha detectado a través de mediciones realizadas a nivel del mar y a nivel de montañas con cámaras de ionización y monitores de neutrones, e incluso

bajo Tierra, con telescopios de mesones. Su amplitud es pequeña, de cerca de 0.3% al nivel del mar.

La existencia de esta variación implica una anisotropía en la intensidad de la radiación cósmica; dicha anisotropía tiene su máximo alrededor de las 18:00 hrs T.L.. Cabe mencionar que la variación diurna es un fenómeno en tiempo local.

Un decrecimiento Forbush consiste en una caída de más del 2% en la intensidad de la radiación cósmica, es decir en el registro temporal de la intensidad. Este tipo de fenómenos se registran al mismo tiempo en toda la Tierra, y se dice que son fenómenos en tiempo global.

Los decrecimientos Forbush aparentemente ocurren aleatoriamente, con una tendencia a ser más frecuentes y de mayor amplitud durante el incremento y fase máxima del ciclo de manchas solares. En la morfología de decrecimientos Forbush diferentes clasificaciones han sido propuestas. En la actualidad dos tipos diferentes de eventos de decrecimientos Forbush, con diferentes características, se han distinguido de acuerdo a su origen (Shah, et. al., 1979): decrecimientos Forbush esporádicos (no recurrentes), y recurrentes con período de 27 días. Los decrecimientos Forbush esporádicos tienen su origen en ráfagas solares acompañadas por radioemisión de tipo IV, mientras que los decrecimientos Forbush recurrentes generalmente están relacionados con chorros de viento solar de alta velocidad que corrota con hoyos coronales (Venkatesan et. al., 1982).

Las grandes ráfagas solares son los aceleradores naturales de las partículas más energéticas en el sistema solar. Ocasionalmente aceleran iones a muchos GeV y electrones a 100 MeV de energía. Observaciones de radio, rayos-x, rayos- γ y partículas energéticas obtenidas antes del máximo solar de 1980 sugieren que hay al menos dos procesos de aceleración asociados con ráfagas solares. Durante la fase impulsiva los electrones de 10-100 KeV de energía son acelerados. Para algunas ráfagas la energía contenida en estos electrones puede ser un fracción substancial de la energía total de la ráfaga. Así, el mecanismo de liberación

de energía por ráfagas puede ser inicialmente convertir la energía magnética en energía cinética de los electrones y ésta en radiación.

Estos electrones pueden producir la mayoría de los fenómenos observados durante la fase impulsiva a través de su interacción con la atmósfera solar. En grandes ráfagas, en ocasiones una segunda aceleración puede ocurrir, la cual acelera iones y electrones hasta energías de Mev o más. Esta segunda aceleración puede tener una cercana asociación con ondas de choque en la atmósfera solar como se observa por destellos de radio de tipo II. Basado en observaciones de partículas que escapan y rayos-x duros, así como destellos de rayos- γ , los eventos de aceleración en la fase impulsiva ocurren del orden de 100 veces en un mes cerca del máximo solar, mientras que grandes eventos de partículas energéticas solares con flujos de energía mayor que 10 MeV y electrones relativistas ocurren pocas veces en un mes.

Protones, partículas alfa y núcleos pesados pueden ser acelerados, en estos procesos, hasta energías del orden de 10 Mev, y ellos pueden producir líneas de rayos- γ y neutrones, a través de sus interacciones con la atmósfera solar.

5.- Plan de la tesis.

En el capítulo 1 reviso los efectos atmosféricos sobre la radiación cósmica secundaria, describiendo en primer lugar las componentes secundarias de la radiación cósmica. En particular, pongo énfasis en el efecto barométrico y en el cálculo del coeficiente barométrico. Al final del capítulo realizo el cálculo del coeficiente barométrico a través de un análisis de regresión lineal de la intensidad corregida de la radiación cósmica y la presión barométrica, utilizando los datos registrados en la estación de rayos cósmicos de la Cd. de México, durante 1990.

El capítulo 2 está dedicado al monitor de neutrones NM-64, que es el tipo de monitor con que cuenta el departamento de estudios espaciales del Instituto de Geofísica de la UNAM; se

revisa su funcionamiento básico y sus características eléctricas y mecánicas más importantes. En este mismo capítulo expongo las funciones de respuesta y de multiplicidad del monitor de neutrones y el espectro primario de protones y partículas alfa.

En el capítulo 3 trato con la variación diurna y semidiurna. El capítulo empieza con una discusión de la modulación de los rayos cósmicos en la heliósfera; posteriormente, reviso las características más importantes tanto de la variación diurna como de la semidiurna, revisando además los modelos teóricos que las describen. Una herramienta muy útil para tratar con variaciones periódicas es el análisis armónico (ver apéndice 1). Dicho análisis lo aplico con los datos registrados en la estación de rayos cósmicos de la Cd de México. Los dos primeros armónicos de este análisis nos dan las características de la variación diurna y semidiurna, respectivamente. Finalmente comparo los resultados obtenidos con las predicciones teóricas.

En el capítulo 4 trato con las variaciones transitorias en la intensidad de rayos cósmicos, en particular con los decrecimientos Forbush. Inicio el capítulo con la noción de tormenta de rayos cósmicos y decrecimiento Forbush. Posteriormente reviso las características más importantes de los decrecimientos Forbush y los modelos teóricos que describen tales variaciones. Finalmente, hago un análisis de la intensidad de la radiación cósmica registrada en la Cd. de México durante 1990, localizo todos los posibles decrecimientos Forbush que ocurrieron y los clasifico.

En el capítulo 5 trato con otra variación transitoria, los eventos de protones o de neutrones de origen solar que se pueden registrar en la superficie de la Tierra. Discuto el evento observado por diversos detectores de neutrones en la Tierra el 24 de mayo de 1990, el cual ha provocado cierta polémica. Debido a sus características existe la posibilidad de que el evento se haya debido a neutrones solares, pero hay quienes no aceptan esta posibilidad [Shea & Smart, 1990, Lockwood, 1990]. En este capítulo reviso los mecanismos capaces de producir partículas

energéticas solares y posteriormente me centro en la discusión del evento del 24 de mayo de 1990. Mi contribución es demostrar que los neutrones solares de 141 MeV son capaces de propagarse en la atmósfera terrestre con una longitud de atenuación de 207 g/cm².

Finalmente en el último capítulo expongo mis conclusiones; aquí se sintetizan los resultados más sobresalientes de la tesis. Quiero resaltar que una gran mayoría de los análisis realizados en la tesis se hicieron utilizando los datos obtenidos en la estación de rayos cósmicos de la Cd. de México, ubicada en la Cd. Universitaria, durante 1990. Es esta la primera vez que se utilizan estos datos para este tipo de análisis y para realizar una tesis de maestría.

CAPITULO 1: Efectos atmosféricos sobre la componente nucleónica de la radiación cósmica secundaria.

1.1.- Efectos atmosféricos sobre la componente nucleónica.

1.1.1. Rayos cósmicos secundarios.

A los rayos cósmicos fuera de la atmósfera terrestre se les denomina rayos cósmicos primarios. Estas partículas de alta energía están constituidas en su mayoría, por protones y, en mucho menor cantidad, por núcleos pesados, electrones, neutrinos y antinúcleos.

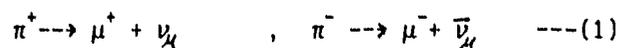
Cuando estas partículas inciden en la atmósfera superior sufren colisiones con los núcleos atmosféricos, produciéndose reacciones nucleares de manera que eventualmente se desarrolla una cadena de interacciones nucleares. La cascada nuclear comienza con una colisión entre dos núcleos atómicos; uno la partícula del rayo cósmico y el otro el núcleo de un átomo atmosférico. Las partículas que resultan de esta desintegración son llamadas rayos cósmicos secundarios. Muchos de los rayos cósmicos secundarios, producidos por la colisión inicial, sufren a su vez colisiones a lo largo de su trayectoria, originando nuevos rayos cósmicos secundarios, y si tienen suficiente energía este proceso se repetirá hasta que la energía se degrade.

La radiación cósmica secundaria se ha clasificado en tres grupos llamados componentes. Estas componentes son; 1) La componente nucleónica, constituida por protones y neutrones. 2) La componente muónica o dura, formada por muones. Y 3) La componente electromagnética o suave constituida por fotones, electrones y positrones.

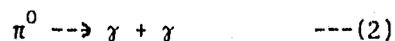
Si el rayo cósmico primario tiene una energía menor que 1 GeV la colisión nuclear va a dar como resultado protones y neutrones secundarios. De hecho un rayo cósmico dentro de este intervalo de energía dará lugar a dos componentes nucleónicas; las formadas después de que los núcleos de baja y mediana energía ($E < 10$ MeV), pierdan su energía en la atmósfera, y los protones y neutrones en el rango de diez a varias centenas de MeV producidos por colisión directa con los núcleos atmosféricos. La componente nucleónica de energía mayor que 100 MeV pierde su energía por fragmentaciones nucleares llamadas "estrellas"; que reciben este

nombre por la forma en que salen los productos de la desintegración; muchos protones y neutrones divergen del punto de colisión.

Si la energía del primario es mayor que 1 Gev, la desintegración nuclear en mayor proporción estará asociada con la producción de mesones π cargados (π^+ , π^-) y neutros (π^0). Los piones cargados decaen, con una vida media de 2.6×10^{-8} s, en :

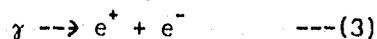


Las partículas que resultan del decaimiento son muones cargados μ^+ , μ^- y neutrinos muónicos ν_μ y antineutrinos muónicos $\bar{\nu}_\mu$. Los piones neutros π^0 son tan inestables que se desintegran casi inmediatamente, en 10^{-16} s, en pares de fotones de alta energía:



Los piones que no decaen interactúan con los núcleos atmosféricos y pueden dar lugar a nuevos nucleones y piones. Los nucleones emitidos en la primera interacción causan nuevas colisiones y desarrollan una cascada nucleónica a través de la atmósfera.

Los fotones producidos por el decaimiento de los piones neutros π^0 pueden interactuar con el campo nuclear y producir un par electrón-positrón. El acoplamiento del fotón con el campo nuclear es necesario para que la conservación del momento se pueda cumplir en la producción de pares:

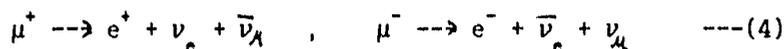


Los positrones pueden producir más fotones por aniquilamiento y, por tanto, iniciar cascadas fotón-electrón. De esta manera se forma la llamada componente suave.

La producción de piones es máxima cerca de los 100 a 200 g/cm² de profundidad atmosférica; en esta región el decaimiento de

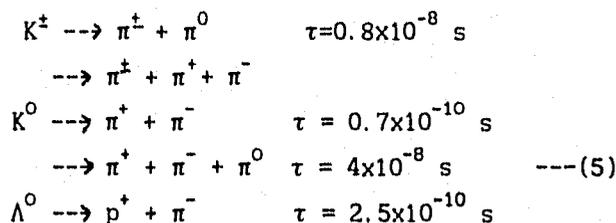
los piones toma lugar más rápidamente que la interacción con núcleos atmosféricos. Por lo tanto, la mayoría de los piones decaen para dar lugar a una intensidad de muones que es máxima en esta región.

Los muones son inestables, tienen un tiempo de vida media de 2.2×10^{-6} s, y decaen en electrones y neutrinos:



ν_e y $\bar{\nu}_e$ son neutrinos y antineutrinos electrónicos, respectivamente. Los muones pierden su energía por ionización, aproximadamente 2.2 Mev/g/cm^2 . De ahí que se incremente la probabilidad de su decaimiento, antes de alcanzar el nivel del mar. Los muones lentos y los electrones del decaimiento muónico constituyen otra parte de la componente suave.

A altas energías de la radiación cósmica primaria no sólo se pueden crear piones, a través de su interacción con la atmósfera, sino también otros hadrones, como por ejemplo mesones K, neutros K^0 , \bar{K}^0 y cargados K^+ , K^- , y bariones Λ^0 y $\bar{\Lambda}^0$. Estas partículas son inestables y también contribuyen a las componentes de la radiación cósmica secundaria.



La producción de estas partículas pesadas ocurre con mucha menor probabilidad (sección eficaz del orden de 10^{-27} cm^2 , Mc Gervery J. D., 1975) que la producción de piones. Este efecto se debe a que es más fácil producir partículas ligeras que partículas pesadas en una interacción nuclear.

La figura 1 es una representación esquemática de cómo se desarrollan las componentes secundarias de la radiación cósmica.

2)

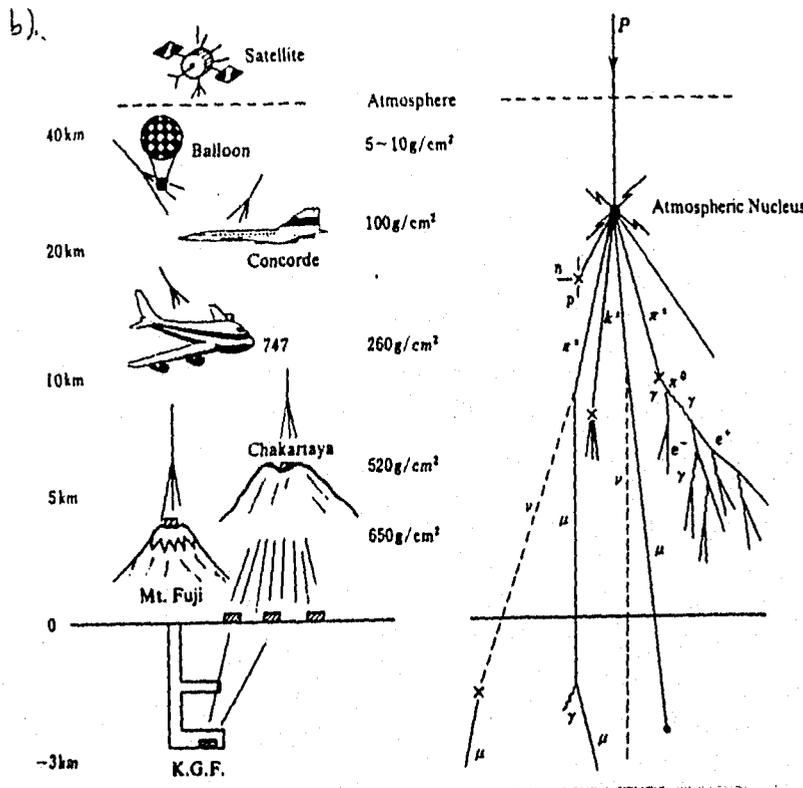
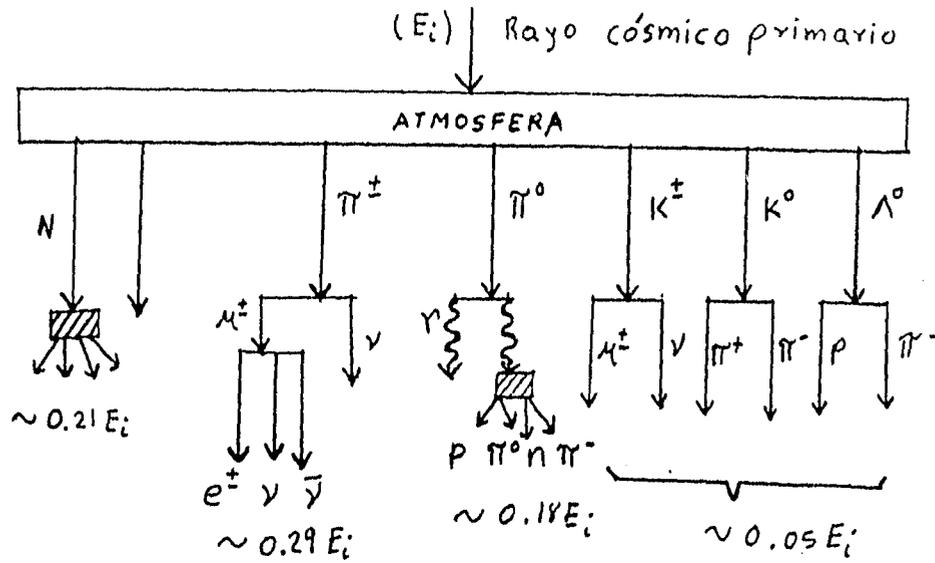


Figura 1.- a) Formación de las componentes secundarias de la radiación cósmica. Solo aparecen los principales decaimientos (Hayakawa S., 1969). b) Otra representación de la generación de rayos cósmicos secundarios y su método de observación (Miyaki S, 1988).

En general la composición de los rayos cósmicos secundarios cambia durante su trayecto a través de la atmósfera. Las interacciones entre las partículas de los rayos cósmicos secundarios con la atmósfera es una función de los principales parámetros que caracterizan a la atmósfera, es decir, de la presión y la temperatura, y de esta manera el número de cuentas que se registran en un detector son también función de los cambios en la atmósfera. En otras palabras, las variaciones atmosféricas producen variaciones en la tasa de conteo de un detector de rayos cósmicos.

1.2.- Variaciones de la radiación cósmica..

Consideremos las posibles variaciones de la radiación cósmica en un punto sobre la Tierra con umbral geomagnético g (rigidez magnética a la cual ya no se registra ninguna partícula), a una presión atmosférica h_0 . Para este lugar la intensidad $N_g^i(h_0)$ de la radiación cósmica de la i -ésima componente (nucleónica, muónica o electromagnética) se puede representar en la siguiente forma (Dorman L.I., 1974):

$$N_g^i(h_0) = \int_g^{\infty} D(E) m^i(E, h_0) dE \quad \text{----(5)}$$

en donde $D(E)$ es el espectro de energía diferencial de las partículas primarias, $m^i(E, h_0)$ es la multiplicidad integral, la cual nos da el número de partículas del tipo- i producidas por un rayo cósmico primario, de energía E , a una presión h_0 en el interior de la atmósfera. El límite inferior de integración, g , es el corte geomagnético; el límite superior (∞) muestra que no hay una cota superior sobre la energía máxima de las partículas.

La expresión (5) se puede generalizar para tomar en cuenta la composición nuclear de los rayos cósmicos primarios y la selectividad angular del instrumento usado para registrar los rayos cósmicos secundarios, cosa que no haré en este tratamiento.

En principio tres factores pueden cambiar en la expresión (5), estos son, g , $D(E)$ y $m^i(E, h_0)$. Por tanto el cambio en la

intensidad, $\delta N_g^1(h_0)$, estará dado por:

$$\begin{aligned} \delta N_g^1(h_0) = & -\delta g D(g) m^1(g, h_0) + \int_g^\infty D(E) \delta m^1(E, h_0) dE + \\ & + \int_g^\infty \delta D(E) m^1(E, h_0) dE \quad \text{---(6)} \end{aligned}$$

Si queremos encontrar las variaciones relativas dividimos la ecuación (6) por $N_g^1(h_0)$, y obtenemos:

$$\begin{aligned} \delta N_g^1(h_0)/N_g^1(h_0) = & -\delta g W_g^1(g, h_0) + \int_0^\infty W_g^1(E, h_0) \delta m^1(E, h_0)/m^1(E, h_0) dE + \\ & + \int_g^\infty W_g^1(E, h_0) \delta D(E)/D(E) dE \quad \text{---(7)} \end{aligned}$$

$$\text{con, } W_g^1(E, h_0) = D(E) m^1(E, h_0)/N_g^1(h_0). \quad \text{----(8)}$$

A $W_g^1(E, h_0)$ se le llama el coeficiente de acoplamiento entre las variaciones primarias y secundarias. Si $\delta N_g^1(h_0)/N_g^1(h_0)$ se mide como un porcentaje, y la energía en GeV, entonces las unidades de $W_g^1(E, h_0)$ son (%/GeV).

De acuerdo a la ecuación (7), todas las posibles variaciones en la radiación cósmica se pueden dividir en tres grupos de acuerdo a su naturaleza.

Estos grupos son:

Grupo I.- Variaciones asociadas con cambios en el umbral geomagnético, como resultado de perturbaciones geomagnéticas; este grupo corresponde al primer término de la expresión (7).

Grupo II.- Variaciones conectadas con el cambio en la multiplicidad, como resultado de las alteraciones en la atmósfera terrestre; presión, temperatura, redistribución de masa, etc., este grupo corresponde al segundo término de (7).

Grupo III.- Está asociado con variaciones del espectro primario de energía fuera de la Tierra, aceleración y desaceleración de partículas por campos electromagnéticos cósmicos, dispersión de partículas, etc., es decir, cambios de origen extraterrestre, tercer término de (7).

1.3- Efectos atmosféricos sobre la componente nucleónica..

Son cinco los efectos atmosféricos: el barométrico, el de temperatura, el de humedad, el de gravitación y el de electricidad atmosférica (ver apéndice 4).

Inicialmente se creía que el efecto barométrico consistía de una absorción pura. Pero Dorman (1957) aclaró que la naturaleza del efecto era más complicada y que consistía de tres efectos, a saber, (1) los efectos de absorción, ya que un incremento en la masa de aire que tienen que atravesar los rayos cósmicos produce un decremento en la intensidad de los mismos. La presión barométrica registrada en una estación se toma como una medida de esta masa. (2) El efecto de decaimiento, debido a la subida de la capa donde se generan los piones y muones con el incremento de la presión sobre el nivel de observación y (3), el efecto de generación, debido a la generación adicional de secundarios con el incremento de la presión. Los primeros dos efectos son de signo negativo (la intensidad decrece con el incremento de la presión) mientras que el tercero es de signo positivo. Observaciones realizadas a nivel del mar muestran que el tercer efecto es despreciable, (Dorman L.I., 1987) de tal forma que el efecto barométrico total es negativo. De estos tres subefectos sólo el primero es importante para los neutrones.

Debido a la interacción de partículas inestables (muones y piones) en un monitor de neutrones y la participación de piones en la cascada nuclear en la atmósfera, la razón de conteo del monitor de neutrones no sólo depende de la masa de la atmósfera arriba de él, sino también de la distribución de esta masa. Esta distribución varía con cambios en la temperatura en la atmósfera y como un resultado la razón de conteo es dependiente de la temperatura. Al nivel del mar el efecto es considerablemente pequeño; a altitudes de montaña el efecto es insignificante (Hatton, 1971). Este efecto de temperatura es producido por tres causas; (1) el cambio en la probabilidad que después de que es producida una partícula inestable en un nivel alto en la atmósfera donde la temperatura estaba variando, la partícula sobreviva hasta

que alcanza el sitio de observación, atravesando la capa entre estos dos niveles (efecto negativo), (2) el cambio en la razón de producción de la partícula en esta capa (efecto positivo) y (3) el cambio en la razón de producción de la partícula en esta capa inducido por la intensidad de piones y kaones capaces de producirla (efecto negativo). Este efecto es despreciable para los neutrones (Dorman L. I., 1974).

Estos efectos los sienten todas las componentes secundarias, y para tratarlos tendríamos que determinar el coeficiente de acoplamiento, $W_g^1(E, h_0)$, y estudiar el segundo término de la ecuación (7), para cada uno de ellos. Sin embargo existe un método alternativo de estudiar las variaciones de origen atmosférico en la radiación cósmica secundaria. Este método, debido a Duperier (1948), describe los cambios en la intensidad de la radiación cósmica secundaria a través de una ecuación de regresión de la forma:

$$\delta I/I = \beta_h \delta h + \beta_T \delta T ; \quad \text{---(9)}$$

en esta ecuación β_h y β_T se denominan coeficientes de presión y temperatura, respectivamente, δh y δT corresponden a cambios en la presión y temperatura. La ecuación (9) involucra a los dos principales parámetros que describen a la atmósfera.

La expresión (9) es aplicable si se cumplen las siguientes condiciones: a) Los parámetros medidos reflejan el efecto acumulativo de toda la atmósfera; por ejemplo, la presión a una cierta altura es una medida de la masa de aire arriba del sitio de medición. Por tanto $\beta_h \delta h$ nos da el cambio debido a la absorción. b) Los procesos físicos involucrados ocurren sólo en una pequeña región de la atmósfera, por ejemplo, la producción de piones y su subsecuente pérdida por decaimiento e interacción nuclear toman lugar en aproximadamente 200 g/cm^2 de la atmósfera. La temperatura promedio medida en esta región deberá ser lo bastante próxima a la real, para describir la competencia entre los procesos de decaimiento y captura. c) Las variaciones de los parámetros usados

a una altura particular están cercanamente correlacionados con las variaciones a otras alturas en el rango en el cual los procesos físicos toman lugar.

La ecuación (9) se puede generalizar agregando nuevos parámetros que describen la influencia de otros fenómenos físicos sobre la radiación cósmica secundaria, tales como la humedad y la electricidad atmosférica.

El método de medir la intensidad nucleónica secundaria, basado en la generación local de neutrones en plomo por neutrones rápidos incidentes de la atmósfera en el monitor, tiene muchas ventajas. Una de estas es que prácticamente la intensidad no se ve afectada por variaciones en la distribución de masa en la atmósfera y que sólo hay un efecto importante que considerar, el efecto barométrico.

Esto se debe a que los principales participantes en el proceso de formación de neutrones son neutrones. Aunque éstos son inestables (con una vida media de doce minutos. Oda et.al., 1988), atravesar la atmósfera un tiempo del orden de 10^{-4} s; es decir, se pueden considerar como partículas prácticamente estables en su propagación a través de la atmósfera.

Sólo una parte bastante pequeña de los neutrones producidos dentro del monitor se deben a partículas inestables; entonces el efecto de temperatura asociado a estas partículas es despreciable.

1.3.1.- *El efecto barométrico.*

Un cierto número de partículas secundarias se pierde por reacciones nucleares. Esto depende de las secciones eficaces de los núcleos en la atmósfera y por tanto, también de la sección eficaz por unidad de volumen. Estas pérdidas, así como las debidas a ionización, son función de la densidad del aire. Consecuentemente la tasa de conteo o número de cuentas registrada por un instrumento está sujeta al efecto de las variaciones de la densidad en la atmósfera que se encuentra por arriba del instrumento. De tal forma la tasa de conteo varía con la presión atmosférica. De acuerdo a relaciones encontradas empíricamente la

tasa de conteo como función de la presión atmosférica sigue una ley de tipo exponencial (Dorman L.I., 1974):

$$I = I_0 e^{\beta(h - \bar{h})} \quad \text{----(10)}$$

en donde $(h - \bar{h})$ se refiere a las desviaciones del valor barométrico medio, \bar{h} , a una altitud dada. Cuando el coeficiente barométrico β es pequeño podemos expandir la exponencial y quedarnos con los términos hasta de primer orden:

$$I = I_0 (1 + \beta (h - \bar{h})) \quad \text{---(11)}$$

El coeficiente barométrico cambia con las coordenadas de cada estación que registre la radiación cósmica, debido a que las estaciones se encuentran a diferentes altitudes y su umbral geomagnético es diferente, lo que hace necesario determinar el coeficiente barométrico para cada estación particular.

La cantidad I_0 se refiere al número de primarios que llegan a la atmósfera y que producen la componente nucleónica secundaria. La cantidad I_0 se conoce como la intensidad corregida, I_{corr} y está dada por:

$$I_{\text{corr}} = I_{\text{registrada}} e^{-\beta(h - \bar{h})} \quad \text{---(12)}$$

A la tasa de conteo a una profundidad atmosférica h_0 , también se le acostumbra representar en la siguiente forma:

$$I = I_0 e^{-h_0 L} \quad \text{---(13)}$$

en donde L es la trayectoria libre media de absorción de la componente nucleónica. El valor de L depende, generalmente, de la energía media de los neutrones registrados. Por esta razón L se incrementa algo con la altura del punto de observación y también a bajas latitudes.

Variando la ecuación (13), con respecto a h_0 , encontramos

que:

$$\delta I/I = - \delta h/L, \quad \text{---(14)}$$

Si igualamos a h_0 con la presión media \bar{h} , y comparamos la ecuación (14) con la ecuación (11) encontramos una relación entre el coeficiente barométrico y la trayectoria libre media:

$$\beta = - 1/L \quad \text{---(15)}$$

Es decir el coeficiente barométrico es el inverso negativo de la trayectoria libre media de absorción de la componente nucleónica.

De acuerdo con la ecuación (11) tenemos que:

$$\delta I/I = \beta \delta h, \quad \text{---(16)}$$

es decir una ecuación de tipo Duperier (ecuación (9)). Por tanto, el coeficiente barométrico, β (%/mb), puede ser encontrado por el método de correlación entre el número de cuentas y la presión barométrica.

Utilizando este método el coeficiente barométrico está dado por la siguiente expresión:

$$\beta = r \sigma_I / \sigma_h, \quad \text{---(17)}$$

en donde: $\sigma_I^2 = \sum_{i=1}^n (I_i - \bar{I})^2/n$, $\sigma_h^2 = \sum_{i=1}^n (h_i - \bar{h})^2/n$

$$r = \{ \sum_{i=1}^n (I_i - \bar{I})(h_i - \bar{h}) \} / n \sigma_I \sigma_h, \quad \bar{I} = \sum_{i=1}^n I_i / n \quad \text{y}$$

$$\bar{h} = \sum_{i=1}^n h_i / n, \quad \text{---(18)}$$

en donde I_i , h_i y n son los valores medidos de intensidad, presión y el número de datos, respectivamente. El error en β está dado por:

$$e = \pm \sigma_I / \sigma_h \{ (1-r^2)/(n-2) \}^{1/2} \quad \text{---(19)}$$

1.3.2.- *El efecto de temperatura.*

El efecto de temperatura en la intensidad de la componente nucleónica se debe a la participación de piones y muones en la producción de nucleones. Estas cadenas se muestran en la figura 2. Consideremos cada cadena por separado:

a) Efecto de formación de neutrones por muones dentro del monitor; la proporción de tales neutrones deberá crecer rápidamente con la altura sobre el nivel del mar, debido a que la intensidad de los muones se incrementa mucho más lentamente con la altura que la intensidad nucleónica.

Aquí tenemos dos posibilidades, la formación de neutrones por muones rápidos y lentos.

Los muones rápidos causan a través de fisiones nucleares una baja producción de neutrones 2% (Hatton C.J, 1971). Como la intensidad de muones está sujeta a la influencia de la temperatura atmosférica, entonces ésta a su vez influye a la componente nucleónica registrada en el instrumento.

Al nivel del mar los muones producen cerca del 0.02 del total de neutrones; y a alturas de montaña este valor se reduce en un factor de cinco (Dorman L. I., 1957; Hatton C. J., 1971).

Los muones negativos lentos, desacelerados en la materia que rodea a los contadores, pueden formar meso-átomos. Estos meso-átomos se destruyen por captura del muón en el núcleo, formando neutrones, en promedio dos neutrones por cada muón capturado. Por este proceso cerca del 3% de todos los neutrones se forman al nivel del mar. Como en el caso anterior, este valor decrece por un factor de cinco para alturas de montaña (Simpson et.al., 1953).

b) Efecto de formación de neutrones por piones dentro del monitor; Cerca del monitor se pueden producir piones de baja energía, por la componente nucleónica. Algunos de estos piones decaen y otros causan fisión nuclear, generando neutrones. De acuerdo a mediciones realizadas con emulsiones nucleares, los piones causan cerca del 5% de todas las fisiones (Bernardini et.al., 1949).

El coeficiente de temperatura asociado con estos piones es

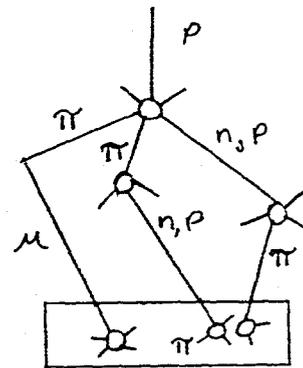
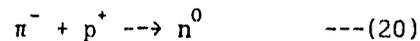


Figura 2.- Cadenas responsables para el efecto de temperatura de la componente nucleónica (Dorman L. I., 1957).

del orden de milésimas de (%/°C). Por ejemplo a una temperatura de $T= 270^{\circ}\text{K}$, considerando un pión con momento $p=10^9$ eV/c y una densidad del aire de 10^{-3} g/cm³, el coeficiente de temperatura vale, $\beta_T = -0.0016$ %/°C.

c) Efecto de participación de piones en la cascada nuclear: protones primarios de energía $\leq 7 \times 10^9$ eV, con energía media 3×10^9 eV, transfieren cerca del 60 % de su energía a los nucleones, y cerca del 25% a piones cargados. Mientras que los protones con energía $\geq 7 \times 10^9$ eV, de energía media 20×10^9 eV, ceden cerca del 50% de su energía a los mesones cargados π . Como en el caso anterior estos piones pueden producir neutrones a través de fisión nuclear, o a través del proceso:



el cual sólo puede ocurrir dentro del núcleo, ya que de otra forma el momento no se conserva, y tal proceso quedaría prohibido (Dorman L. I., 1957).

En síntesis, para nuestra estación de detección de radiación cósmica, la contribución de las partículas inestables en la formación de neutrones es totalmente despreciable. La Ciudad de México se encuentra a una altura de 2200 m con respecto al nivel del mar, por tanto la contribución de partículas inestables cae dentro del intervalo de error del número de cuentas registrado por el supermonitor de neutrones. Así pues, para la componente nucleónica el único efecto atmosférico importante es el efecto barométrico.

1.4.- Cálculo del coeficiente barométrico del monitor de neutrones de la Cd. de México, durante el año de 1990.

Como vimos en la sección 1.3.1, el coeficiente barométrico se puede determinar por la correlación lineal entre n valores I_i del número de cuentas y n valores h_i de la presión barométrica.

Utilizando los datos obtenidos con el monitor de neutrones y los datos de presión obtenidos con el servobarómetro, marca Exactel (Hurtado y Otaola, 1991), calculé el coeficiente

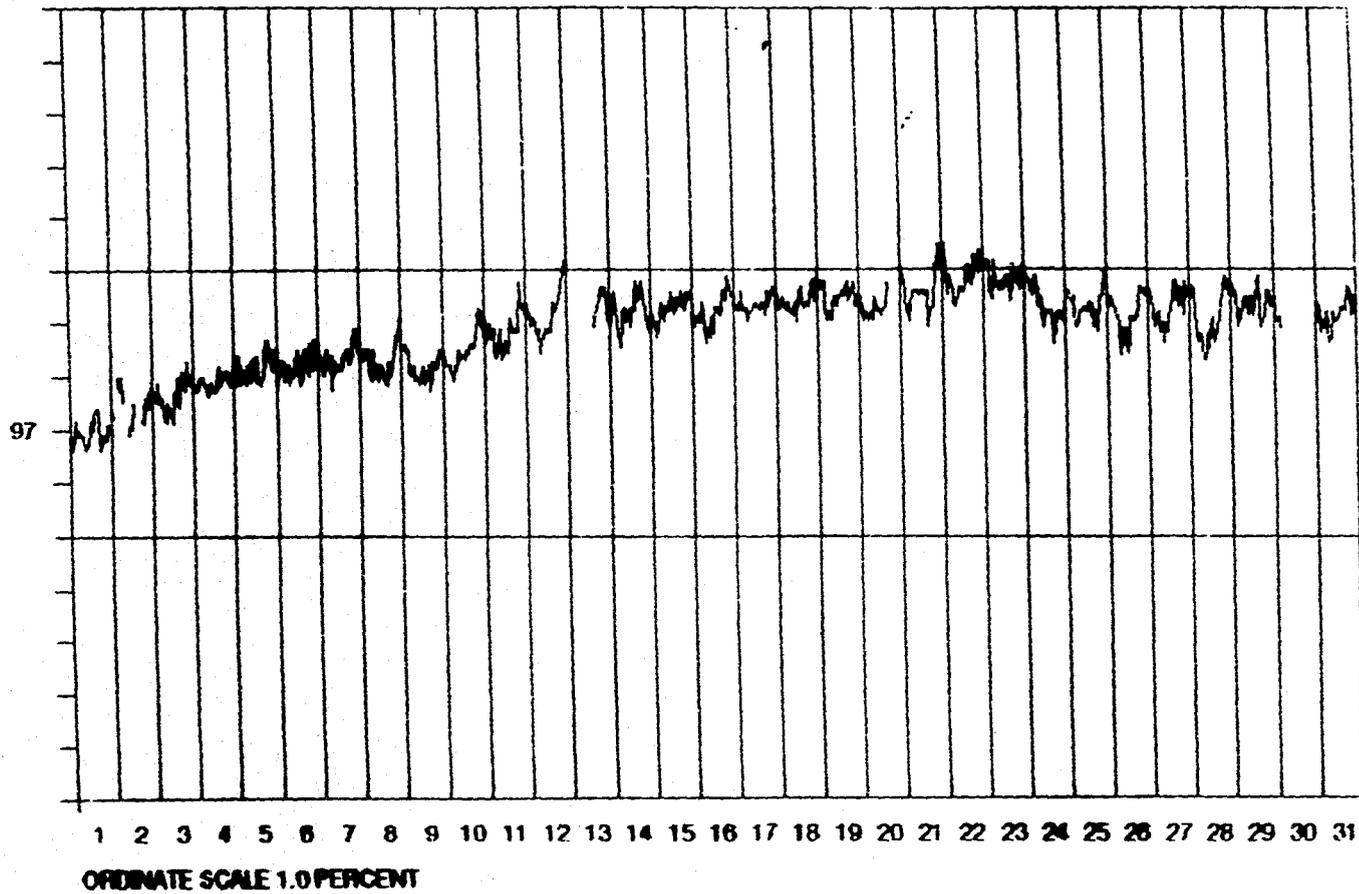
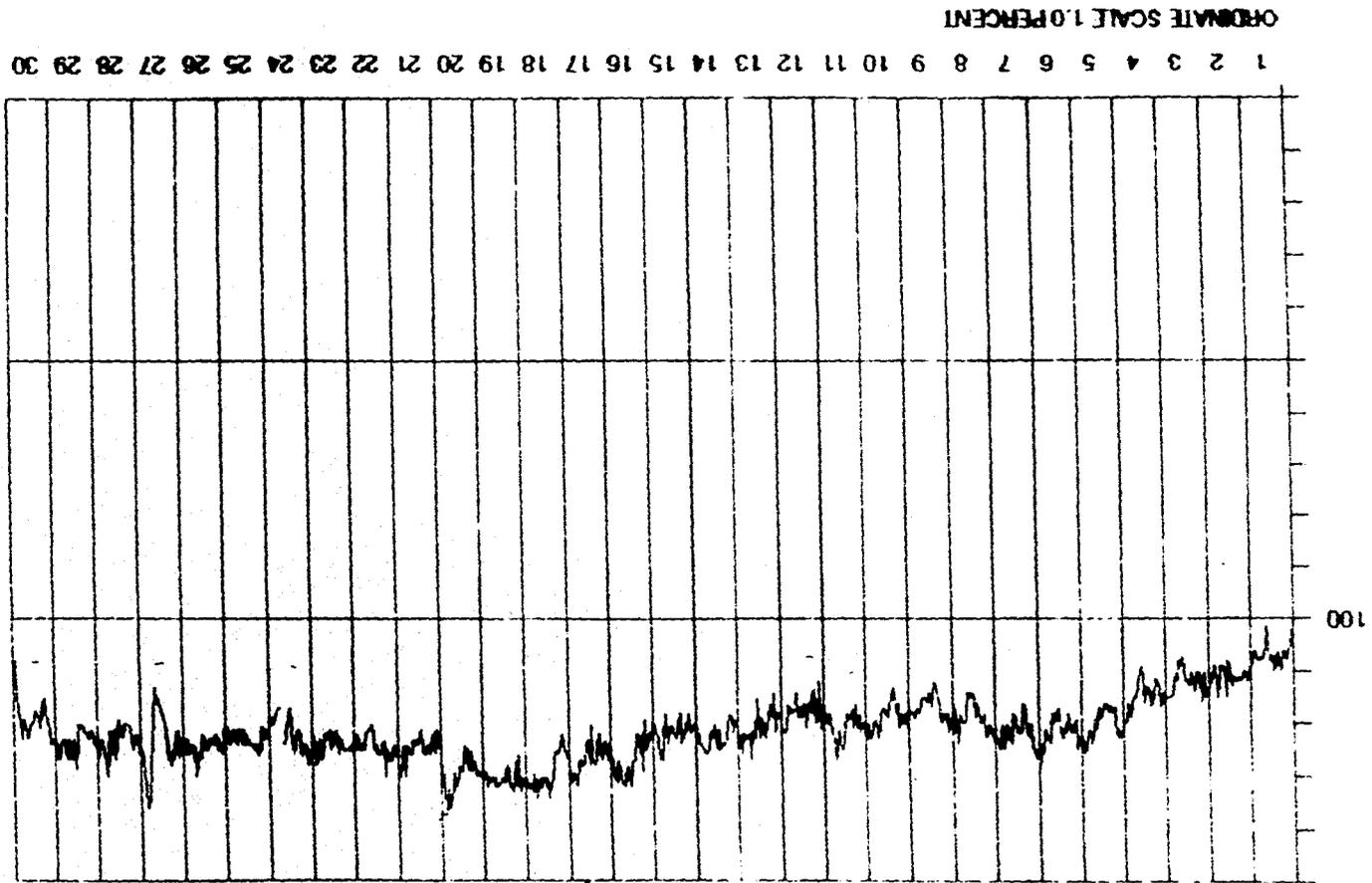


Figura 3.- Intensidad porcentual de radiación cósmica (corregida) para el mes de enero de 1990, registrada en la Cd. de México.

Figura 4. - Intensidad porcentual de radiación cósmica (corregida) para el mes de noviembre de 1990, registrada en la Cd. de México.



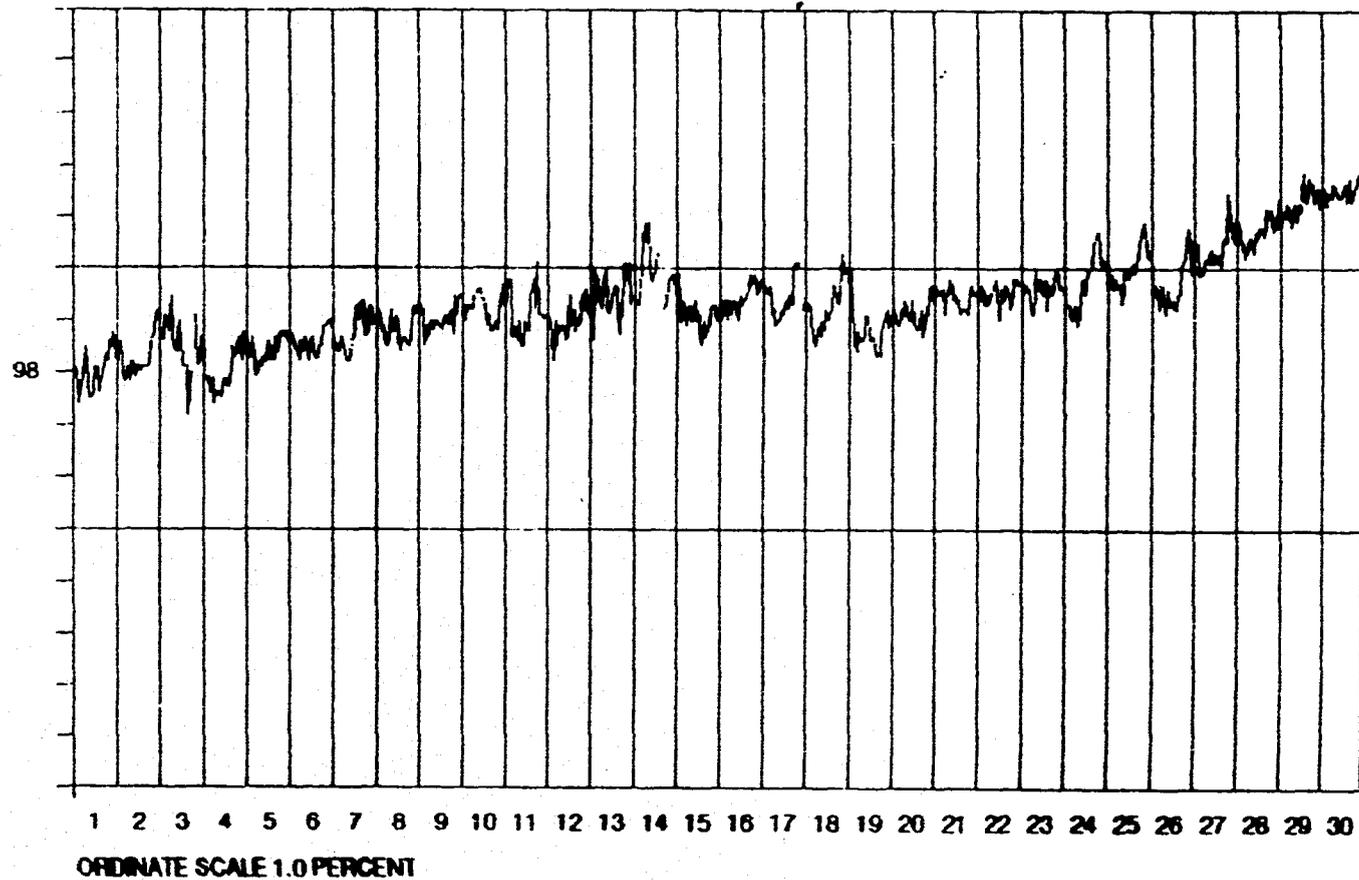


Figura 5.- Intensidad porcentual de radiación cósmica (corregida) para el mes de septiembre de 1990, registrada en la Cd. de México.

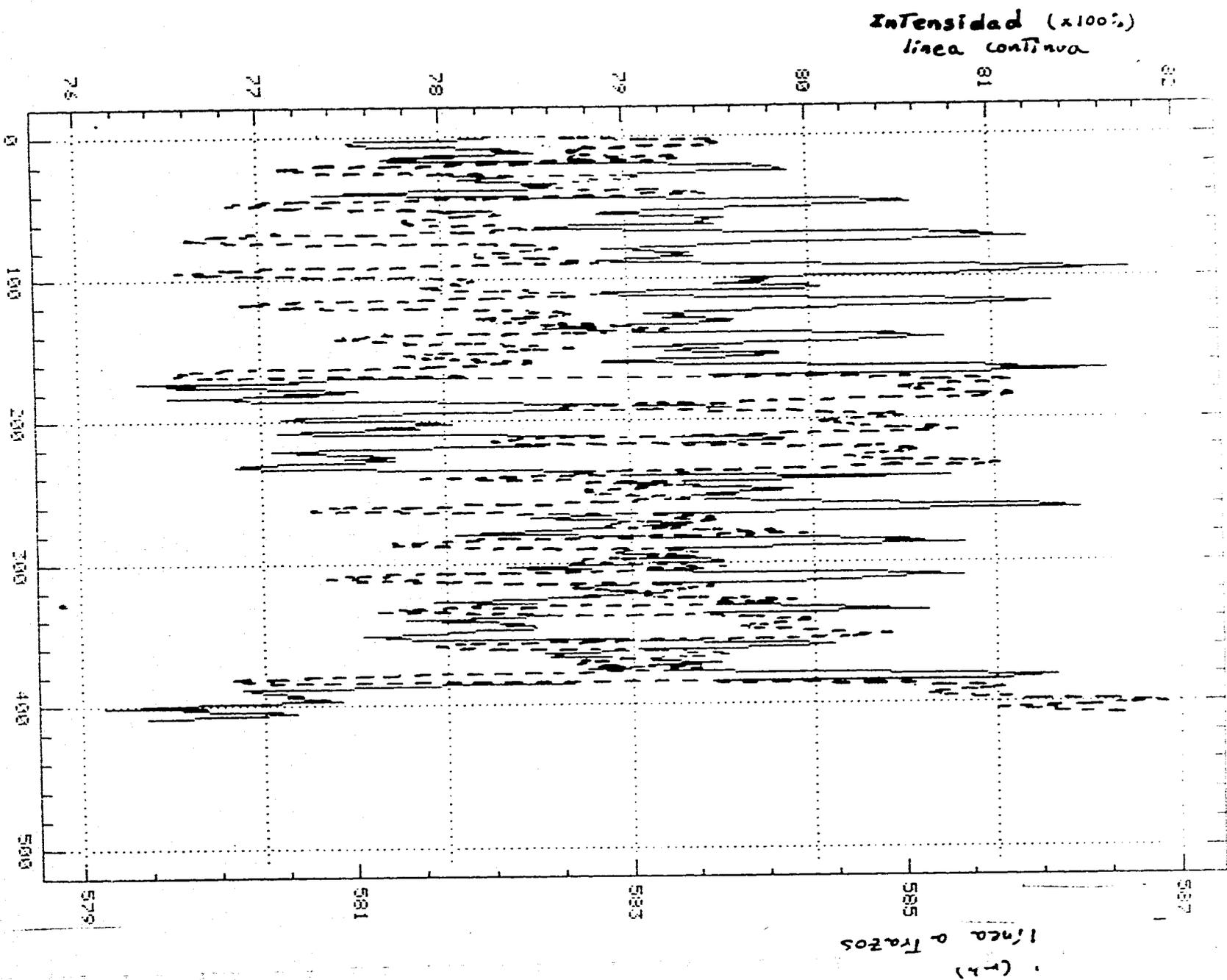


Figura 6.- Secuencia temporal de la Intensidad de radiación cósmica y de la presión barométrica, para el mes de noviembre de 1990.

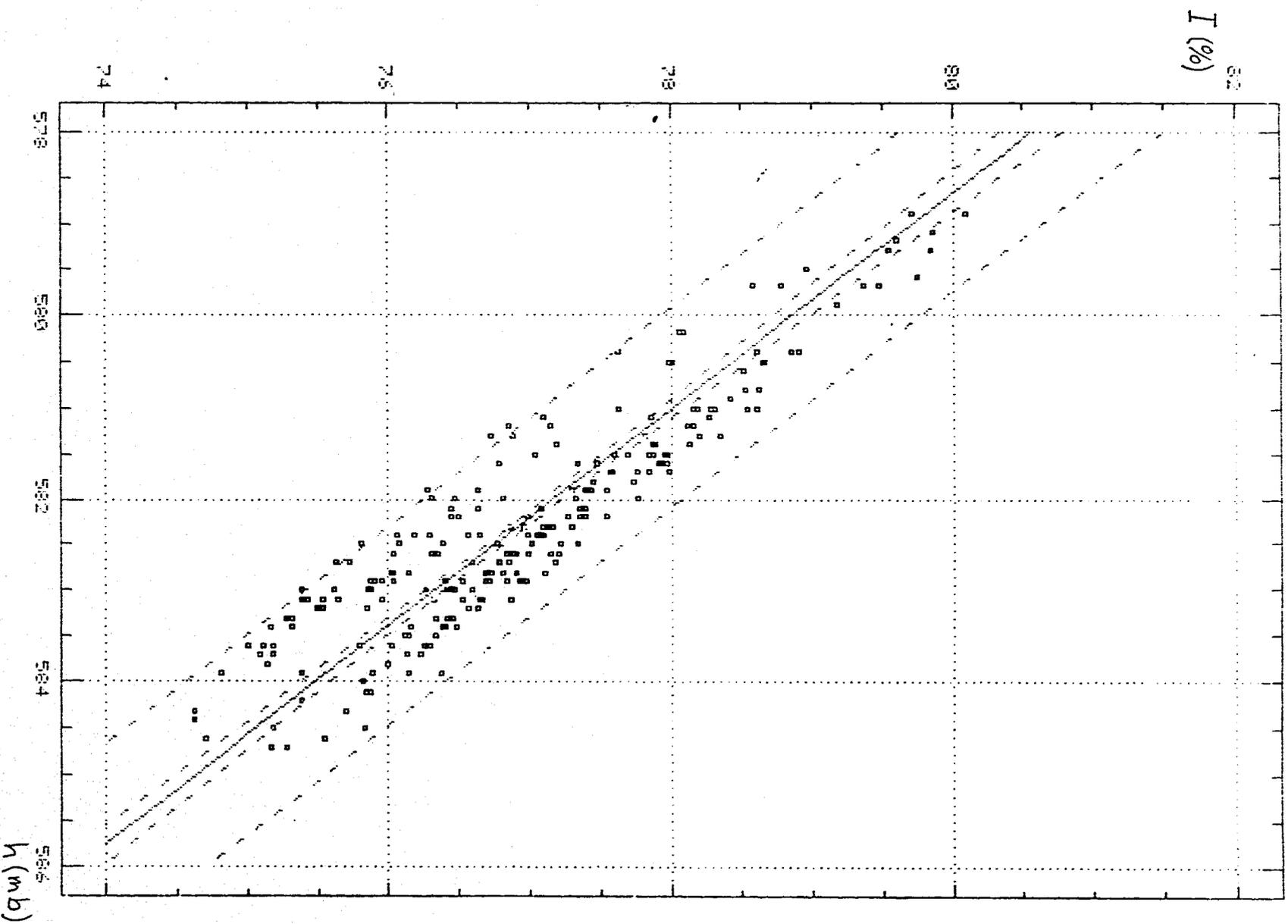


Figura 7.- Análisis de regresión de la Intensidad de radiación cósmica y la presión barométrica, para el mes de enero de 1990.

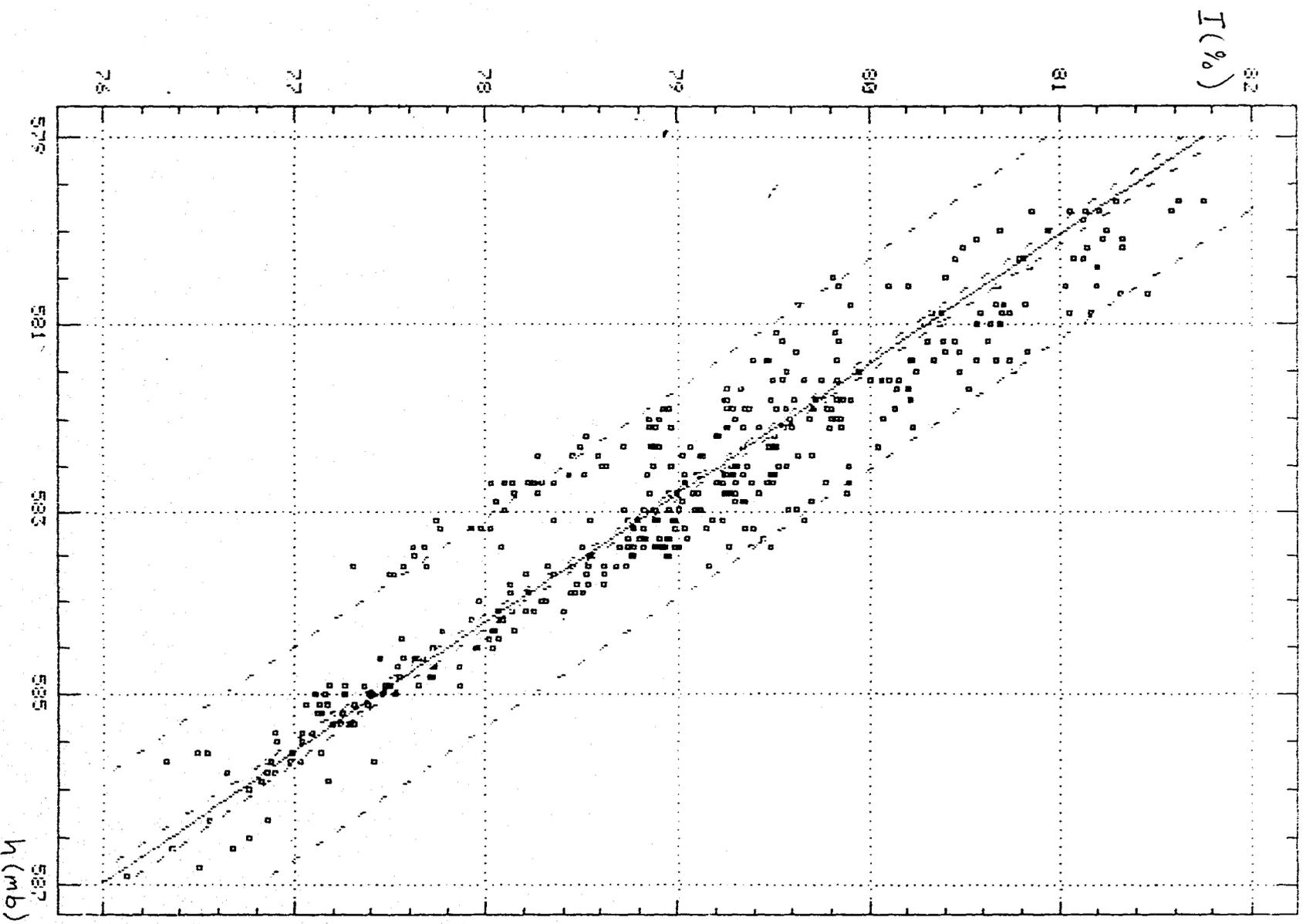


Figura 8. - Análisis de regresión de la Intensidad de radiación cósmica y la presión barométrica para el mes de noviembre de 1990.

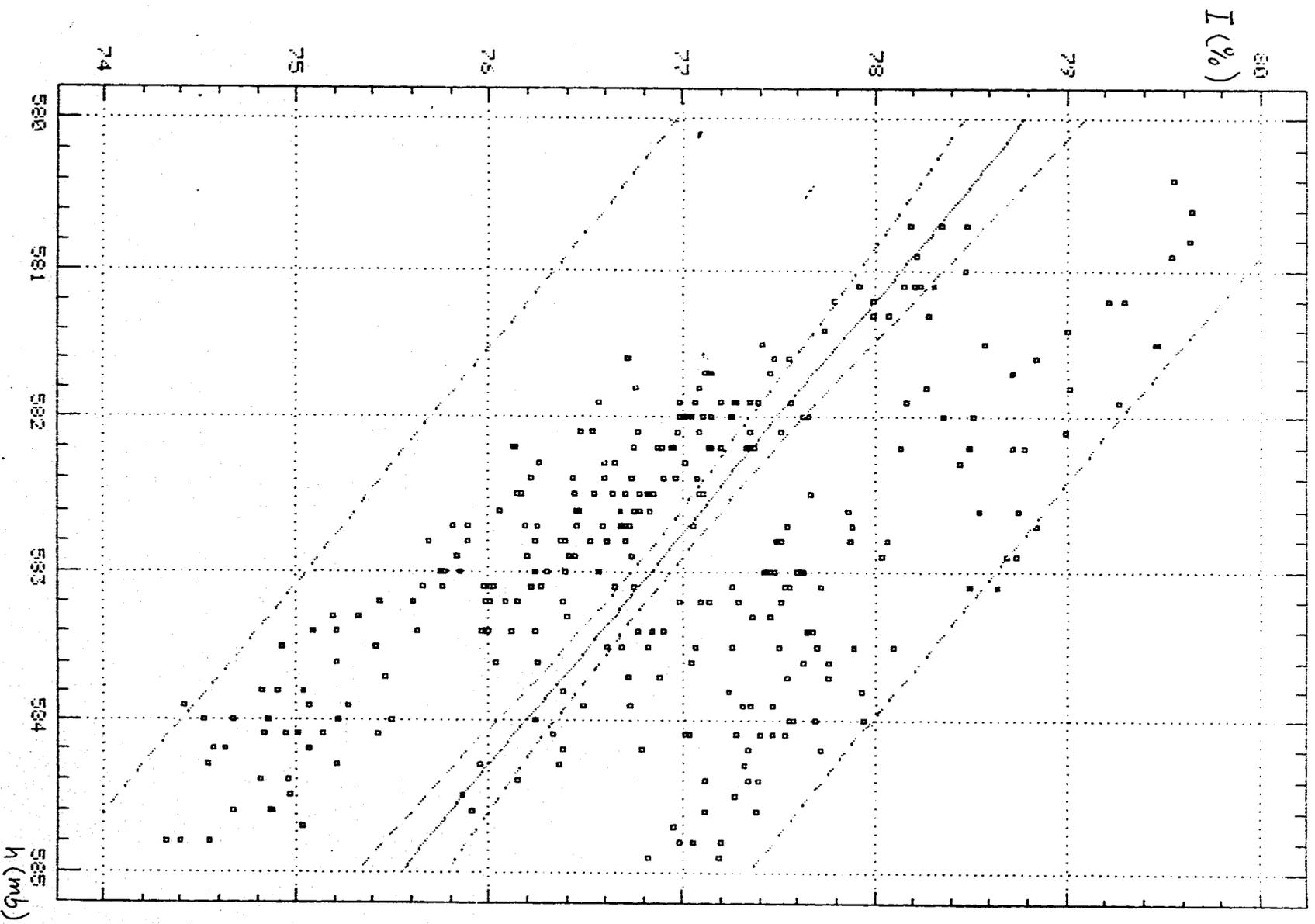


Figura 9. - Análisis de regresión de la Intensidad de radiación cósmica y la presión barométrica para el mes de septiembre de 1990.

barométrico utilizando las ecuaciones 17, 18 y 19. La figura 6, muestra la secuencia temporal de la intensidad de radiación cósmica y de la presión barométrica para el mes de noviembre de 1990. En ella podemos apreciar la anticorrelación que existe entre la intensidad de radiación cósmica y la presión barométrica.

El procedimiento para calcular el coeficiente barométrico fue el siguiente; de toda la colección de datos correspondientes al año de 1990 registrados en la Cd. de México, utilicé los datos de los meses que presentaron menor perturbación; éstos fueron los meses de enero y noviembre. Las figuras 3 y 4 muestran las gráficas de la intensidad de radiación cósmica para estos meses.

El año de 1990 corresponde a un período en el cual el Sol se encontraba en un máximo de actividad, de tal forma que consideré conveniente calcular el coeficiente barométrico para un mes que presentará fuertes perturbaciones, simplemente para comparar los valores del coeficiente barométrico. Para este efecto elegí el mes de septiembre, figura 5.

Una vez que se eligieron estos tres meses, se escogieron sólo aquellos días en los cuales el índice geomagnético K_p fue menor o igual a 20^0 . Tales días se escogieron de las tablas de índices geomagnéticos internacionales (Institute für Geophysik, 1991).

Los resultados del análisis de regresión se muestran en la tabla I.1, y las gráficas de regresión se muestran en las figuras 7, 8 y 9, para los meses de enero, noviembre y septiembre, respectivamente.

TABLA I.1

Resultados del cálculo del coeficiente barométrico.

Mes	n	σ_i	σ_n	r	$\beta \pm \Delta\beta$ (%/mb)
Enero	225	113.58	1.225	-0.914	-0.85±0.02
Noviembre	408	118.18	1.537	-0.938	-0.72±0.01
Septiembre	311	11.09	0.997	-0.581	-0.65±0.05

Los valores que obtuve del coeficiente barométrico están dispersos y alejados del valor que se usa en la estación de rayos cósmicos de la Cd. de México de $-0.95 \text{ \%}/\text{mb}$. Esta discrepancia proviene del hecho que el cálculo del coeficiente barométrico se realizó en un período de máxima actividad solar. Como se puede apreciar, el valor más bajo de β se obtuvo para el mes de septiembre, que es el mes que mayores perturbaciones tiene. Notemos que entre mayor perturbación existe en la intensidad de radiación cósmica, menor es el valor del coeficiente barométrico. Esto quiere decir que la actividad solar influye en la medición del coeficiente barométrico, a través de la perturbación de la magnetosfera de la tierra. La figura 10, muestra las gráficas de intensidad porcentual de la radiación cósmica y del coeficiente barométrico obtenidas a partir de los datos registrados en el monitor de neutrones de la Cd. de Moscú desde 1957 hasta 1991. De ésta podemos apreciar una correlación entre I y β . Consecuentemente, existe una anticorrelación entre la actividad solar y el coeficiente barométrico. Esta variación de β con el ciclo solar ya ha sido reportada por muchos investigadores (Kamphouse et. al., 1963; Griffiths et. al., 1966; Forman, 1968; Kusunose et. al., 1981). Las variaciones en el coeficiente barométrico pueden producir errores importantes en la corrección de los datos. Por tanto es recomendable checar regularmente el valor del coeficiente para evitar corregir los datos de manera impropia. Además, para calcular el coeficiente barométrico se deben de seleccionar períodos de tiempo en donde las perturbaciones geomagnéticas estén prácticamente ausentes. Es decir, durante períodos de mínima actividad solar.

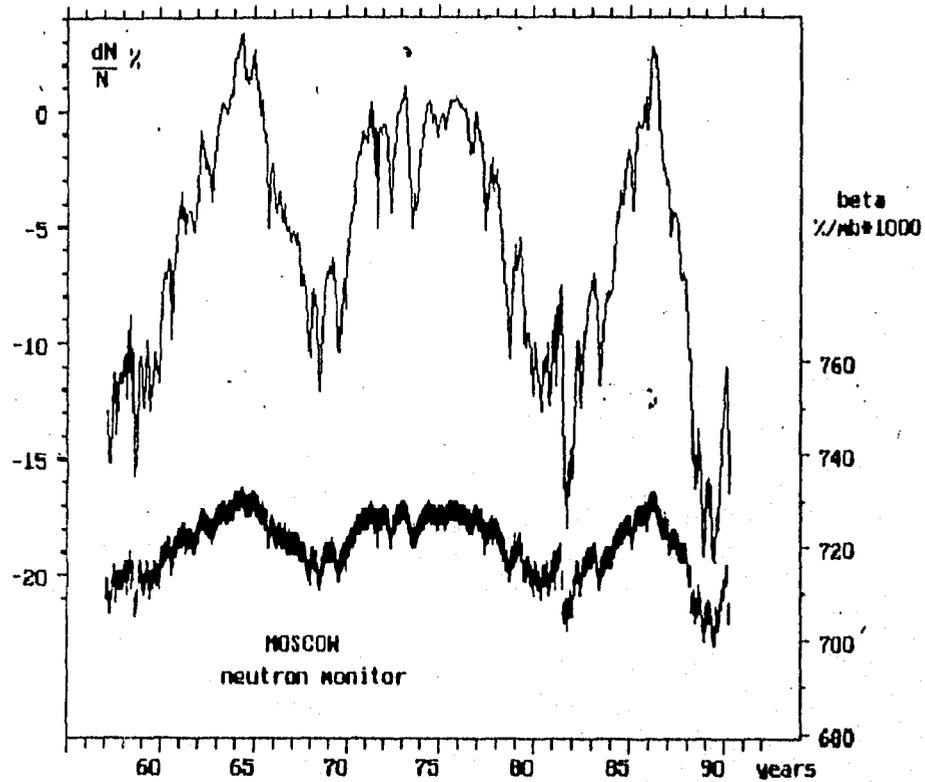


Figura 10.- Intensidad porcentual de radiación cósmica (gráfica superior) y del coeficiente barométrico (gráfica inferior) desde 1957 a 1991. Datos obtenidos en el monitor de neutrones de la Cd. de Moscú.

CAPITULO 2: Monitor de neutrones y las funciones de respuesta y multiplicidad.

2.1.- Monitor de neutrones.

El monitor de neutrones a base de BF_3 se usa para detectar las componentes nucleónicas en los rayos cósmicos secundarios. Este aparato es apropiado para observar los rayos cósmicos primarios en el rango de energía entre 10^9 y 10^{11} eV; es útil para detectar las partículas de energía menor que 10^{10} eV, como rayos cósmicos solares.

El monitor está constituido por las siguientes partes: productor, moderador, reflector y contador. El productor es la parte del monitor en la que se producen los neutrones: generalmente es de plomo. El moderador sirve para bajar la energía de los neutrones a niveles térmicos, energía necesaria para que se lleve a cabo la reacción (1, ver más adelante). El reflector por su parte no permite que se escapen los neutrones generados dentro del monitor, pero por otro lado impide el acceso de neutrones no deseados al interior del monitor. Finalmente el contador es la parte en la cual se registran los neutrones producidos por la radiación cósmica secundaria. Dicho contador opera en la región proporcional, ver apéndice 2.

El propósito de un monitor de neutrones es el de detectar, en el interior de la atmósfera, variaciones en la intensidad de la porción de baja energía del espectro de rayos cósmicos primarios.

Los rayos cósmicos primarios de baja energía producen la mayoría de la componente nucleónica secundaria, constituida por nucleones, es decir por protones y neutrones, que caen en el rango de energía de pocos cientos de Mev hasta cerca de 1 GeV. Estos nucleones producen desintegraciones adicionales, llamadas estrellas, nombre que reciben debido a la forma geométrica que producen cuando son registradas en una emulsión nuclear, ver figura 1. Monitoreando la razón de producción de estrellas podemos medir las variaciones de la porción de baja energía del espectro primario.

A profundidades atmosféricas mayores de 200 g/cm^2 , (ver apéndice 3) 12 Km sobre el nivel del mar, la producción de estrellas está en equilibrio con el flujo de la componente

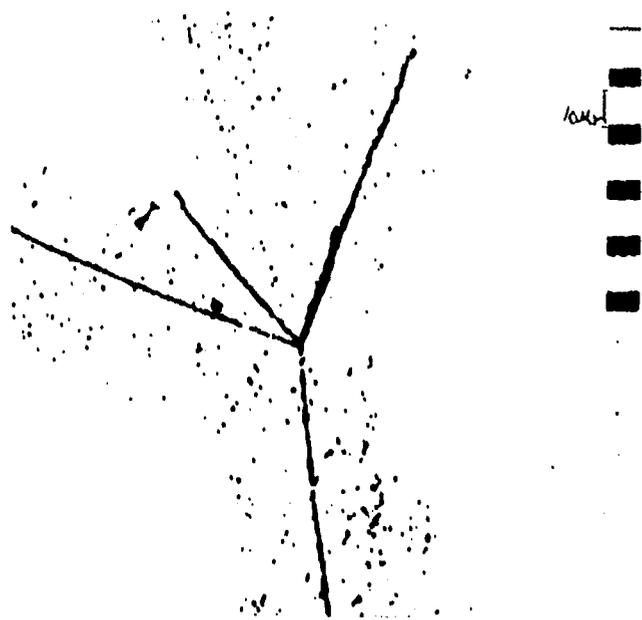


Figura 1.- Estrella producida en una emulsión nuclear por un muon rápido (Jánossy L., 1950).

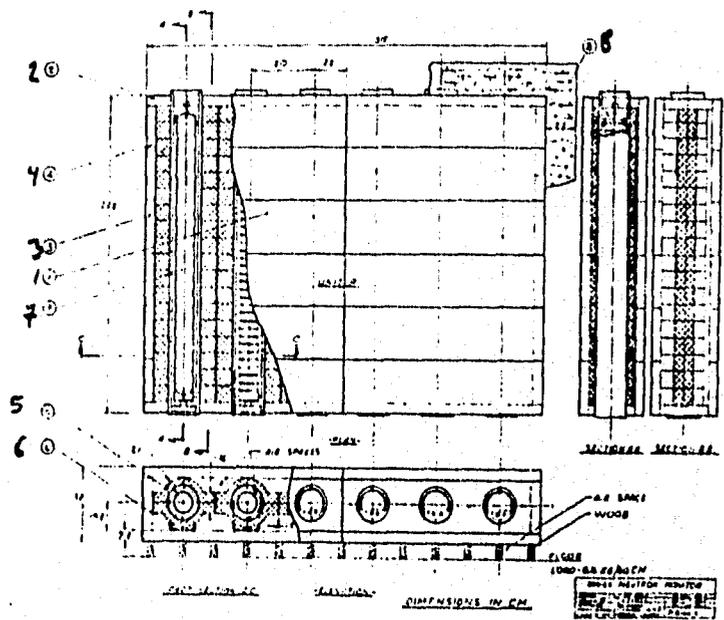


Figura 2.- Plano y elevación de un monitor de neutrones 6NM-64, las partes numeradas se especifican en la tabla II.1. (Carmichael H., 1964).

nucleónica y cada estrella emite en promedio varios fragmentos: neutrones, protones, deuterones y partículas alfa, en el rango de energía de 1 a 20 Mev. La razón de producción de estrellas se puede monitorear de manera conveniente y confiable detectando los neutrones y olvidando los fragmentos cargados.

Los neutrones pueden ser detectados por un contador proporcional, de trifloruro de boro BF_3 , usando la atmósfera como moderador de la energía de los neutrones. Este método nos permite medir neutrones lentos. O usando localmente un material denso como moderador, tal como el carbón o la parafina que rodeen al detector, podremos medir neutrones rápidos.

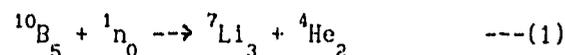
Cuando se usa el método de detección basado en la atmósfera como moderador, para monitorear continuamente la producción de neutrones en la atmósfera, se presentan varios problemas. El detector responde a cambios en la producción de neutrones ambientales cerca del detector, como cuando se mueven materiales pesados, ocurren cambios en las características del aire o hay emisión de neutrones debido a fuentes radioactivas naturales. Por esta razón, es más conveniente usar el método de generación local de neutrones.

Cuando hay un flujo de partículas que pueden interactuar nuclearmente con núcleos blanco, la razón de interacción es proporcional a la densidad de núcleos blanco y a la sección eficaz de la reacción. En el caso de producción de neutrones la razón de producción es función de la densidad, o del peso atómico, y de la multiplicidad de neutrones, el número promedio de neutrones emitidos por desintegración nuclear. La razón de multiplicidad de neutrones para el plomo, con respecto al carbón, es de aproximadamente 8 a 1. Por tanto, el plomo se usa como el productor de neutrones en el monitor.

En el interior del productor se colocan materiales de peso atómico alto como un moderador local de neutrones; de esta forma se excluye a la atmósfera y al medio que rodea al monitor como posibles fuentes de variaciones en la intensidad.

El diseño del monitor de neutrones se basa en el uso de

contadores proporcionales de trifloruro de boro enriquecido con el isótopo ^{10}B . Un neutrón que es capturado por un núcleo de ^{10}B induce la reacción exotérmica:



La sección eficaz de esta reacción sigue una dependencia $1/v$, donde v es la velocidad del neutrón, siendo de aproximadamente 3820 b ($1\text{b} = 1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$).

A velocidades térmicas en el 94 % de las reacciones, el núcleo de ^7Li queda en un estado excitado, siendo 2.3 MeV la porción de energía que adquieren los núcleos de ^7Li y ^4He . En el restante 6 % los núcleos de ^7Li y ^4He tienen una energía cinética total de 2.78 MeV. Son entonces estos núcleos, de Li y He, los que ionizan el gas en el contador proporcional y producen una corriente que se registra como un pulso de voltaje, el cual indica que un neutrón ha sido detectado.

Sin embargo la componente nucleónica de la radiación cósmica secundaria no es la única responsable del conteo de neutrones en el monitor, las otras componentes secundarias también influyen en la producción de neutrones. Algunos resultados importantes acerca de la sensibilidad de un monitor de neutrones a diferentes componentes, (Hughes, et al. 1964; Meyer, et al., 1964; Hughes y Marsden, 1964) son que el $81.3 \pm 2.4 \%$ de los impulsos registrados son debidos a neutrones, el $11.2 \pm 1.1 \%$ a protones, $6.8 \pm 1.2 \%$ a muones capturados, 0.5% a muones rápidos, 0.1% a piones y 0.05% a chubascos. Es decir, la contribución más importante en la producción de cuentas dentro de un monitor proviene precisamente de neutrones.

Alrededor de cada contador existe un moderador interno Su función es la de moderar los neutrones a energías térmicas para facilitar su captura por el trifloruro de boro. Rodeando al moderador interno se encuentra el productor en el cual se producen los neutrones por interacciones con los rayos cósmicos. Estos, a su vez, están encerrados por un reflector el cual también modera

a los neutrones y los refleja. El reflector tiene una función adicional: la de absorber y reflejar neutrones de baja energía no deseados, que se producen en la atmósfera o en materiales cercanos al monitor.

En resumen, un rayo cósmico secundario de la componente nucleónica produce, a través de una reacción nuclear con el productor, neutrones que son moderados a energías térmicas y reflejados hacia el contador proporcional. A estas energías el neutrón tiene una alta probabilidad de interactuar con el ^{10}B , produciendo núcleos de ^7Li y ^4He , los cuales pueden ser detectados por el contador proporcional.

2.1.1.- Especificaciones del monitor de neutrones NM-64.

El monitor consta de tres unidades, A, B y C, las cuales son eléctricamente independientes. Estructuralmente las tres unidades pueden estar separadas o no. La comparación de las razones de conteo de las unidades individuales nos permiten saber si alguna de ellas está fallando.

Cada unidad puede consistir de 1, 2, 3 o 6 contadores de neutrones de trifloruro de boro. Los monitores individuales se identifican de acuerdo al número total de contadores, Un monitor con un contador en cada unidad es llamado un monitor de neutrones "3-NM-64"; con dos contadores en cada unidad, un monitor de neutrones "6-NM-64"; y con tres contadores "9-NM-64".

El monitor con que cuenta el departamento de Física Espacial del Instituto de Geofísica de la UNAM, es del tipo 6-NM-64. Este monitor se encuentra en la Ciudad de México, dentro de la Ciudad Universitaria. La ubicación geográfica del monitor es 19.33° N de latitud y 99.18° W de longitud, su altura sobre el nivel del mar es de 2200 m; y tiene una rigidez umbral geomagnética de 8.5 GV.

Una lista de las partes necesarias para la construcción del monitor 6NM-64, (figuras 2 y 3) se muestran en la tabla II-1.

El reflector del monitor 6NM-64 es una caja rectangular, construida de planchas de polietileno de baja densidad de 7.5 cm de grueso y 37 cm de ancho, como se muestra en las figuras 2 y 3.

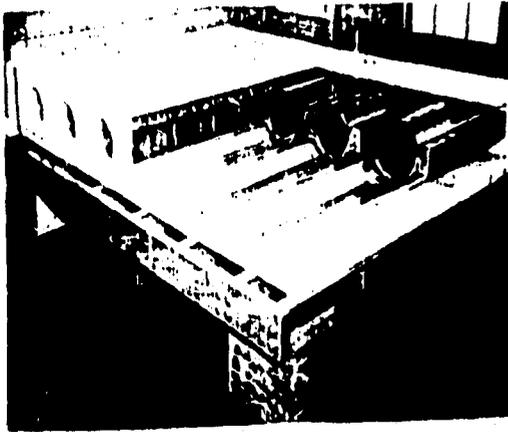


Figura 3.- Construcción de un monitor de neutrones 6NM-64. Esta unidad se encuentra sobre una estructura de acero para permitir colocar telescopios de mesones (Carmichael H., 1964).

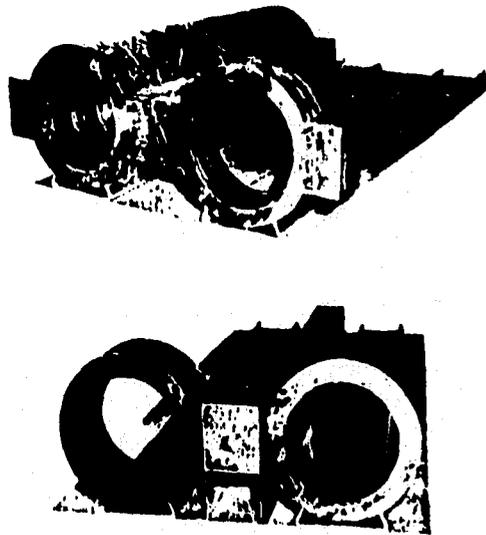


Figura 4.- Cilindros de plomo los cuales son el productor del monitor de neutrones 6NM-64 (Carmichael H., 1964).

El reflector también se puede construir de parafina soportada por aluminio o madera.

La parafina y el polietileno están compuestos de carbono e hidrógeno, y las razones carbono/hidrógeno son esencialmente las mismas. El peso específico del polietileno es de 0.92 a 0.94, y de la parafina de aproximadamente 0.89.

Las ventajas estructurales de usar polietileno en lugar de parafina para el reflector son inmensas: Las planchas pueden ser maquinadas al tamaño deseado usando herramientas para madera; por tanto no se requieren soportes adicionales, y se pueden sujetar en conjunto para prevenir movimientos; el material no se derrite a temperatura ambiente.

Se requiere un espacio disponible al frente del reflector de 2.3 m de tal forma que permita que los contadores de neutrones puedan ser introducidos o removidos a través de unos hoyos circulares de 25.4 cm de diámetro.

Una pared de 23 cm, de polietileno, se localiza fuera del reflector. Esta sirve como un blindaje, protegiendo al monitor de los cambios en el medio ambiente y de los efectos del movimiento de materiales masivos o equipo en la vecindad del monitor.

TABLA II-1

Partes de un monitor de neutrones NM-64 de 6 contadores.

PARTE	DESCRIPCION	CANTIDAD
	Planchas de polietileno	
	masa total 1270 kg	
1	(157.5x37x7.5)cm ³	24
2	como las de arriba, con 3 hoyos de 25.4cm de diámetro	4
3	(37x37x7.5)cm ³	8
4	(29.5x37x7.5)cm ³	4
5	Plomo moldeado como productor masa total 9650 kg, (48.5x11)cm ² diámetro exterior 35.6 cm.	108

6	canales de soporte en aluminio (207x20)cm ² , 1 cm de grueso	6
7	Contador BF ₃ y amplificador- discriminador en tubos de polie- tileno de 2cm de ancho, 24.5 cm de diámetro exterior, con polietileno en las tapas.	6
8	Bloques de polietileno	las que sean necesarias.

Un espesor de 7.5 cm de polietileno del reflector es suficiente para reflejar los neutrones del productor de plomo, dentro del monitor. Sin embargo no es suficiente para excluir los efectos de neutrones rápidos reflejados por materiales que rodeen al monitor. Por tanto, el monitor se debe de encontrar aislado en un pequeño edificio, separado de construcciones aledañas, con un techo lo suficientemente inclinado para que la lluvia se derrame con facilidad. Dentro del edificio hay que tratar de mantener una temperatura más o menos constante, para que las condiciones en las que opera el equipo sean aproximadamente las mismas. Los efectos de la actividad normal en la estación, tales como movimientos de aparatos ligeros y personas en la vecindad del monitor son despreciables.

El productor es de plomo, de alrededor de 99.9% de pureza, en la forma de cilindros de 25.4 cm de diámetro interno y 35.6 cm de diámetro externo, rodeando a cada contador. Los cilindros están espaciados 50 cm entre sus centros. En los espacios de 14.4 cm entre los cilindros, y fuera de los cilindros exteriores, se localiza plomo adicional de 16 cm de grueso, dispuesto simétricamente, figura 4. La longitud de cada cilindro es de 205 cm., La masa del plomo es de 1608 ± 10 kg por contador. Plomo que haya sido mezclado con estaño, antimonio, u otros metales duros no se debe de usar.

El moderador dentro del plomo está en la forma de un tubo de

polietileno con una pared de ancho 2 cm y diámetro exterior de 24.5 cm. El tubo de polietileno también sirve como cubierta protectora para los contadores que tienen paredes delgadas.

Los contadores son detectores proporcionales llenados con trifloruro de boro gaseoso, en el cual el isótopo ^{10}B ha sido enriquecido en más del 90% del boro total, la cantidad de ^{10}B en el volumen efectivo de cada contador es de aproximadamente 2.1×10^{23} átomos. El llenado de trifloruro de boro se realiza a una presión de 20 cmHg a 22°C .

La varilla colectora (ver apéndice 2) del contador está soportada por aisladores, los cuales están separados por guarda anillos en ambos extremos del contador. La entrada del amplificador y los aisladores de la varilla de conteo están apantalladas electrostáticamente del voltaje de operación del contador, el cual es de -2800 V. La pendiente de la meseta (ver apéndice 2) del contador es de 1% por cada 200 V, lo que garantiza que se encuentra en la región proporcional. Un circuito de amplificación y discriminación electrónica acompaña a cada contador como parte integral del montaje, el cual usa solo componentes semiconductores.

El circuito amplificador-discriminador se muestra en la figura 5. Los transistores Q_1 y Q_2 forman un integrador Miller, el cual convierte el pulso de corriente del contador en un pulso de voltaje a través de R_6 . Los transistores Q_3, Q_4 y Q_5 forman un amplificador con un ganancia de cerca de 45.

La salida de corriente a través de R_{20} se amplifica por los transistores Q_6 y Q_7 y se discrimina por el diodo tunel, General Electric, 1N2939, el cual tiene una transición inestable a $1\text{mA} \pm 10\%$. Los pulsos amplificados se pueden observar a través de R_{21} antes de ser discriminados. La salida del diodo tunel es un poco más de 0.3 V positivo a 30Ω de impedancia. El tiempo muerto del circuito es aproximadamente de 20 μs y está determinado por el tamaño y la forma del pulso que impulsa el diodo tunel.

El transistor Q_1 es de silicio de bajo ruido operado a 25 μA de corriente de colector, Q_2 es un transistor NPN de germanio. Los

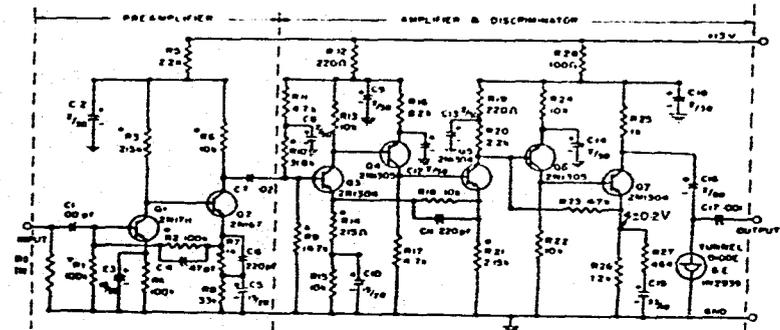


Figura 5.- Diagrama del circuito del amplificador-discriminador.

transistores restantes no son críticos, las resistencias marcadas con asteriscos son de precisión de película metálica ($\pm 1\%$); el resto son de carbón ($\pm 5\%$). Los capacitores electrolíticos son del tipo de secado en tantalio. La potencia requerida es de 7.5 mA a 13 V, y se recomienda usar una batería de 12 V que continuamente esté flotando a través de una fuente de 13 V. La batería tiene una muy baja resistencia hacia tierra, desacoplando el circuito, y sirve para mantener al circuito operando durante fallas de potencia.

2.2.- Funciones de respuesta y multiplicidad del monitor de neutrones de la Cd. de México.

2.2.1.- Funciones de respuesta y multiplicidad.

Para entender los procesos físicos responsables de las variaciones observadas en la intensidad de los rayos cósmicos, es necesario encontrar la relación entre las variaciones observadas y las que realmente ocurren en el flujo de rayos cósmicos primarios.

Esto se puede hacer si conocemos, con bastante precisión, las funciones de respuesta y multiplicidad para el monitor de neutrones. En principio estas funciones de respuesta se pueden calcular si conocemos los procesos de interacción involucrados en la atmósfera, lo cual es difícil debido a las incertidumbres involucradas. Sin embargo, estas funciones también se pueden deducir mediante una aproximación empírica descrita por Webber y Quenby (1959). El método se basa en las mediciones de la variación latitudinal de la intensidad de la radiación cósmica secundaria y del espectro, así como de la composición química de la radiación primaria.

Las mediciones del efecto latitudinal realizadas por H. Carmichael (1969, a, b, c), las medidas hechas por Ormes y Webber (1965), la determinación de la composición química para la radiación primaria de Shapiro et. al. (1973) y las rigideces umbrales verticales de Shea y Smart (1975), nos dan la oportunidad de evaluar las funciones de respuesta y multiplicidad del monitor de neutrones de la Ciudad de México.

Podemos escribir la razón de conteo diferencial total $dN(R_c, h, t)/dR$ de un detector cualesquiera, que se localiza a una profundidad atmosférica h , a un tiempo t y donde la rigidez umbral es R_c , como:

$$dN(R_c, h, t)/dR = \sum_z S_z(R, h) dj_z(R, t)/dR \quad \text{---(2)}$$

en donde $dj_z(R, t)/dR$ es el espectro primario de rigidez diferencial para la componente de carga z y S_z es la función de respuesta específica para la componente de carga particular a la rigidez R y profundidad atmosférica h . De la expresión (2) se deduce que:

$$N(R_c, h, t) = \sum_z \int_{R_c}^{\infty} S_z(R, h) dj_z(R, t)/dR \quad (3)$$

La cantidad $N(R_c, h, t)$ se puede obtener del efecto de latitud, experimentalmente obtenido por H. Carmichael (1969, a, b, c).

Debido a que la energía de amarre para nucleones es del orden de 10^6 eV y las energías de los rayos cósmicos galácticos son del orden de 10^{10} eV. Podemos simplificar la ecuación (3) suponiendo que la energía de amarre para nucleones con $z \geq 2$ comparada con las energías de los rayos cósmicos es despreciable y que los nucleones interactúan separadamente en la atmósfera.

Para una energía cinética por nucleón dada, se puede mostrar que la rigidez de un núcleo con $z \geq 2$ es igual a dos veces la rigidez de un protón. Entonces para núcleos con $z \geq 2$

$$S_z(R, h) = A_z S_p(R/2, h) \quad \text{---(4)}$$

en donde $S_p(R, h)$ es la función de respuesta para protones y A_z es el número de masa del núcleo de interés.

Por tanto podemos reescribir la ecuación (3) como:

$$N(R_c, h, t) = \int_{R_c}^{\infty} S_p(R, h) dj_p(R, t)/dR + \sum_{z > 2} A_z \int_{R_c}^{\infty} S_p(R/2, h) dj_{z > 2}(R, t)/dR \quad \dots (5)$$

Podemos escribir la razón de conteo diferencial total $dN(R_c, h, t)/dR$ de un detector cualesquiera, que se localiza a una profundidad atmosférica h , a un tiempo t y donde la rigidez umbral es R_c , como:

$$dN(R_c, h, t)/dR = \sum_z S_z(R, h) dj_z(R, t)/dR \quad \text{---(2)}$$

en donde $dj_z(R, t)/dR$ es el espectro primario de rigidez diferencial para la componente de carga z y S_z es la función de respuesta específica para la componente de carga particular a la rigidez R y profundidad atmosférica h . De la expresión (2) se deduce que:

$$N(R_c, h, t) = \sum_z \int_{R_c}^{\infty} S_z(R, h) dj_z(R, t)/dR \quad (3)$$

La cantidad $N(R_c, h, t)$ se puede obtener del efecto de latitud, experimentalmente obtenido por H. Carmichael (1969, a, b, c).

Debido a que la energía de amarre para nucleones es del orden de 10^6 eV y las energías de los rayos cósmicos galácticos son del orden de 10^{10} eV. Podemos simplificar la ecuación (3) suponiendo que la energía de amarre para nucleones con $z \geq 2$ comparada con las energías de los rayos cósmicos es despreciable y que los nucleones interactúan separadamente en la atmósfera.

Para una energía cinética por nucleón dada, se puede mostrar que la rigidez de un núcleo con $z \geq 2$ es igual a dos veces la rigidez de un protón. Entonces para núcleos con $z \geq 2$

$$S_z(R, h) = A_z S_p(R/2, h) \quad \text{---(4)}$$

en donde $S_p(R, h)$ es la función de respuesta para protones y A_z es el número de masa del núcleo de interés.

Por tanto podemos reescribir la ecuación (3) como:

$$N(R_c, h, t) = \int_{R_c}^{\infty} S_p(R, h) dj_p(R, t)/dR + \sum_{z > 2} A_z \int_{R_c}^{\infty} S_p(R/2, h) dj_{z > 2}(R, t)/dR \quad \dots (5)$$

Si $N(R_c, h, t)$ y $dj_z(R, t)/dR$ son conocidas, la única función desconocida $S_p(R, h)$ se puede deducir.

Existe un método más directo y simple que se aplica para obtener la función de multiplicidad, la cual nos da el número de partículas secundarias producidas a una profundidad dada en la atmósfera como función de la energía de las partículas primarias. En este método se determina primero la función de respuesta diferencial; se basa en el estudio de la variación latitudinal de la componente nucleónica realizado en Norteamérica en el verano de 1965, en Canadá en diciembre de 1965, en el oeste de E.E.U.U. y Hawaii en el verano de 1966 por Carmichael, et. al. (1969, a, b, c). Estos estudios nos proveen de razones de conteo de un monitor de neutrones en 83 localidades distintas, al nivel del mar y alturas de montañas. El equipo usado en estos estudios fue un monitor de neutrones del tipo 3NM-64. Las mediciones se realizaron durante un mínimo de actividad solar, y fueron corregidas por efectos instrumentales, atmosféricos y variaciones seculares.

Antes de calcular la variación latitudinal, los datos fueron reducidos a un nivel de presión que corresponde a la Cd. de México, 584 mmHg, figura 6, usando los valores apropiados de los coeficientes de atenuación efectivos β dados por Carmichael (1969c).

La evaluación directa del coeficiente de atenuación en la atmósfera es posible siempre y cuando las mediciones de la razón de conteo de un monitor de neutrones hayan sido hechas a diferentes altitudes y cerca del mismo umbral geomagnético. Durante el primer estudio del efecto latitudinal realizado por Carmichael (1969, a, b, c), esta condición solo existió en Mt. Washington. Para el estudio de 1966 fue posible la evaluación directa del coeficiente de atenuación en cinco lugares distintos. Estos resultados se obtuvieron sólo para checar los valores obtenidos por el método indirecto; en la tabla II-2 se muestran los valores efectivos del coeficiente de atenuación β correspondiente a la presión atmosférica de la Cd. de México, para distintas rigideces.

TABLA II-2

Coefficiente de atenuación efectiva para una presión de 584 mmHg.

β	1.0268	1.0196	1.0136	1.0076	0.9956	0.9840
R(Gv)	2	3	3.5	4	5	6
β	0.9736	0.9632	0.9528	0.9440	0.9348	0.9260
R(Gv)	7	8	9	10	11	12

Usando los resultados de los estudios de latitud para los años 1965 y 1966, se usó el método indirecto con una curva de latitud que muestra la razón de conteo en función de la rigidez de corte a 584 mmHg, figura 6.

Una primera aproximación a la razón de conteo a 584 mmHg correspondiente al umbral geomagnético de un sitio al nivel del mar se leyó de la curva de latitud suavizada y el valor de β , el coeficiente medio efectivo de atenuación necesario para reducir las medidas del nivel del mar (figura 7) a la razón de 584 mmHg, se determinó.

Una vez que los datos fueron reducidos al nivel común de la Cd. de México, se expresaron como un porcentaje de la razón medida a altas latitudes. El 100% de la razón de conteo fue la de Mt. Washington en el verano de 1965.

La curva de latitud suavizada (figura 6) se construyó de la siguiente forma; por abajo de $R=1.25$ GV (Mt. Washington) la razón de conteo de neutrones es independiente de la rigidez de corte vertical. Para estas rigideces la curva de latitud es constante, arriba de 1.25 GV propongo que tiene un comportamiento de la forma:

$$N/N_0 = 1 - \exp(-\alpha R^{-\beta}) \quad \text{---(6)}$$

en donde α y β son parámetros que dependen de la profundidad atmosférica y de las componentes secundarias. Elegí esta expresión analítica porque ésta es una buena aproximación para todo el rango experimental, $0.8 \leq R \leq 13.6$ GV (Lockwood & Webber,

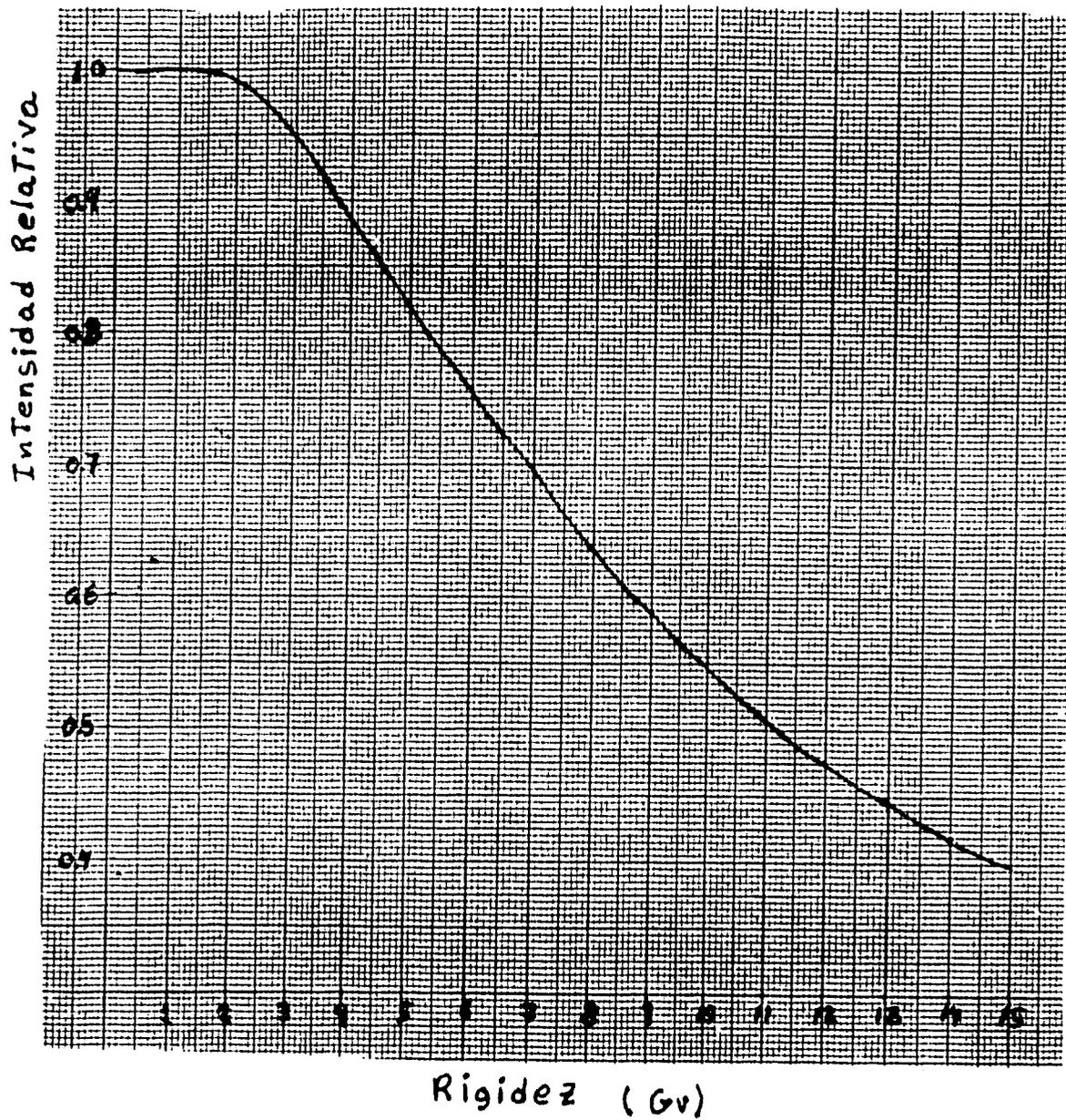


Figura 6.- Variación latitudinal suavizada para un nivel de presión de 584 mmHg, correspondiente a la Cd. de México.

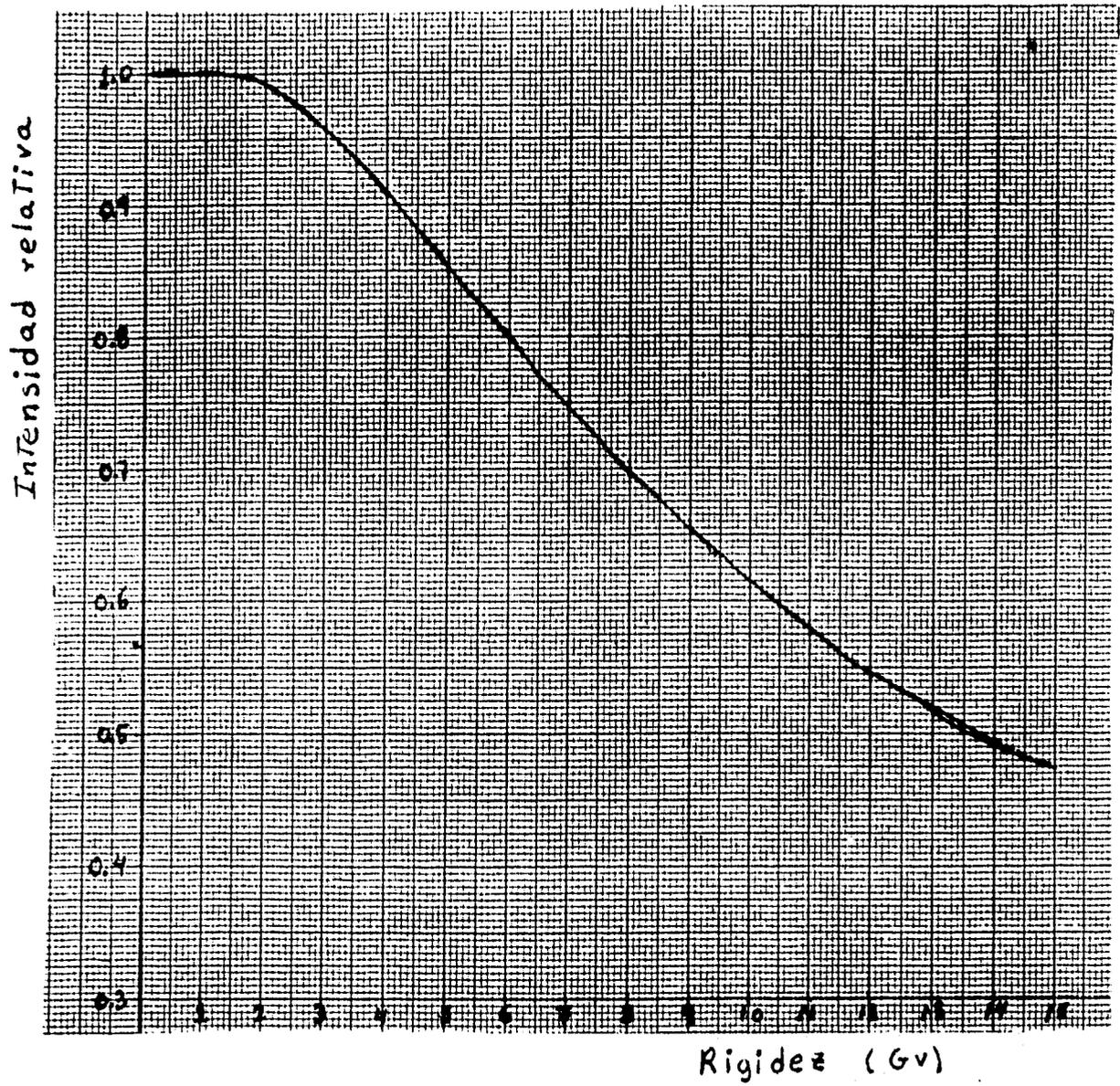


Figura 7.- Variación latitudinal suavizada para el nivel del mar.

1967). La rigidez umbral usada fue la de Shea y Smart (1975).

Por diferenciación directa de la curva mostrada en la figura 6 podemos evaluar la curva de respuesta diferencial para 584 mmHg, la cual se presenta en la figura 9.

Arriba de 15 GV es difícil determinar experimentalmente las curvas de respuesta diferencial debido a las limitaciones impuestas por el campo magnético de la Tierra. La técnica usada por Webber y Quenby (1959) fue empleada para extender esta curva a altas rigideces, figura 8. Esta supone que $dN/dR = kR^{-\gamma}$ para $R \geq 15$ Gv y que la pendiente es continua a 15 Gv, y además requiere que $N(15 \text{ GV})=100$.

El valor obtenido para $\gamma=1.73$ corresponde a la parte abrupta de la figura 9. Este valor está entre los obtenidos por Lockwood y Webber (1967) para 680 y 828 g/cm^2 , los cuales son 1.75 y 1.68 respectivamente. La profundidad atmosférica para la Cd. de México es de 790 g/cm^2 . La máxima respuesta en la figura 9 está entre 4 y 5 GV. La extrapolación de la ecuación 6, nos conduce a una función de respuesta integral mostrada en la figura 10.

Debido a que conocemos la rigidez de corte de un sitio en particular con la correspondiente función de respuesta diferencial podemos determinar la función de respuesta integral. Para el caso del monitor de neutrones de la Cd. de México, con rigidez umbral de 8.5 GV, la función de respuesta integral se muestra en la figura 11. Se puede observar que la fracción de la razón de conteo que corresponde a partículas primarias con rigideces por abajo de 25.3 GV es aproximadamente el 50% del total; esto es, la rigidez media de respuesta del monitor

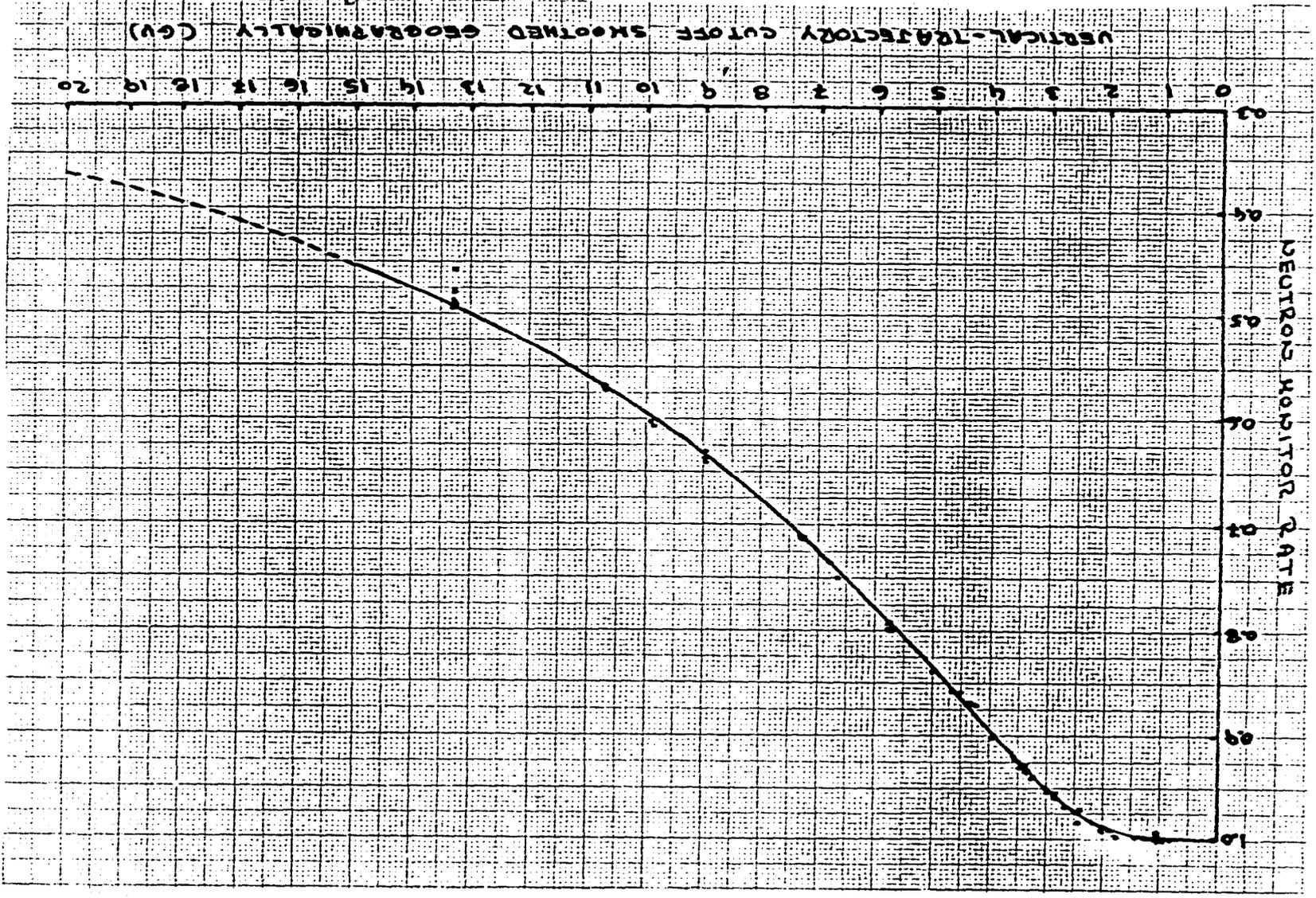
$$R_{\text{med}} = \left(\int_{R_c}^{\infty} R \, dN/dR \, dR \right) / \int_{R_c}^{\infty} dN/dR \, dR \quad \text{---(7)}$$

está alrededor de 25 GV.

2.2.2 .- El espectro primario y composición química de la radiación primaria.

Ormes y Webber (1965) determinaron el espectro primario para

Figura 8. - Curva de latitud suavizada extendida para $R \approx 15$ GV.
Razon de conteo vs Rigidez.



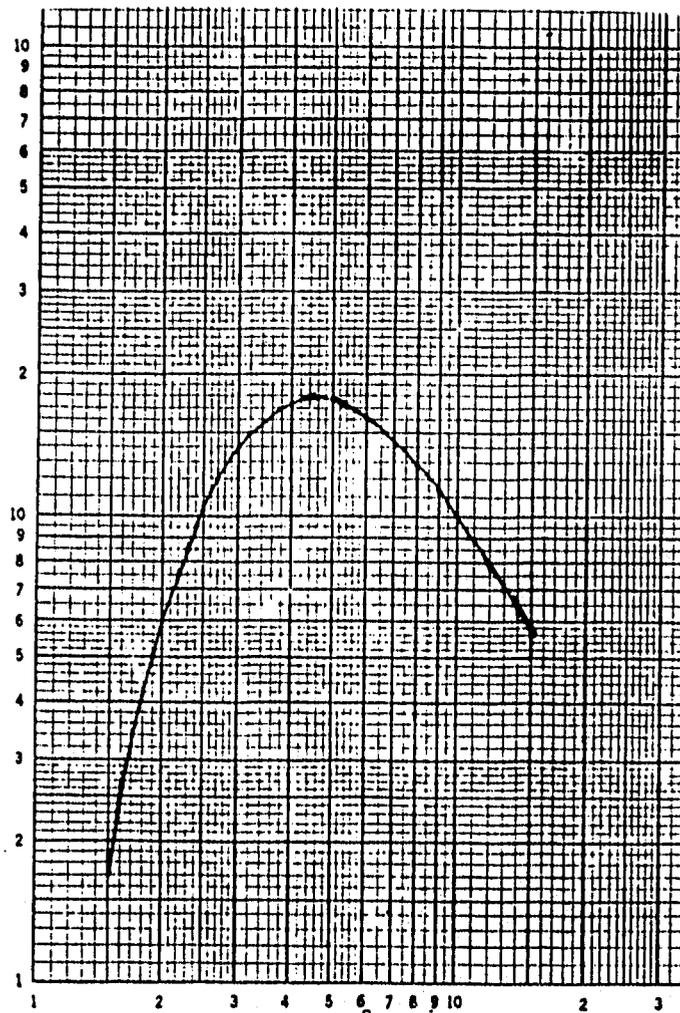


Figura 9.- Curva de respuesta diferencial para el monitor de neutrones de la Cd. de México.

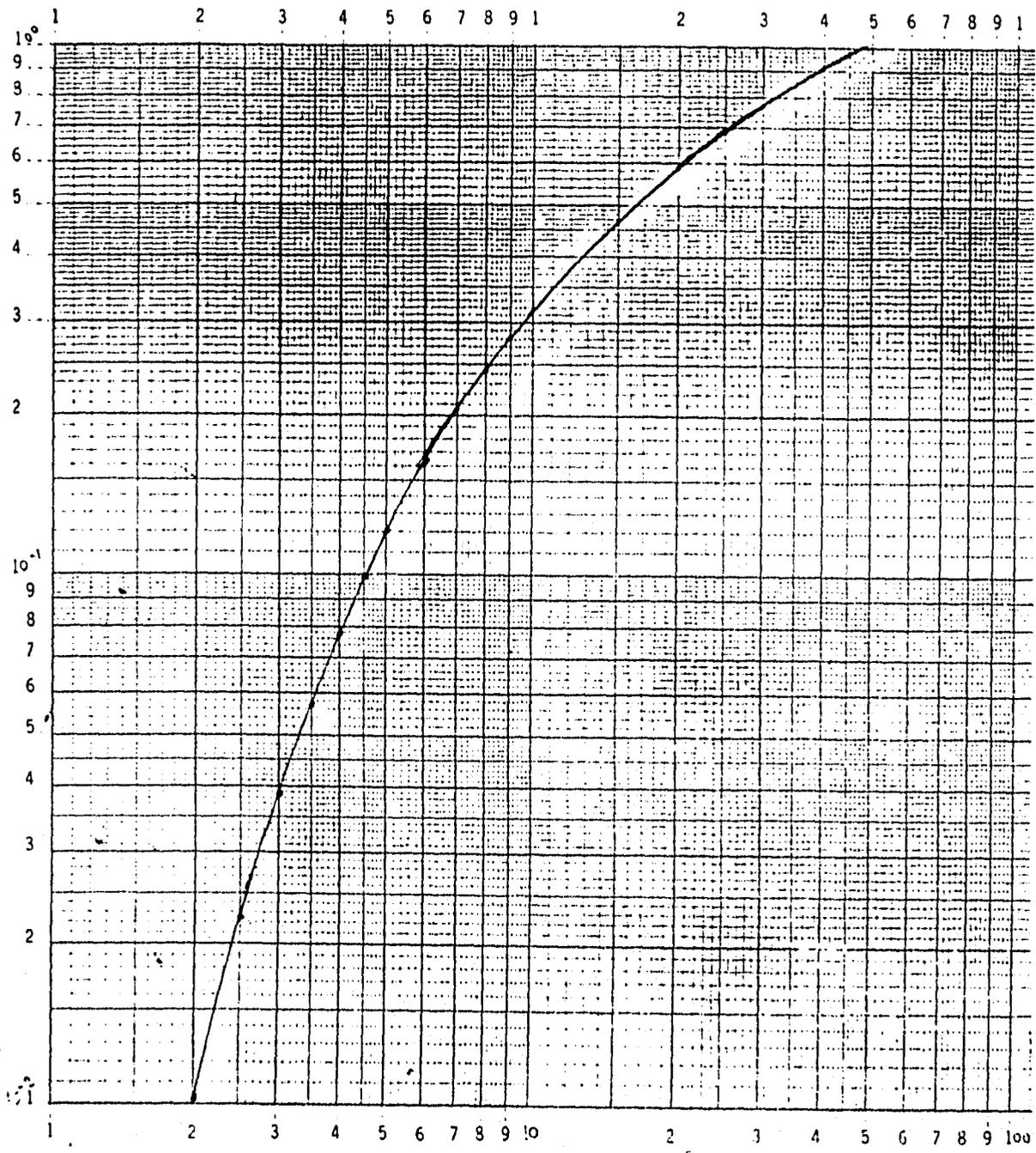


Figura 10. - Función de respuesta integral vs. rigidez.

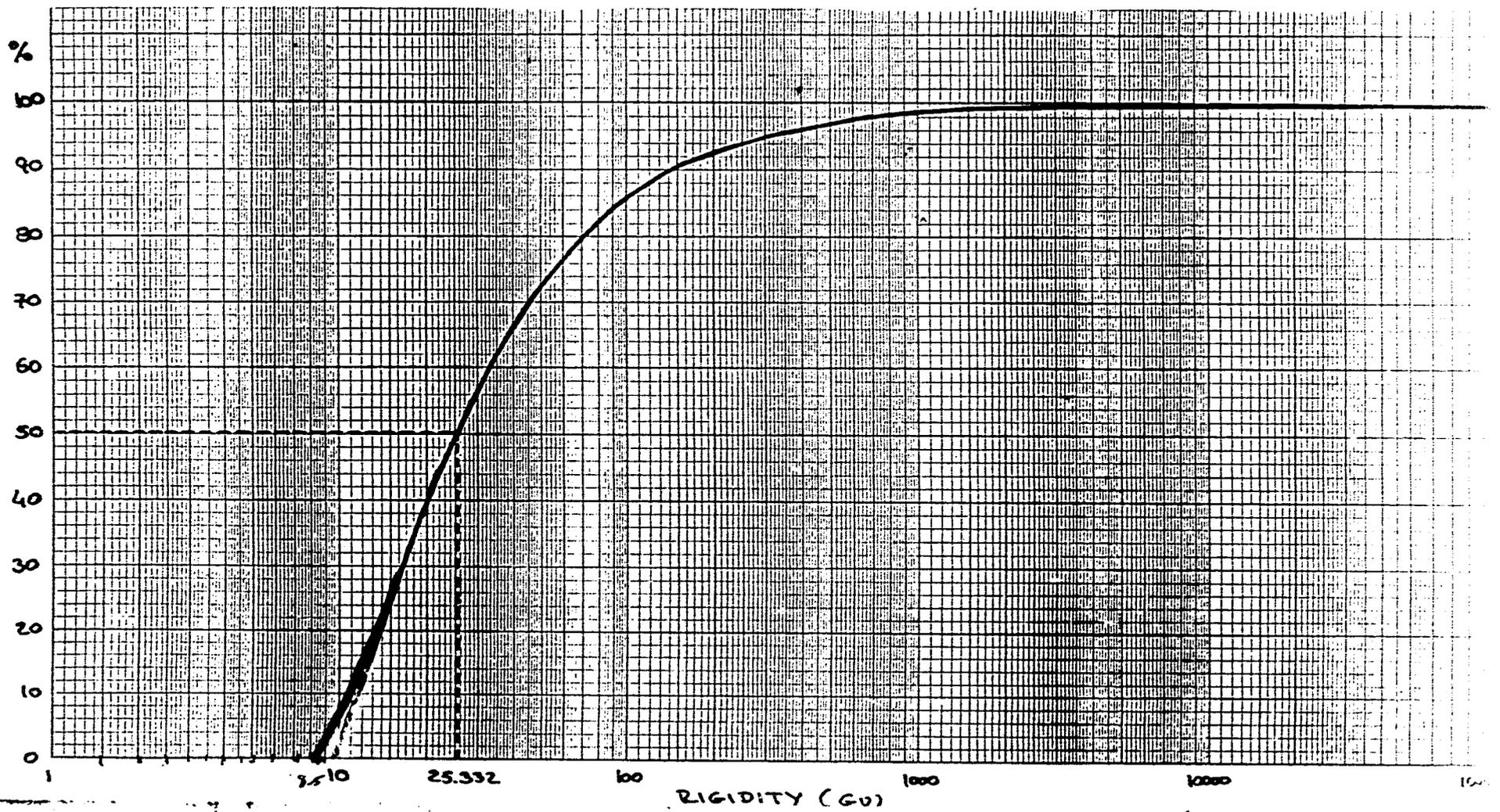


Figura 11.- Función de respuesta integral para la Cd. de México.

protones y núcleos de helio durante los años 1963-1965, un periodo de tiempo cercano a la época de los estudios del efecto latitudinal hechos por H. Carmichael (1965). Por lo tanto usaremos el espectro de Ormes y Webber en la determinación de la función de multiplicidad. El espectro mencionado aparece en la figura 12, las pendientes de los espectros primarios para protones, helio y núcleos pesados son aproximadamente las mismas.

La composición de la radiación primaria basada sobre los valores dados por Cartwright et. al. (1971) y Shapiro et. al. (1973) se muestran en la tabla II-3. De esta tabla podemos notar el hecho de que los protones constituyen el 71.2% de los rayos cósmicos primarios. Por lo tanto la contribución de protones a la cantidad total de rayos cósmicos primarios es mayor que el de todas las contribuciones con $z \geq 2$ tomadas juntas.

TABLA II-3

Porcentaje de la composición de rayos cósmicos primarios.

GRUPO	(%) DE NUCLEOS PRIMARIOS	(%) ABUNDANCIA
P	93	71.19
α	6.24	19.11
L($3 \leq z < 6$)	0.12	0.74
M($6 \leq z < 10$)	0.47	5.03
H($10 \leq z < 15$)	0.12	2.14
VH($15 \leq z < 20$)	0.01	0.37
UH($z \geq 20$)	0.04	1.42

2.2.3. - Función de multiplicidad.

El hecho de que las formas del espectro primario para diferentes componentes químicas sean las mismas, nos permiten reescribir la ecuación (2) haciendo uso de la ecuación (4) como sigue:

$$dN_c(R, h, t)/dR = \{ S_p(R, h) + \sum_z k_z A S_p(R/2, h) \} dj_p(R, t)/dR \quad \text{---(8)}$$

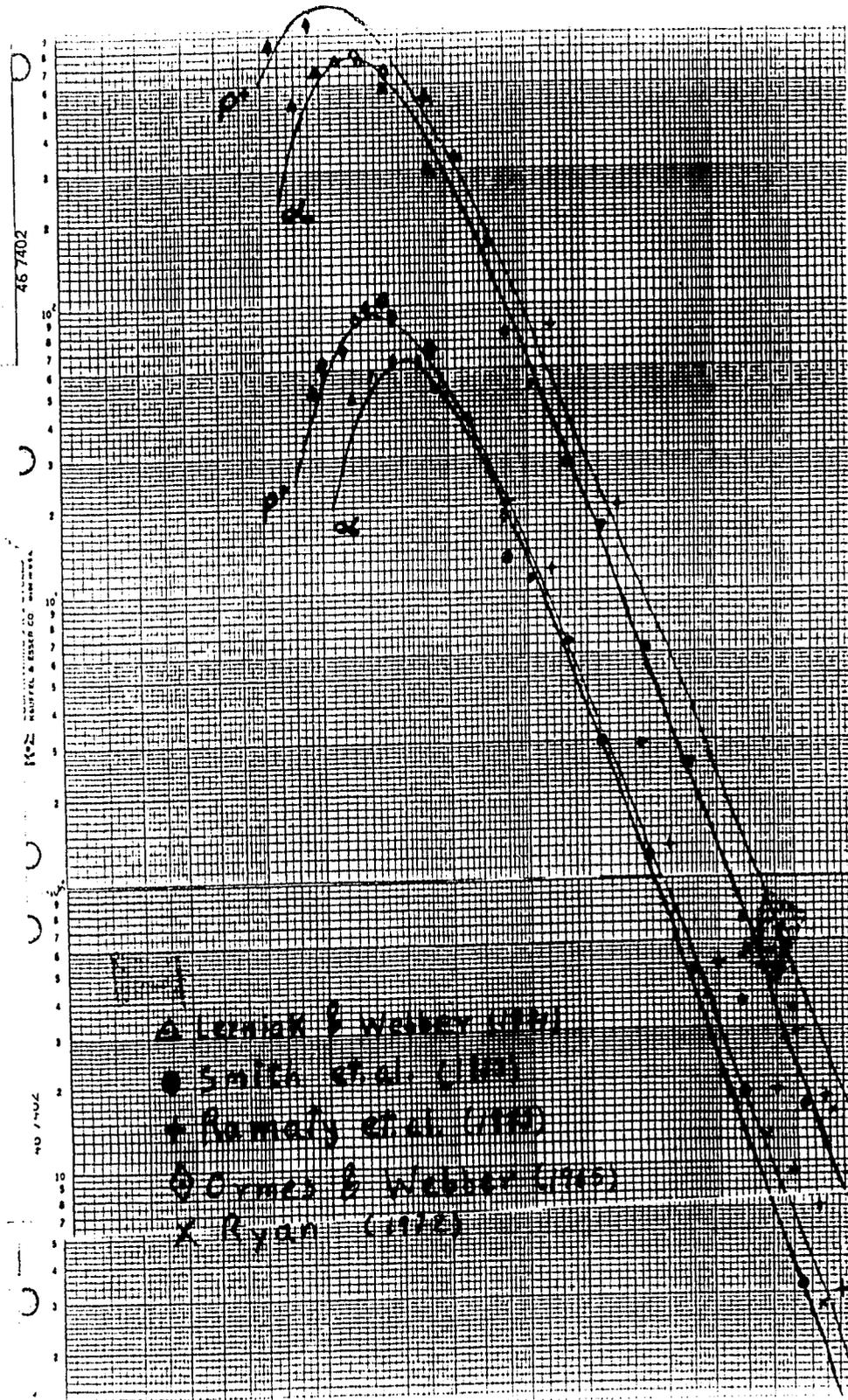


Figura 12.- Espectros diferenciales primarios, para p^+ y partículas α . En un mínimo de actividad solar (gráficas superiores) y en un máximo de actividad solar (gráficas inferiores).

donde k_z es la abundancia de núcleos z relativo a la abundancia del protón tomada como unidad.

Ahora definimos

$$S_G(R, h) = S_p(R, h) + \sum_z k_z A S_p(R/2, h) \quad \text{---(9)}$$

como la función de multiplicidad "burda"; esta función se puede encontrar tomando la razón de la curva de respuesta diferencial y el espectro diferencial de protones primarios.

La función de multiplicidad de protones $S_p(R, h)$ es más interesante porque a partir de ella todas las demás se pueden deducir, usando la ecuación (4). Basándonos en la composición química de la tabla IV, la ecuación (9) se puede escribir como:

$$S_G(R, h) = S_p(R, h) + 0.404 S_p(R/2, h) \quad \text{---(10)}$$

Si escribimos $S_p(R/2, h) = S_\alpha(R, h)$ entonces $S_\alpha(R, h)$ representa el rendimiento de todos los núcleos con $z \geq 2$, sin tomar en cuenta la abundancia de estas componentes relativa a los protones. Ahora supongamos que $S_p'(R, h) = S_G(R, h)$ y consecuentemente $S_\alpha'(R, h) = S_p(R, h)$, podemos entonces construir una serie de funciones $S_p'(R, h)$ y $S_\alpha'(R, h)$ recordando que la ecuación (10) debe de ser satisfecha; la siguiente etapa es

$$S_p^2(R, h) = S_G(R, h) - 0.404 S_\alpha'(R, h) \quad \text{---(11)}$$

el proceso se repite hasta que converge, tal que:

$$S_G(R, h) = S_p^n(R, h) + 0.404 S_p^n(R/2, h) \quad \text{---(12)}$$

se satisface. Las funciones de multiplicidad para protones en un monitor a la profundidad atmosférica de la Cd. de México se muestran en la figura 13; las funciones de multiplicidad para $z \geq 2$ se deducen de esta curva. En la figura 13 también se muestra la función de multiplicidad para protones de Webber y Quenby (1959),

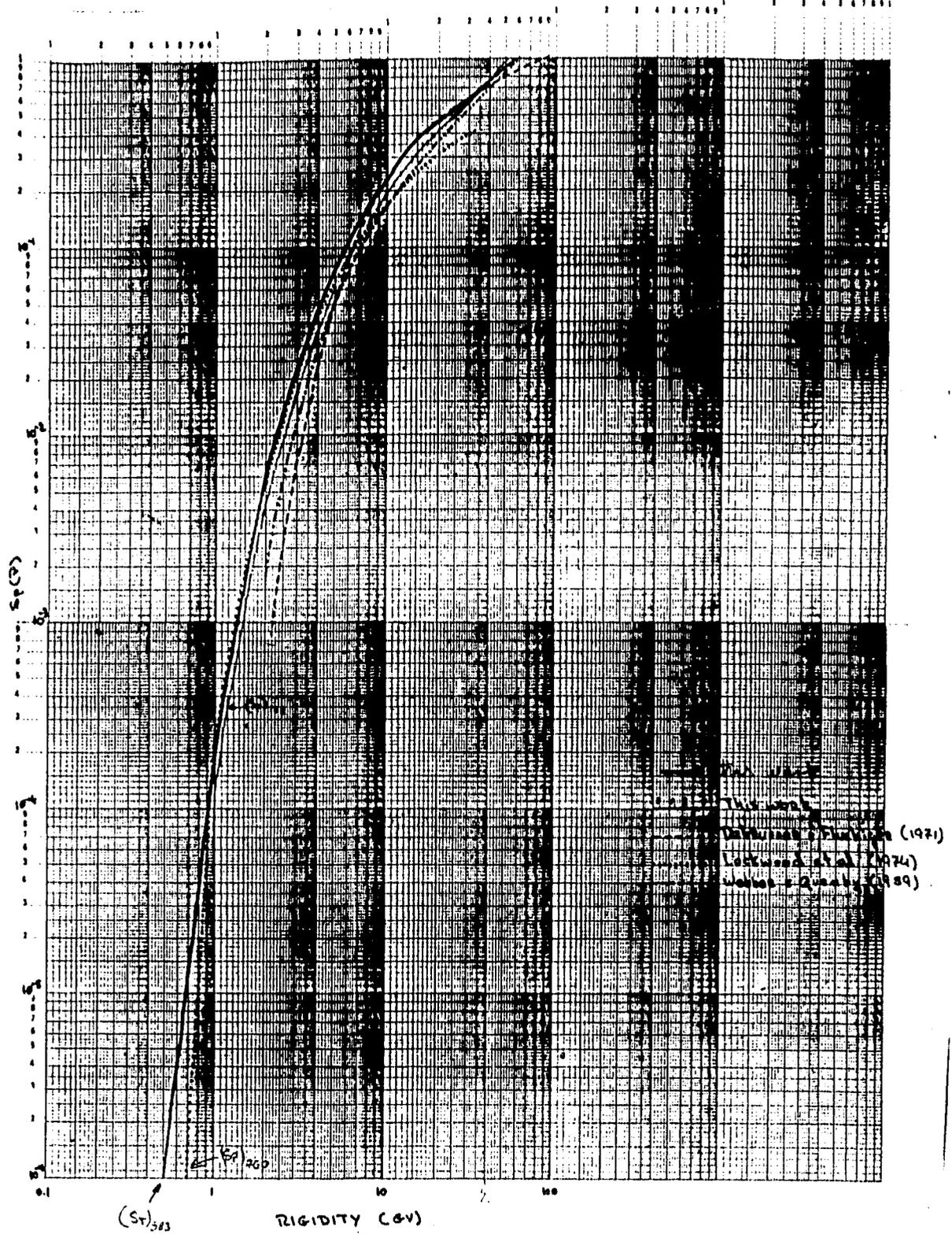


Figura 13.- Funciones de multiplicidad. La línea sólida representa la función de multiplicidad para protones, a una profundidad atmosférica correspondiente a la Cd. de México. Junto con ésta se muestran las de otros autores.

correspondiente a la misma profundidad atmosférica.

A rigideces bajas, $R \leq 5$ GV, las dos funciones de multiplicidad son paralelas. Hay una separación en la región media, pero tienden a converger a rigideces altas, ≈ 50 GV.

Al examinar la función $S_0(R, h)$ obtenida, se puede encontrar que $S_0(R, h) = 1$ a $R \approx 40$ GV. A esta rigidez tendremos que $dN/dR = dj_p/dR$, ecuaciones 8 y 9. En este punto $dj/dR = 0.905$ y $dN/dR = 0.995$ (figuras 12 y 13) de tal forma que la respuesta diferencial y el espectro primario son iguales con un margen de error del 10%, lo que muestra que están en razonable acuerdo.

2.2.4. - El espectro de protones y núcleos de helio.

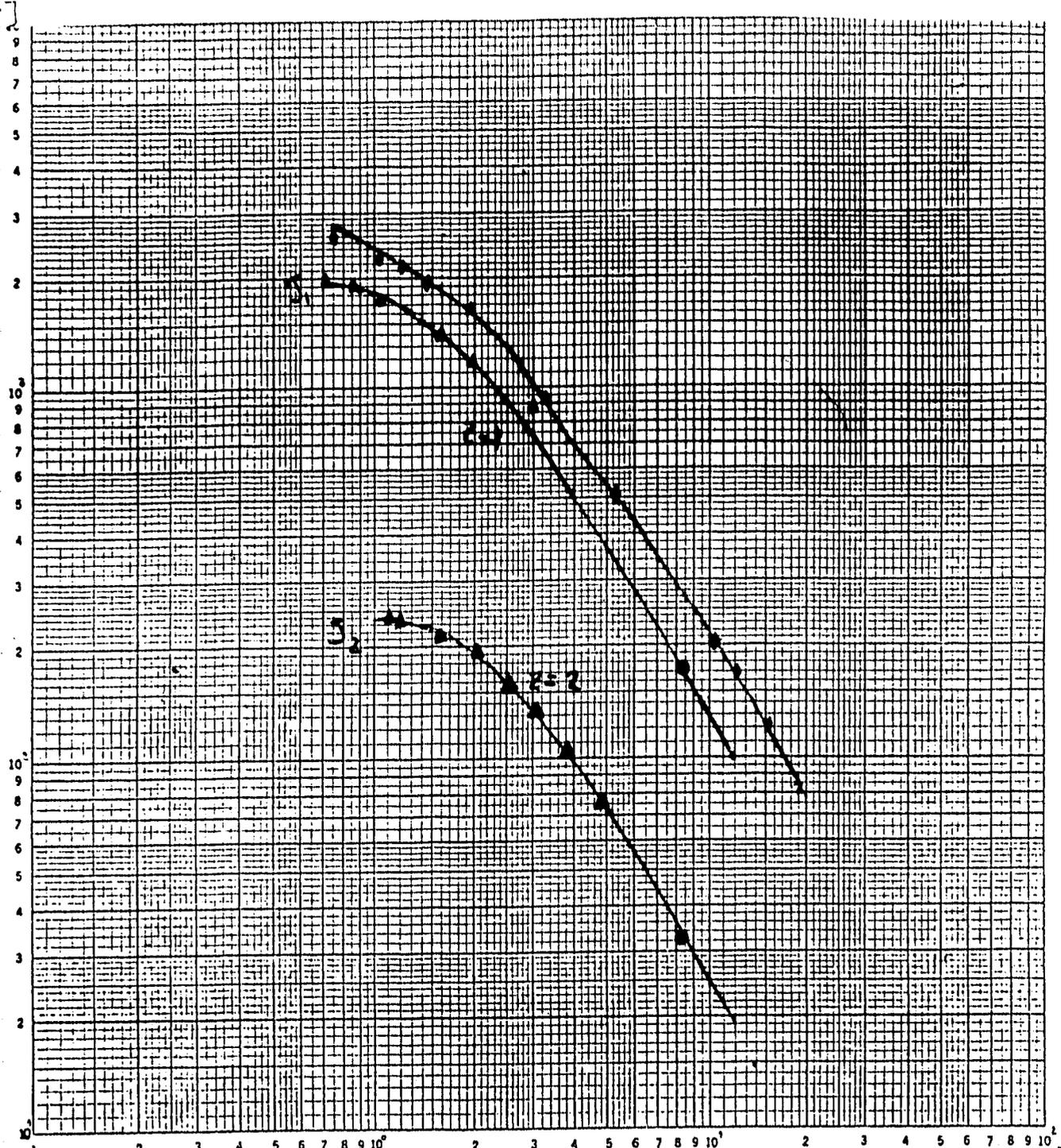
En esta sección observaremos algunos aspectos nuevos del espectro de protones y núcleos de helio. En la figura 14 se muestra el espectro integral para protones y núcleos de helio en función de la rigidez, para una época de máximo solar. Ambas líneas representan curvas del tipo:

$$J(R) = J_0 (1 - \exp(-\alpha R^{-\beta})) \quad \text{---(13)}$$

donde J/J_0 es el flujo primario normalizado y los parámetros α y β dependen de la componente de la radiación cósmica primaria. Esta curva es una buena aproximación analítica. En la misma figura aparecen los datos obtenidos por Lezniak y Webber (1971) y de Smith et. al. (1973), los cuales se ajustan más o menos bien a las curvas propuestas. Los valores para α y β correspondientes para el máximo y el mínimo de actividad solar, se muestran en la tabla II-4.

TABLA IV

COMPONENTE	MINIMO SOLAR			MAXIMO SOLAR			[R _{max} en GV]		
	α	β	R _{max}	α	β	R _{max}	$\Delta\alpha$	$\Delta\beta$	ΔR_{max}
protones	1.84	1.36	1.04	2.53	1.56	1.32	27%	13%	27%
Helio	3.37	1.50	1.60	5.29	1.67	2.05	36%	10%	28%



$$J_1 = 1990.35 (1 - \exp(-2.5329 R^{-1.5607}))$$

$$J_2 = 239.15 (1 - \exp(-5.2858 R^{-1.6681}))$$

- ▲ Lezniak & Webber, 1971 [R]
- ⊙ Smith et al., 1973
- ◆ Ormes & Webber, 1965

Figura 14.- Espectros para protones y núcleos de helio, correspondientes a un máximo de actividad solar. Además aparecen los espectros obtenidos por otros autores, para comparar las curvas J1 y J2.

Con la expresión para el espectro integral primario podemos obtener el espectro diferencial, figuras 15 y 16:

$$dJ/dR = J_0 \alpha \beta R^{-(\beta+1)} \exp(-\alpha R^{-\beta}) \quad \text{---(14)}$$

Es fácil mostrar que este espectro alcanza su máximo valor

$$dJ/dR|_{\max} = J_0 (\alpha \beta)^{-1/\beta} (\beta+1)^{\beta+1/\beta} \exp(-(\beta+1)/\beta)$$

$$\text{en } R_{\max} = [\alpha \beta / (\beta+1)]^{1/\beta} \quad \text{---(15).}$$

Los parámetros α y β se determinaron por el método de mínimos cuadrados de los datos experimentales de acuerdo con la expresión (13). La tabla II-4 presenta los valores de α y β calculados sobre esta base. Estos parámetros tienen un valor más grande en el máximo solar que en el mínimo, siendo la diferencia en β no tan alta como en α . Entonces, α juega un papel más importante como un factor de modulación de los rayos cósmicos primarios. Como una consecuencia del incremento en α y β se observa un corrimiento en el valor máximo del espectro diferencial a rigideces altas, siendo $R_{\max} = 1.04$ GV en el mínimo y $R_{\max} = 1.32$ GV en el máximo de actividad solar para protones, y $R_{\max} = 1.59$ y 2.04 GV para núcleos de helio. Estas diferencias son del orden de un 25%.

En la figura 12 el espectro diferencial derivado para protones y núcleos de helio se presentan junto con los datos experimentales obtenidos por varios autores cerca del mínimo y máximo solar. En esta figura podemos ver el espectro correspondiente a un mínimo solar y apreciar el acuerdo entre la expresión analítica y los datos experimentales en el rango de $0.7 \leq R \leq 13$ GV para protones y de 0.8 a 7 GV para partículas alfa. En la figura 12 además se muestran los mismos espectros, para un máximo solar, y podemos ver que los datos de los diferentes autores checan con la curva en un rango amplio $1 \leq R \leq 15$ GV para protones y núcleos de helio.

Los espectros comúnmente se representan por una ley de

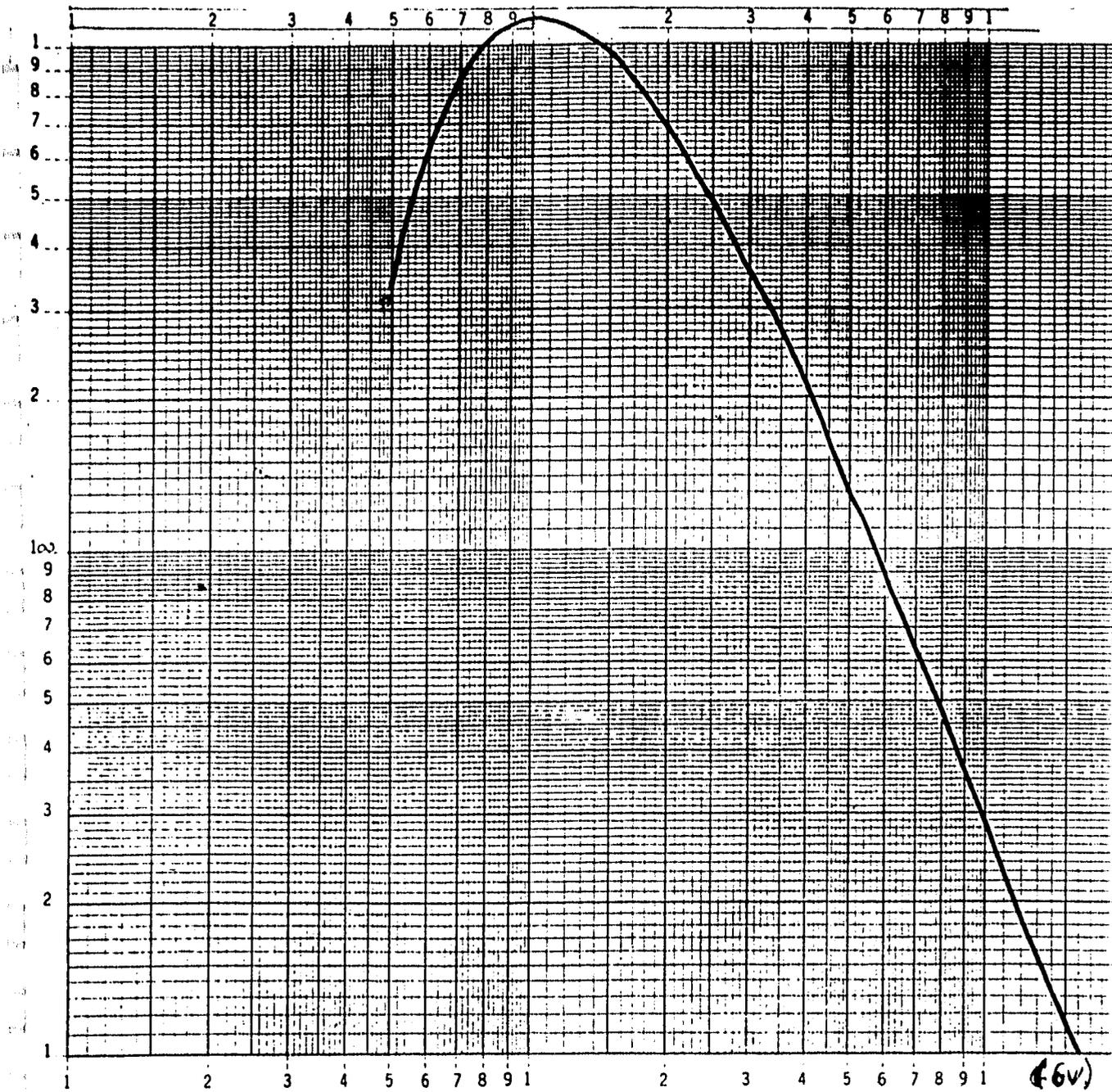


Figura 15.- Espectro diferencial primario para protones dJ/dr vs R , $dJ/dR = 7233.5838 R^{-2.3606} \exp(-1.8377 R^{-1.3606})$.
Correspondiente a un mínimo de actividad solar.

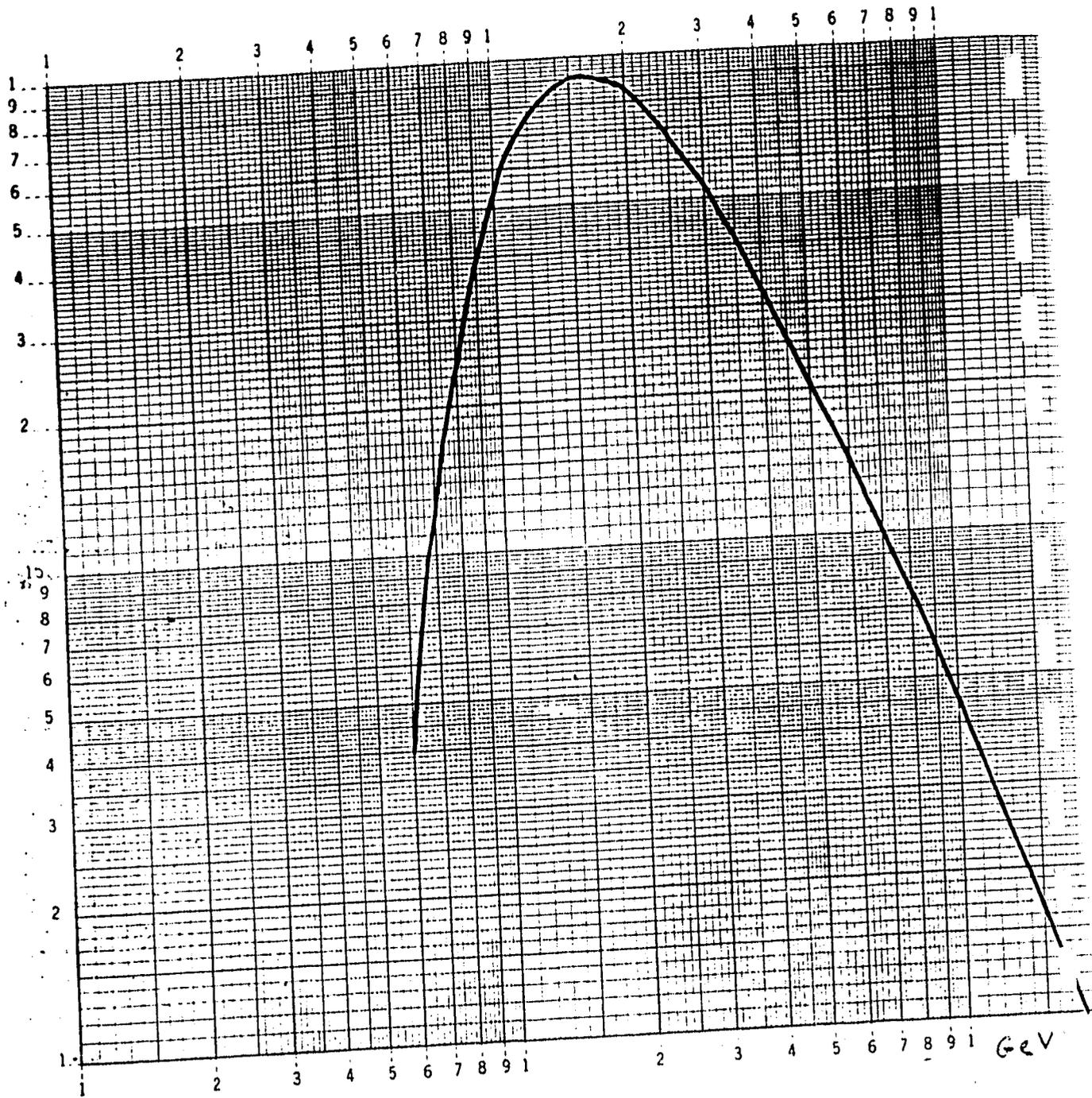


Figura 16. - Espectro diferencial primario para partículas alfa
 dJ/dR vs R . $dJ/dR = 1562.794 R^{-2.5005} \exp(-3.3701 \cdot R^{-1.5005})$.

potencia $KR^{-\gamma}$ donde γ toma diferentes valores a distintas rigideces (Von Rosenvige et. al. 1969; Webber y Lezniak 1974; Ramaty et. al. 1973). Preferí adoptar el tipo de representación exponencial porque ésta es la única expresión, en un rango amplio de rigidez, que da la forma de la parte baja del espectro, en donde la ley potencial cambia de exponente de un punto a otro (Webber y Lezniak, 1974). Además la representación exponencial nos permite calcular el máximo del espectro analíticamente.

2.3.- Resumen del capítulo.

En este capítulo se describió el modo de operación de los monitores de neutrones y se dieron detalles técnicos referentes a la estructura mecánica y eléctrica del monitor NM-64. Se mostró que el monitor es el instrumento óptimo para registrar las variaciones en la intensidad de la radiación cósmica primaria en la porción de baja energía.

Con los estudios realizados por Carmichael (1969, a, b, c) sobre la variación latitudinal construí una curva de latitud suavizada para una presión de 584 mmHg, correspondiente a la Ciudad de México, y de ésta obtuve la función de respuesta diferencial para el monitor de neutrones de la Cd. de México. Encontré que la máxima respuesta está entre 4 y 5 GV, y que la forma de la curva por arriba de 15 GV está en acuerdo con resultados obtenidos por otros autores (Lockwood & Webber, 1967).

Calculé la función de multiplicidad para protones siguiendo el método de Webber y Quenby (1959). A rigideces bajas mi curva está por arriba de la de Webber y Quenby, a rigideces altas tienden a converger, $R \geq 4$ GV.

También di una expresión analítica para el espectro primario de protones y núcleos de helio, (ecuación 13). La expresión dada, muestra un buen acuerdo con los datos experimentales en un amplio rango de rigideces. Encontré un corrimiento en el máximo del espectro diferencial primario, de aproximadamente 5 GV, hacia altas rigideces entre el mínimo y el máximo de actividad solar, el cual se puede calcular directamente de la expresión analítica.

Finalmente encontré que la forma del espectro diferencial a rigideces bajas está representada muy cercanamente por la ley exponencial. Los parámetros α y β de la ley exponencial usada varían con el ciclo solar en aproximadamente un 10% y un 30% respectivamente, entre el máximo y el mínimo solar.

CAPITULO 3: Variaciones periódicas, diurna y semidiurna en la radiación cósmica observada en la Cd. de México durante 1990.

3.1. - Modulación de rayos cósmicos.

3.1.1. - La Heliosfera.

La heliosfera es una cavidad esferoidal, de aproximadamente 200 UA, figura 1, formada en el gas interestelar por el flujo radial del viento solar (Jokipii, 1995). El viento solar se forma por la expansión hidrodinámica de la corona solar. La corona, expuesta a la acción de la fuerte gravedad solar y a una alta presión debido a una elevada temperatura (2×10^6 °K) es inestable y se expande en el espacio que la rodea, produciendo el viento solar (Toptygin, 1985).

El viento solar fluye radialmente alejándose del Sol a 400 Km/s, desde cerca de 10 radios solares hasta cerca de 20 UA, donde éste se frena debido a la resistencia del medio interestelar. Aquí el viento pasa a una onda de choque esferoidal llamada el choque final del viento solar, figura 2. El campo magnético solar está congelado en el plasma en movimiento, de tal forma que el flujo radial arrastra al campo magnético solar, que con la rotación del sol toma la forma de una espiral Arquimedea. La convección radial de este campo magnético espiral crea un campo eléctrico estático, el cual causa una diferencia de potencial electrostático entre el polo heliosférico y el ecuador de aproximadamente 250 millones de volts. Superpuesto a esta estructura existe un espectro de irregularidades magnéticas causadas por la turbulencia en el viento solar (Jokipii, 1995).

El campo magnético interplanetario tiene una estructura que cambia con el ciclo de manchas solares. El campo es una espiral de Arquímedes en una dirección (saliendo del Sol) en el hemisferio norte y en la dirección contraria en el hemisferio sur heliosférico. Los campos dirigidos opuestamente están separados por una hoja de corriente heliosférica delgada. Esta hoja es pequeña oscilando entre $\pm 10^\circ$ por arriba y abajo del plano ecuatorial solar, durante el mínimo de actividad solar; su oscilación se incrementa en amplitud cuando se aproxima el máximo de manchas solares. La estructura se hace mucho más compleja cerca del máximo y regresa a su estructura simple cuando se acerca el

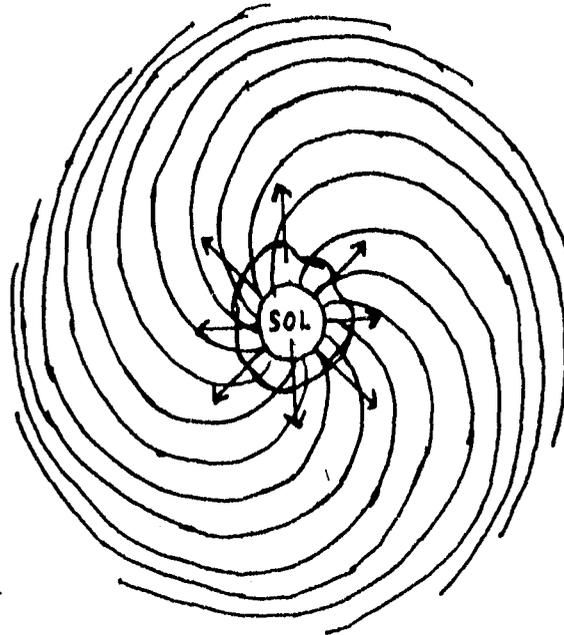


Figura 1.- Estructura global del campo magético interplanetario vista desde el polo norte solar. Las flechas indican el flujo del viento solar en el espacio interplanetario. Se muestra esquemáticamente que las líneas de campo se enrollan a medida que se alejan del sol (Sakurai K., 1987).

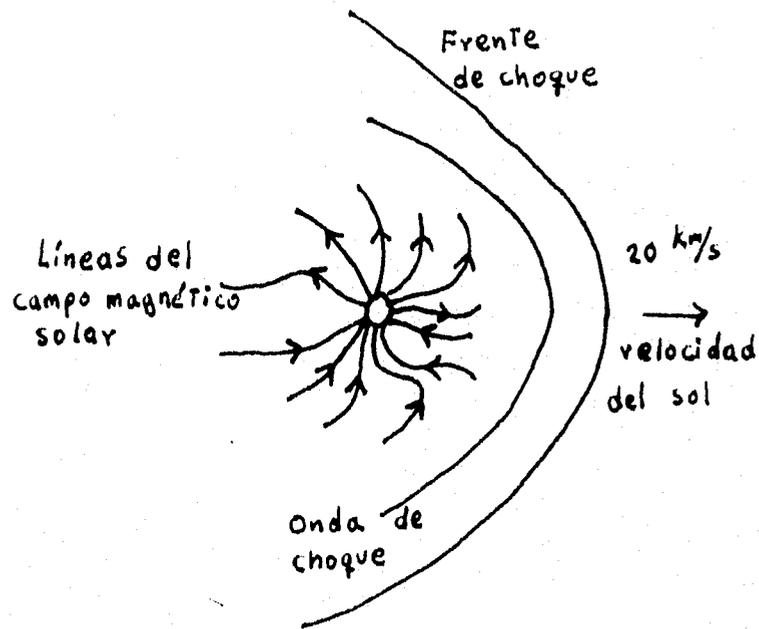


Figura 2.- La estructura de la heliósfera es semejante a la magnetosfera terrestre (Sakurai K., 1987).

mínimo, pero con la dirección del campo invertida (Jokipii J.R., 1995)

Después de propagarse durante mucho tiempo a través de la galaxia, algunas partículas de la radiación cósmica llegan a la heliósfera y alcanzan, ocasionalmente, la Tierra y su vecindad. Debido a que las partículas de los rayos cósmicos están distribuidas isotrópicamente en el espacio interestelar podemos suponer que llegan a la frontera exterior de la heliósfera con la misma intensidad independientemente de su dirección de arribo.

Cuando entran a la heliósfera después de una larga jornada a través del espacio interestelar, los rayos cósmicos empiezan a interactuar con el plasma solar, que continuamente fluye del Sol, el llamado viento solar, y con el campo magnético arrastrado por él.

Los campos magnéticos en el viento solar son variables a todas las escalas, espaciales y temporales, y producen variaciones en el flujo de rayos cósmicos. Estas variaciones son registradas por detectores de rayos cósmicos en la Tierra y a bordo de naves espaciales. Al conjunto de estos fenómenos se le conoce como modulación de los rayos cósmicos.

Esta modulación se refleja en: a) el espectro de los rayos cósmicos, el cual varía con la energía y el tiempo (Fisk L.A., 1979) (ver capítulo 2), y b) los registros de la intensidad de radiación cósmica, los cuales presentan una anticorrelación con el número de manchas solares, la variación de 11 y 22 años asociada con el ciclo magnético solar (ver introducción).

Hay diferentes tipos de variaciones en la intensidad de rayos cósmicos que concuerdan con los patrones de cambio de la actividad solar: el cambio periódico de 27 días relacionado con la rotación del Sol, las variaciones de 5.5 y 2 años asociadas a fluctuaciones del ciclo fundamental (Otaola y Valdes-Galicia, 1995). También tenemos en la intensidad de radiación cósmica variaciones de periodo corto y anisotropías, fenómenos asociados a hoyos coronales, hoja neutra, la estructura de sectores y haces de viento solar rápido, figura 3. Tales como las variaciones

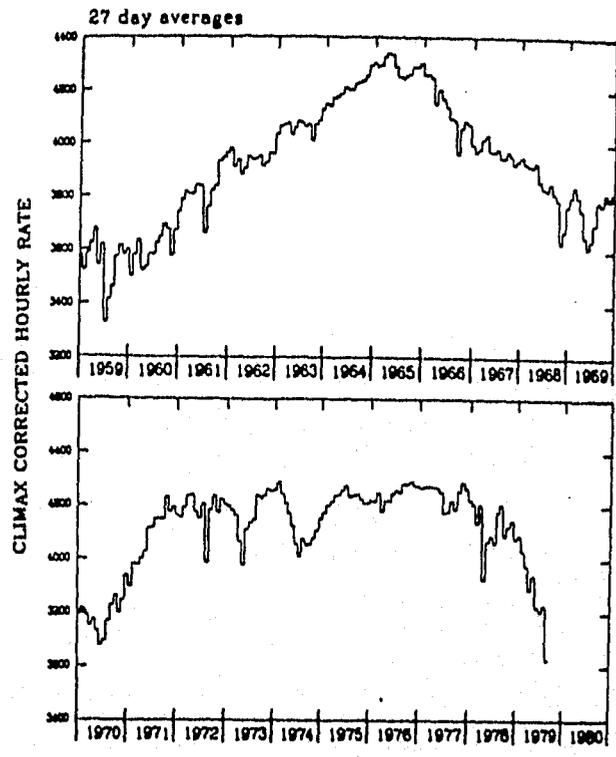


Figura 3.- La razón de conteo del monitor de neutrones de Climax para dos ciclos de manchas solares (Jokipii J.R., 1989).

periódicas diurna y semidiurna y fenómenos transitorios, como un decrecimiento Forbush.

3.1.2. - Rayos cósmicos en la heliósfera.

La atmósfera del Sol sufre una expansión continua y produce un plasma que se expande en el medio interplanetario, el viento solar. La velocidad de este flujo es variable; cerca del plano de la eclíptica su promedio es de cerca de 400 Km/s; dicho flujo tiene una dirección radial. El flujo del viento solar transporta consigo al campo magnético solar. A distancias cercanas a unas cuantas decenas de radios solares la energía cinética del viento solar domina sobre la energía del campo, con el resultado de que el campo es arrastrado radialmente hacia afuera. El campo, sin embargo, permanece atado al Sol que se encuentra rotando, con lo que el campo adquiere un patrón espiral a gran escala. Suponiendo que el viento solar fluye radialmente a velocidad constante V , el patrón del campo es el de una espiral Arquimedea (Parker, 1958). En coordenadas esféricas centradas en el Sol, las componentes del campo a gran escala son:

$$\begin{aligned} B_r(r, \theta, \phi) &= B_r(r_0, \theta, \phi - r\Omega/V) (r_0/r)^2 \\ B_\theta(r, \theta, \phi) &= 0 \\ B_\phi(r, \theta, \phi) &= B_r(r_0, \theta, \phi - r\Omega/V) (r_0 \operatorname{sen}\theta/r) \end{aligned} \quad (1)$$

Aquí r es la distancia radial heliocéntrica, ϕ y θ los ángulos azimutal y polar respectivamente, medidos con respecto al eje de rotación del Sol. La velocidad angular del Sol Ω ($\approx 2.7 \times 10^{-6}$ rad/s); $B_r(r_0, \theta, \phi)$ es la componente radial del campo a una distancia r_0 (≈ 0.1 UA), justo la distancia a la cual el campo juega un papel pasivo en la expansión del viento solar. Y V la velocidad del viento solar.

Superpuestas a esta estructura de gran escala hay numerosas variaciones de pequeña escala, que resultan de ondas y discontinuidades en el viento solar (Fisk L.A., 1979). Las variaciones en el campo que resultan de esta turbulencia de

pequeña escala son generalmente grandes. Por ejemplo, la variación cuadrática media en la componente B_x del campo, relativa a la intensidad del campo medio B_0 es típicamente $\langle (\delta B_x)^2 \rangle / B_0^2 \cong 0.1-0.3$ en el sistema solar interno cercano a la Tierra (Smith E.J., 1974), el plano XY cae en el plano de la eclíptica. Las fluctuaciones de pequeña escala en el campo dispersan a los rayos cósmicos; las partículas pueden ser dispersadas de manera eficiente por fluctuaciones que tengan un tamaño de escala comparable al radio de giro de las partículas (Parker, 1964). Las fluctuaciones de pequeña escala superpuestas al campo de gran escala, producen un acoplamiento entre el viento solar y los rayos cósmicos, con energías ≤ 10 GeV/nucleón. Y es este acoplamiento el responsable de la modulación de los rayos cósmicos.

Después de que un rayo cósmico entra en la heliósfera, su movimiento está determinado por los plasmas y campos magnéticos presentes en ésta. Para entender el comportamiento de los rayos cósmicos en la heliósfera, es necesario primero entender su movimiento. Los giros de una partícula cargada en un campo magnético y su movimiento a lo largo de la dirección del campo están gobernados por la fuerza de Lorentz:

$$d\vec{P}/dt = Ze/c (\vec{v} \times \vec{B}) \quad \text{---(2)}$$

donde \vec{P} , \vec{v} , Ze , c y \vec{B} son el momento, la velocidad, la carga de la partícula, la velocidad de la luz y el campo magnético, respectivamente.

El radio de giro ρ , se expresa usando la componente perpendicular de la velocidad al campo magnético como:

$$\rho = (Pc \sin \theta) / zeB \quad \text{---(3)}$$

Aquí θ es el ángulo entre el vector velocidad y la dirección del campo magnético. Una vez que el momento y la intensidad del campo magnético se especifican, el radio de giro se puede determinar. En el espacio interplanetario, la intensidad y la

dirección del campo magnético siempre varían con el tiempo y la posición; pero es posible estimar el comportamiento de los rayos cósmicos en el medio interplanetario usando el concepto de radio de giro.

Para hacer esto, la escala característica en el cambio de la intensidad o la dirección del campo magnético se debe de especificar primero. Esta nos dice cómo es la trayectoria libre media de una partícula de la radiación cósmica en el campo magnético. Si denotamos la escala por L , es claro que la trayectoria libre media de dispersión es altamente dependiente de cuando el radio de giro ρ es mayor o menor que L . Tres situaciones se presentan de acuerdo a la magnitud de la razón ρ/L , éstas son a) $\rho/L \gg 1$, b) $\rho/L \approx 1$ y c) $\rho/L \ll 1$. Estas situaciones se presentan esquemáticamente en la figura 4. En el caso (b), el radio de giro de la partícula es del mismo tamaño de la escala de la fluctuación del campo produciéndose una fuerte dispersión sobre la partícula, la cual modifica la energía y dirección originales de la partícula.

La cantidad L es una longitud de escala característica de las irregularidades del campo magnético. Estas irregularidades son importantes para especificar el movimiento de los rayos cósmicos ya que ellas actúan como centros dispersores para estas partículas. Como vimos, el radio de giro es proporcional al momento de la partícula, y de la ecuación relativista $E = (P^2 c^2 + m_0^2 c^4)^{1/2}$ podemos despejar a P considerando que $P^2 c^2 \gg m_0^2 c^4$. Entonces el radio de giro se puede escribir como $\rho = E/Z_e B$, y la razón ρ/L está determinada por E/B , si se especifica la especie nuclear. En física de rayos cósmicos la rigidez de una partícula, definida como $R = Pc/Z_e \approx E/Z_e$, se usa para describir el comportamiento de los rayos cósmicos en un campo magnético. Por lo tanto, la razón ρ/L , expresada como R/BL , puede ser aplicada para obtener una representación del movimiento de las partículas de la radiación cósmica en el campo magnético interplanetario.

Los conceptos actuales de modulación solar caen en tres categorías generales; I) Modelo estandar, II) Teorías de deriva y

III) Propagación de barreras.

I) El modelo estándar para la modulación solar fue desarrollado primero por Parker (Parker, 1965). En este modelo, la intensidad de rayos cósmicos modulada está determinada por un balance entre una difusión hacia el Sol a través de las irregularidades en el campo magnético interplanetario (IMF) y una convección hacia fuera del Sol producida por el viento solar. Ocurren pérdidas adiabáticas de energía debidas a la divergencia de la velocidad del viento solar, así también derivas de curvatura y de gradiente, como resultado de la estructura espiral y de la dependencia radial del campo magnético interplanetario.

El modelo estándar, despreciando las derivas y aplicado a una heliósfera esféricamente simétrica y cuasiestacionaria, ha sido por muchos años una descripción básicamente satisfactoria de la modulación de los rayos cósmicos como se observa en la Tierra.

El acoplamiento de los campos magnéticos turbulentos con los rayos cósmicos se debe a la dispersión resonante de los rayos cósmicos por elementos turbulentos en el campo, cuya escala es cercana al radio de giro de las partículas. Por tanto, suponemos que la interacción de los rayos cósmicos con las irregularidades del campo magnético en el viento solar es un proceso esencialmente difusivo.

En este modelo el flujo de rayos cósmicos está gobernado por una ecuación de transporte que incorpora difusión, convección y desaceleración adiabática, dentro de una región de modulación esférica cuya frontera está aproximadamente a 100 UA del Sol.

II) En las teorías de deriva el modelo estándar se aumenta tomando en consideración la polaridad y configuración del campo magnético en el viento solar. El campo solar medio es transportado hacia afuera de la corona por el viento solar y adquiere una forma espiral debido a la rotación de la corona, a la cual permanece atado. Esto causa que los rayos cósmicos sufran derivas de gradiente y de curvatura, cuyas velocidades son comparables a las velocidades del viento solar. Estas derivas invierten su dirección cuando la polaridad del campo magnético cambia; son opuestas para

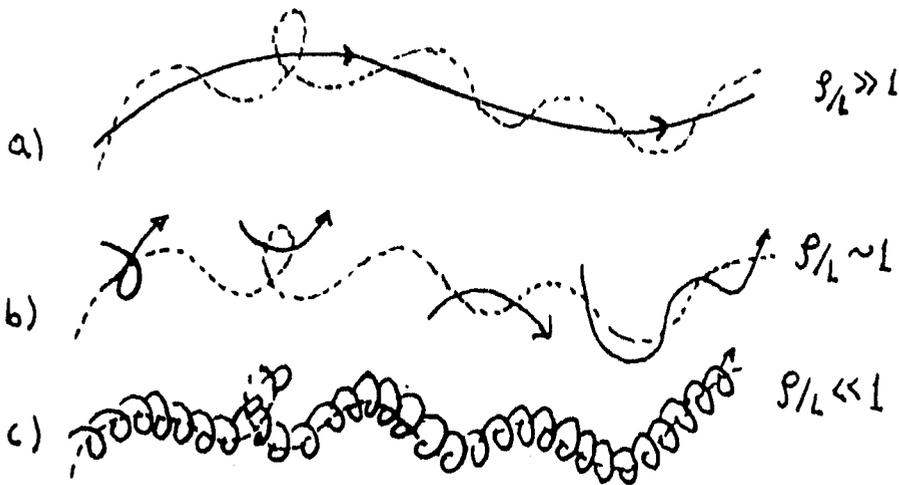


Figura 4.- Tres ejemplos del movimiento de las partículas de la radiación cósmica en un campo magnético.

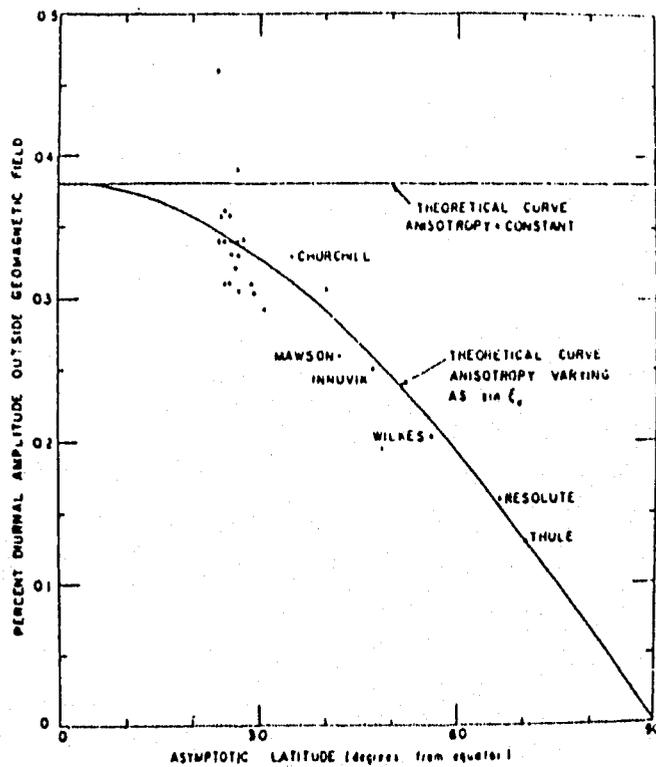


Figura 5.- La amplitud diurna promedio observada, graficada como una función de su latitud media (Rao U.R., 1972).

las mismas especies en mínimos solares sucesivos, y opuestas para partículas de carga contraria en el mismo mínimo solar (Forman, 1988).

III) Mc Donald, et. al. (1981) han hecho notar que la intensidad de la radiación cósmica muestra súbitos decrementos seguidos por una lenta, pero no total, recuperación. Estos eventos, en la mayoría de los casos, pueden ser asociados con disturbios que viajan hacia afuera del sistema solar. Esto lleva a la hipótesis que la modulación de período largo es un efecto acumulativo de muchos decrementos episódicos. Las causas inmediatas de los decrementos súbitos no han sido claramente establecidas, y podrían ser la onda de choque o la dispersión aumentada en la región perturbada. Perko y Fisk (1983) suponen que la causa de estos decrementos súbitos son capas estrechas de dispersión "aumentada" propagándose junto con el viento solar. La emisión de estas capas por el Sol es más frecuente en periodos de alta actividad solar.

Consideremos el transporte de rayos cósmicos en un campo magnético que depende de la posición y el tiempo. Dicho campo se encuentra congelado en un plasma que se mueve radialmente hacia afuera. Entonces las partículas de la radiación cósmica se encuentran sujetas a cuatro efectos de transporte, produciéndose un movimiento que es la combinación del movimiento de centro guía y una difusión espacial. Más precisamente, debido a que las partículas tienden a permanecer sobre una línea de campo, ellas son arrastradas por el flujo de gas ionizado. Por otro lado, el campo magnético varía sistemáticamente a diferentes escalas, de tal forma que se producen derivas de gradiente y curvatura, las cuales se hacen coherentes a grandes distancias. Debido al campo eléctrico $V \times B$ en el viento solar, se producen cambios en la energía de las partículas. Y finalmente, se produce una difusión espacial en las partículas por las irregularidades en el campo magnético.

Esto da como resultado un transporte que es la superposición de efectos coherentes y aleatorios. Ellos fueron combinados por primera vez por Parker (1965) para obtener la ecuación de

transporte de los rayos cósmicos. La función de distribución $f(r,p,t)$ de los rayos cósmicos de momento p , en la posición r al tiempo t , tiene la siguiente forma:

$$\begin{aligned}
 \partial f / \partial t &= \partial / \partial x_i \{ K_{ij} \partial f / \partial x_j \} && \text{[difusión]} \\
 &- V_i \partial f / \partial x_i && \text{[convección]} \\
 &- V_{di} \partial f / \partial x_i && \text{[deriva del centro guía]} \\
 &+ 1/3 (\partial V_i / \partial x_i) (\partial f / \partial \ln p) && \text{[cambio de energía]} \\
 &+ Q(x_i, p, t) && \text{[fuente]} \quad \text{---(4)}
 \end{aligned}$$

en donde x_i son las componentes del vector de posición r , K_{ij} las componentes del tensor de difusión, V_i las componentes de la velocidad del viento solar, y Q un término de fuente de rayos cósmicos. La velocidad de deriva V_d está dada en términos del campo magnético local B y la carga de la partícula q por $\vec{V}_d = (pc\omega/3q) \nabla \times (\vec{B}/|B|^2)$ (Jokipii, 1989).

Esta ecuación de transporte es muy general y ha sido usada en la mayoría de las discusiones de transporte de rayos cósmicos y aceleración, en las pasadas tres décadas. Es una buena aproximación si hay bastante dispersión por irregularidades magnéticas. Sin embargo, ésta requiere que las partículas tengan velocidades aleatorias sustancialmente mayores que la velocidad de convección del fluido de fondo, como ocurre en la heliósfera, para que la densidad diferencial del número de partículas sea la misma en un sistema fijo en el Sol y en un sistema que se mueve con el viento solar, hasta ordenes de $O(V^2/v^2)$, donde v es la velocidad de la partícula (Fisk L.A., 1979).

3.2.- Variación diurna.

Como hemos visto el estado físico de la heliósfera cambia con la actividad solar. El efecto de estos cambios en el medio interplanetario influye sobre la intensidad de la radiación cósmica. Como un resultado de esta situación, la intensidad integral y el espectro de energía de los rayos cósmicos a la altura de la órbita de la Tierra y sus vecindades son

necesariamente modulados por la actividad solar.

En esta sección estudiaremos las variaciones periódicas de periodo corto, observadas en la Cd. de México durante el año de 1990. Revisaremos las características más importantes de estas variaciones así como los modelos que las describen.

Se ha establecido que al menos una parte de la variación diaria solar de la intensidad de rayos cósmicos es debida a distribuciones anisótropicas de la radiación primaria que llega a la atmósfera de la Tierra. Tales distribuciones son producidas por la modulación de los rayos cósmicos galácticos en el campo magnético interplanetario. El principal interés en investigar las variaciones diarias solares reside en la información que ésta puede aportar acerca de la anisotropía y de los mecanismos de modulación responsables para su producción.

La variación en la intensidad de los rayos cósmicos con un período de un día solar se conoce desde hace tiempo, cuando la intensidad de la radiación cósmica empezó a ser monitoreada. Lindholm (1928), notó una periodicidad de 24 horas en la intensidad de la radiación cósmica secundaria, registrada por una cámara de ionización, con una amplitud de 0.5 %. Sus observaciones fueron confirmadas por diferentes investigadores (Compton et. al. 1932; Hess & Graziadei 1936; Forbush 1937). Estos resultados indicaron una pequeña amplitud de 0.2 % a 0.3 % y un tiempo de máximo entre 10:00 hrs TL (tiempo local) y 16:00 hrs TL. También se detectó una onda de 12 horas con una amplitud más pequeña (0.05 %) y un tiempo del máximo cercano a las 02:00 hrs TL.

Para explicar estas periodicidades se hicieron hipótesis de que su origen fue debido a elementos atmosféricos, en particular a variaciones de la presión barométrica y de la temperatura de la atmósfera (Hashim, 1968). El desarrollo del monitor de neutrones como dispositivo para monitorear la intensidad de la radiación cósmica hizo posible estudiar la variación diaria eliminando la influencia de los efectos atmosféricos. Debido a que las partículas secundarias registradas en el monitor no se ven afectadas por las variaciones en la temperatura de la atmósfera y

las variaciones debidas a los cambios en la presión barométrica se pueden tomar en cuenta fácilmente, se hizo posible establecer la amplitud de la variación diaria sin ninguna incertidumbre debido a correcciones de temperatura.

Con la ayuda de telescopios de mesones verticales e inclinados situados en diferentes localizaciones geográficas, a diferentes profundidades, y con monitores de neutrones esparcidos en diferentes latitudes y longitudes de la Tierra ha sido posible estudiar la variación diaria de la intensidad de la radiación cósmica en diferentes rangos de energía y se han establecido sus características generales.

Los resultados obtenidos de las observaciones de la variación diaria solar se resumen en :

1) En general, la radiación cósmica medida sobre la superficie de la Tierra y bajo Tierra exhibe periodicidades diurnas y semidiurnas en el tiempo solar local, ninguna de las cuales se puede explicar en términos de las variaciones de variables atmosféricas, es decir de temperatura y presión.

2) La amplitud de la onda diurna depende de la energía media primaria de las partículas que son monitoreadas. Para energías bajas (1 a 15 Gev), como las registradas por un monitor situado a una latitud alta, la amplitud diurna es de cerca de 0.3%. Para energías medias, como las que registran telescopios de mesones y cámaras de ionización, la amplitud promedio es de 0.15%. Y para altas energías (>100 Gev) como las que registran telescopios de mesones localizados bajo Tierra, la amplitud media es de 0.05 % (Dorman, 1957). El tiempo del máximo varía considerablemente de estación a estación y va de 12:00 hrs TL a 16:00 hrs TL (Hashim, 1968).

La onda semidiurna es más pequeña que la onda diurna y tiene una magnitud de alrededor de 0.05 % para un monitor de neutrones ubicado a una latitud media, con un tiempo de máximo de alrededor de las 03:00 hr TL.

3) La amplitud de la variación diaria y su tiempo de máximo medidos por un telescopio de mesones vertical o un monitor de

neutrones, es función de las coordenadas geomagnéticas del lugar de observación. Se ha encontrado (Kane & Thakore, 1960; Schwachiem 1960), que la amplitud de la onda diurna, cuando se mide con un monitor de neutrones, se incrementa desde el ecuador, donde es cerca de 0.26 %, a latitudes medias (50° a 60°), donde se hace cercana a 0.35 %, y a muy altas latitudes se reduce hasta 0.15 %. Por otro lado la amplitud de la onda semidiurna se incrementa con el incremento de la latitud. Sin embargo a la misma latitud geomagnética los tiempos del máximo son los mismos en tiempo local.

Kitamura (1965) analizó los datos de la red de monitores de neutrones durante el año geofísico internacional (IGY) para obtener el efecto de latitud de la variación diaria. Encontró que la amplitud observada en la región entre 50° y 60° de latitud geomagnética es mayor que en cualquier otro intervalo. La dependencia del tiempo local del máximo entre 0° y 60° en los hemisferios norte y sur está dada por:

$$T_{\max} = (10.12 + 0.08 L) \pm 0.55, \text{ en Hrs} \quad \text{---(5)}$$

en donde L es la latitud geográfica.

El tiempo del máximo varía de estación a estación pero si se realizan correcciones para tomar en cuenta la influencia del campo geomagnético sobre las partículas de la radiación cósmica, la máxima amplitud ocurre a las 18:00 hrs TL.

4) Debido a la deflexión de las partículas primarias en el campo geomagnético la amplitud observada sobre la superficie de la Tierra es más pequeña que la anisotropía primaria fuera del campo geomagnético y la fase deberá ser corrida a horas más tempranas.

El cambio en la fase se entiende en términos de la deflexión de las partículas primarias. La reducción en la amplitud es debida al hecho que el amarre geomagnético de las partículas primarias es una función de la energía. Cuando las partículas de la radiación cósmica llegan a cualquier punto en la Tierra sufren una deflexión en el campo geomagnético. Para tomar en cuenta este amarre

geomagnético se define la dirección asintótica, como la dirección en la cual la partícula se estaba moviendo antes de entrar al campo geomagnético. Cualquier flujo anisotrópico sobre un rango finito de energía se deberá ensanchar de tal forma que el tiempo del máximo, observado en la superficie de la Tierra ocurrirá en diferentes tiempos para diferentes energías. La amplitud observada deberá ser, por tanto, reducida debido a un suavizamiento. Otra reducción en la amplitud es causada por la dispersión de las partículas secundarias en la atmósfera y por su deflexión en el campo magnético terrestre (Brunberg, 1954).

Estos hechos característicos de la variación diaria representan las propiedades promedio de las anisotropías diurna y semidiurna.

El análisis de un gran número de datos de diferentes monitores ha proporcionado las propiedades promedio de la variación diurna, tal como su tiempo del máximo y su dependencia sobre la declinación y la energía (Duggal et. al., 1961; Mc Cracken and Rao, 1965).

La variación diurna promedio observada por varios detectores durante el período 1957 a 1965, obtenida después de corregir por el ancho del cono asintótico de aceptación de cada detector como función de su latitud asintótica, se muestra en la figura 5. Cabe mencionar que el cono asintótico de aceptación de un detector es el ángulo sólido que contiene aquellas direcciones asintóticas las cuales contribuyen de manera importante a la razón de conteo del detector. La figura 5 claramente demuestra que la amplitud observada de la variación diurna en cualquier estación varía como el coseno de la latitud asintótica media de la estación. La curva continua indica la distribución esperada de la amplitud de la anisotropía promedio suponiendo una dependencia coseno de la declinación.

El análisis de todos los datos de los monitores de neutrones durante 1954-1965 (Rao et.al., 1963; Mc Cracken and Rao, 1965) probó que la variación diurna promedio de la intensidad de rayos cósmicos se puede expresar como:

$$\begin{aligned} \partial J(E)/\partial E &= A E^{-\gamma} \cos(\psi - \psi_0) \cos \Lambda, & \text{para } E \leq E_{\max} \\ &= 0 & \text{para } E \geq E_{\max} \end{aligned} \quad \text{----- (6)}$$

donde A es una constante igual a $(0.38 \pm 0.02) \times 10^{-2}$, $\gamma=0$, ψ es la longitud de la estación, $\psi_0=89 \pm 1.6^\circ$, medidos en el sentido contrario a las manecillas del reloj del meridiano de mediodía, Λ es la declinación y E_{\max} es generalmente del orden de 100 GeV. En otras palabras, la anisotropía diurna promedio de la radiación cósmica es (a) independiente de la energía en el rango de 1 a 100 GeV; (b) varía como el coseno de la declinación; (c) tiene una amplitud promedio de cerca de $0.38 \pm 0.02\%$ y (d) tiene un flujo máximo incidente a $89 \pm 1.6^\circ$ E de la línea Tierra-Sol.

3.2.1.- Análisis de datos (variación diurna) del monitor de la Cd. de México.

La variación diurna es una variación periódica del promedio diario de la intensidad de rayos cósmicos en tiempo local. La variación diaria se puede desarrollar en sus componentes armónicas a través de un análisis de Fourier (ver apéndice 1).

Para estudiar la variación diurna se realizó el análisis armónico, para cada mes del año de 1990, a través de una transformada rápida de Fourier. Los datos que se utilizaron están reportados en Otaola y Hurtado (1991). Los resultados del primer armónico se presentan en la tabla III-1.

TABLA III-1
RESULTADOS DEL ANALISIS ARMONICO
(primer armónico)

Mes	$a_1 \pm 2.39$	$b_1 \pm 2.39$	$r_1 (\%) \pm 0.05$	ϕ_1	T_{\max} (hrs TL)
Enero	14.81	-7.63	0.22	27.26 ± 0.20	4.18
Febrero	7.10	3.77	0.11	-27.95 ± 0.42	7.86
Marzo	-4.40	-2.39	0.07	151.49 ± 0.67	-4.10
Abril	9.81	1.72	0.14	-9.92 ± 0.34	6.66
Mayo	21.88	-6.71	0.31	17.04 ± 0.15	4.86

Junio	0.13	-0.15	0.00	50.36±16.85	2.64
Julio	16.18	-9.47	0.25	30.33±0.18	4.00
Agosto	9.03	0.31	0.12	-1.95±0.37	6.13
Septiembre	13.75	-13.45	0.25	44.36±0.18	3.04
Octubre	10.39	-6.34	0.16	31.42±0.28	3.91
Noviembre	8.29	-5.07	0.12	31.43±0.35	3.91
Diciembre	7.72	-2.89	0.11	20.52±0.41	4.63

El diagrama armónico para la variación diurna se muestra en la figura 6; los tiempos de los máximos no apuntan alrededor de las 15 hrs en tiempo local, que es la dirección en que se observa la anisotropía diurna, en periodos de mínima actividad, en la Cd. de México (Otaola y Valdés-Galicia, 1992).

3.2.2.- Modelos teóricos.

Después de que Parker (1960) introdujera el modelo de campo magnético interplanetario con estructura espiral asociado al viento solar, Aluwahlia y Dessler (1962) sugirieron que las líneas magnéticas de fuerza, por su rotación con el Sol en el plano ecuatorial, producen una deriva eléctrica ($\vec{E} \times \vec{B}$) que da como resultado la variación diurna de la intensidad de rayos cósmicos. De acuerdo a este modelo, la fuente de la variación diurna cae en el plano ecuatorial solar, y su amplitud y dirección, del máximo de intensidad, dependen de la velocidad del viento solar. Además, hay un corte superior arriba del cual la corrotación de las partículas de la radiación cósmica es despreciable, y abajo de la cual la anisotropía es esencialmente independiente de la rigidez, tal límite superior es 100 GV.

Sin embargo, Stern (1964) mostró que, aunque en un gas altamente ionizado un campo eléctrico $E = -v \times B$ puede existir, para un campo magnético que es axisimétrico alrededor del eje de rotación:

$$\nabla \times \vec{E} = - \partial \vec{B} / \partial t = 0 \quad \text{----(7)}$$

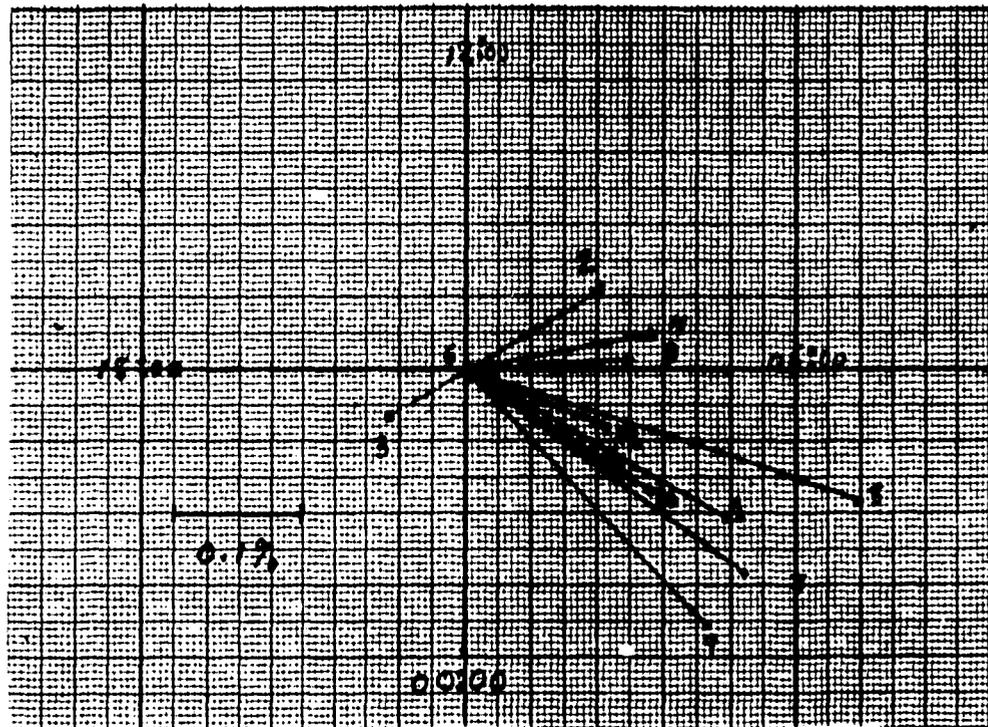


Figura 6.- Dial armónico para la variación diurna para los meses del año de 1990.

Por lo tanto, el campo eléctrico es conservativo. Y de acuerdo al teorema de Liouville, la densidad de rayos cósmicos en el espacio fase se preserva. Así, si la intensidad de radiación cósmica es la misma en todas las direcciones, en cualquier punto dentro del sistema solar, la anisotropía diurna no puede existir. Por tanto, la anisotropía diurna no puede ser producida por un campo magnético independiente del tiempo. El flujo producido por la deriva eléctrica se deberá cancelar exactamente por un flujo igual y opuesto causado por un gradiente de densidad.

Parker (1964) y Axford (1965) mostraron que, para un modelo realista del campo magnético interplanetario, $\partial \vec{B} / \partial t$, es distinto de cero. Las irregularidades magnéticas en el plano perpendicular a la eclíptica pueden disminuir apreciablemente el gradiente de densidad de rayos cósmicos, el cual se establece debido al campo eléctrico $-\vec{v} \times \vec{B}$. Estos autores realizaron cálculos que tomaron en cuenta la dispersión que modifica el gradiente de densidad perpendicular, la difusión a lo largo de las líneas de fuerza y la deriva $\vec{E} \times \vec{B}$. Bajo tres suposiciones básicas; 1) no hay difusión perpendicular al campo, 2) el gradiente perpendicular a la eclíptica es cero, y 3) no hay flujo radial, sus resultados los llevaron a la conclusión que el flujo azimutal es consistente con la rotación rígida del gas de rayos cósmicos. En este modelo, la velocidad del flujo no depende de la velocidad del viento solar, y este no es perpendicular al campo magnético espiral interplanetario.

En el caso de rotación rígida la amplitud de la anisotropía producida por el flujo azimutal a una distancia r del Sol es:

$$\alpha_1(r) = 3cv_r/v \quad \text{---(8)}$$

en donde v_r es la velocidad del campo magnético espiral rotante y v es la velocidad de la partícula, c está relacionado al factor Compton-Getting, y representa los efectos espectrales. Consideremos una partícula con una energía dada T , vista desde un sistema de referencia que se mueve con el viento solar. Si la

partícula se está moviendo en la dirección del viento solar, desde un sistema fijo con respecto al Sol se verá que su energía es mayor que T. Si se mueve en dirección opuesta a el viento se verá una energía menor que T en el sistema fijo. Así, el flujo que se observa en el sistema fijo depende de la velocidad del viento V y de la forma del espectro de los rayos cósmicos. Este último efecto se conoce como el efecto Compton-Getting (Fisk L.A., 1979). En la Tierra ($r=a$), para rayos cósmicos primarios que tengan la suficiente energía para ser detectados, la ecuación (8) se reduce a:

$$\alpha_1(a) = (2+\gamma) v_a / c \quad \text{---(9)}$$

donde γ es el índice del espectro diferencial de energía y $v_a \cong 400$ Km/s. Cerca del mínimo de manchas solares $\gamma \cong 2.65$ y el valor predicho de α_1 es 0.6%, que excede a la amplitud observada por cerca del 44% (Pomerantz M.A. & Duggal S.P., 1971).

La diferencia entre los valores teóricos y observados cambia durante el ciclo solar, en un máximo de manchas solares, $\gamma=2.25$, es de cerca del 30%. Además, el modelo predice un valor más bajo en el máximo solar que en el mínimo solar, contrario a las observaciones (Pomerantz M.A. & Duggal S.P., 1971).

Ahora considerare desde un punto de vista general los diferentes procesos que pueden jugar un papel importante en determinar las carecterísticas de la anisotropía diurna. El flujo neto de las partículas de rayos cósmicos está gobernado por cuatro mecanismos, que son; 1) deriva eléctrica, 2) difusión, 3) convección y 4) gradiente de densidad.

Estos están contenidos en la relación que expresa la densidad de corriente diferencial de rayos cósmicos, S, en términos de la velocidad del viento solar v_w (Forman y Gleeson, 1970):

$$\vec{S} = \vec{S}_c - K_{II} (\partial\rho/\partial\vec{r})_{II} - K_{\perp} (\partial\rho/\partial\vec{r})_{\perp} - F (\partial\rho/\partial\vec{r} \times \vec{B}/B) \quad \text{---(10)}$$

donde ρ es la densidad diferencial de número de partículas, $\vec{S}_c = c\rho\vec{v}_w$ es la densidad diferencial de corriente convectiva, y

$$K_{II} (\partial\rho/\partial r)_{II} + K_{\perp} (\partial\rho/\partial r)_{\perp} = \vec{K} \partial\rho/\partial r \quad \text{---(11)}$$

donde \vec{K} es el tensor de difusión el cual incluye la contribución por el movimiento aleatorio de las líneas de campo (Jokipii y Parker, 1970); y

$$F = (v\omega\tau)^2/3\omega[1+(\omega\tau)^2] \quad \text{---(12)}$$

donde ω es la girofrecuencia y τ es el tiempo de colisión efectivo para partículas que se mueven con velocidad v . La contribución del gradiente (cuarto término de la ecuación 10) contiene la dispersión asociada con la presencia de un campo magnético uniforme.

Sólo los dos primeros términos en la ecuación (10) contribuyen al flujo tangencial \vec{S}_t en el caso límite de corrotación rígida, que se define a través de las siguientes condiciones; a) la componente radial \vec{S}_r es nula, b) el coeficiente de difusión en la dirección perpendicular a el campo es nula, $K_{\perp}=0$, c) el gradiente de densidad de rayos cósmicos perpendicular a la eclíptica es nulo $(\partial\rho/\partial r)_{\perp}=0$.

La figura 7 muestra el flujo convectivo S_c que es balanceado por una componente, hacia el Sol, de $K_{II}(\partial\rho/\partial r)_{II}$. La componente azimutal resultante de la densidad de corriente diferencial $c\rho V_w \tan \psi$ corresponde a partículas que corrotan con velocidad $V_r = V_w \tan \psi$. La correspondiente anisotropía es (Gleeson y Axford, 1968):

$$\alpha_1(r) = 3\vec{S}/\rho v = 3c\vec{V}_r/v \quad \text{---(13)}$$

que es precisamente la ecuación (8).

En vista que la amplitud de la anisotropía observada en la Tierra es menor que la predicha por el modelo de corrotación rígida, parece ser que las contribuciones del tercer y cuarto términos de la ecuación (9) no son despreciables.

Parker (1967) intentó explicar la discrepancia en términos de un gradiente de densidad, de rayos cósmicos, finito perpendicular

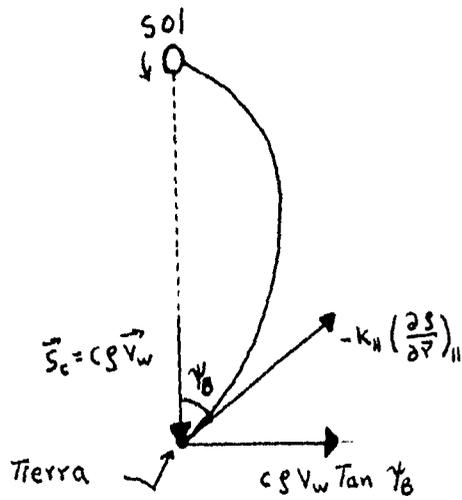


Figura 7.- La densidad de corriente diferencial azimuthal $c\rho \tan \psi$ que resulta de las condiciones a) $S=0$, b) $K=0$, c) $(\partial \rho / \partial r) = 0$ (Pomerantz M.A. & Duggal S.P., 1971).

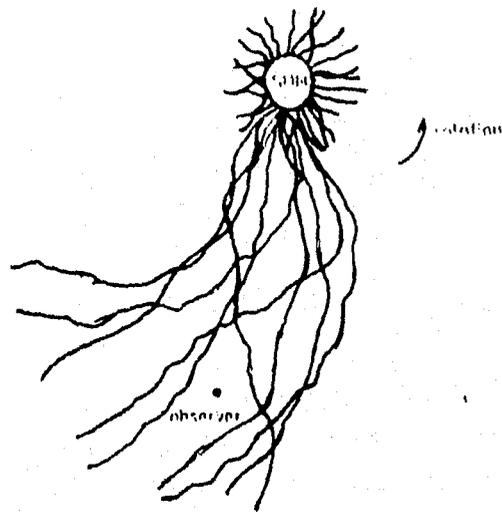


Figura 8.- Ilustración esquemática del camino aleatorio de las líneas de campo en el espacio interplanetario (Pomerantz M.A. & Duggal S.P., 1971).

el cual estará presente si la dispersión en el plano perpendicular, al plano de la eclíptica, no disminuye completamente el gradiente debido al campo eléctrico. Parker estimó, para diferentes dimensiones de la cavidad solar, los valores K_{\perp}/K_{\parallel} que son consistentes con el gradiente requerido para reducir la anisotropía de corrotación rígida al valor observado. También demostró que, en el caso de partículas de alta energía, la pérdida de energía sufrida por los rayos cósmicos en su camino aleatorio a través de las irregularidades magnéticas, transportadas por el viento solar en expansión, no afecta apreciablemente la anisotropía diurna.

Si la discrepancia entera se atribuye a el gradiente perpendicular, contribución del cuarto término, su magnitud predicha es 45/R por ciento por UA. R es la rigidez de la partícula, que es excesivamente grande (Gleeson, 1969).

Posteriormente, Jokippi y Parker (1969) hicieron notar que, debido a que las líneas magnéticas están inmersas en campos turbulentos del Sol, ellas son estocásticas y ergódicas. Las fluctuaciones en los campos de velocidad producen un camino aleatorio de las líneas de fuerza adyacentes, como se ilustra en la figura 8, que es un modelo "de sopa de espagetti" del campo magnético interplanetario (Mc Cracken and Ness, 1966), que se considera es una manifestación directa de la supergranulación fotosférica. Una consecuencia importante de este camino aleatorio es una contribución significativa de K_{\perp} en contraste con el efecto mucho menor que se espera de la dispersión resonante usual para pequeñas irregularidades.

En vista de este modelo los tres primeros términos de la ecuación (23) son suficientes para explicar la discrepancia entre las observaciones y la predicción de corrotación rígida, si el gradiente perpendicular al plano de la eclíptica es despreciable, cuarto término de (23). En este caso la amplitud de la anisotropía tangencial (Parker, 1967) es:

$$\alpha_1(a) = [3cv_w (K_{\parallel} - K_{\perp}) \tan \psi_B] / v (K_{\parallel} + K_{\perp} \tan^2 \psi_B) \quad \text{---(14)}$$

En el límite $K_{\perp} \ll K_{\parallel}$ la anisotropía corresponde completamente a la corrotación rígida del gas de rayos cósmicos. En el caso $K_{\parallel} = K_{\perp}$ la anisotropía diurna desaparece. En este caso la difusión es isotrópica y las partículas no están constreñidas a moverse a lo largo de la dirección media del campo.

Entonces, si el gradiente de rayos cósmicos perpendicular al plano de la eclíptica es muy pequeño (cuarto término en la ecuación 10) se puede despreñar y por tanto la ecuación (14) es aplicable, en el rango de energía cubierto por los detectores en Tierra. Esto nos lleva a un valor teórico $\alpha_1(a) = 0.44$ para $\psi_B = 45^\circ$, el cual es igual a la amplitud observada.

3.3.- Variación semidiurna.

La existencia de una onda semidiurna en la intensidad de rayos cósmicos fue reconocida hace ya cuarenta años, cuando los datos de las cámaras de ionización fueron sujetos a un análisis armónico (Elliot, 1952). Varios argumentos teóricos basados en la sección eficaz de producción de muones, también sobre las observaciones realizadas con telescopios de mesones, que presumiblemente cancelan los cambios en la intensidad de origen meteorológico, mostraron que las oscilaciones atmosféricas con un período de 12 hrs no puede ser el origen de este efecto (Elliot and Dolbear, 1951). Posteriormente a través de una investigación realizada por Forbush y Venkatesan (1960) basado sobre los datos de las cámaras de ionización de Huancayo, Christchurch y Cheltenham que cubrían 23 años, establecieron la significación estadística de la onda de doce horas.

Años más tarde el segundo armónico fue estudiado con renovado interés debido a la aparición del monitor de neutrones, que reduce grandemente las incertidumbres por correcciones meteorológicas (Skripin et.al., 1968). Estas nuevas observaciones eliminaron la posibilidad de un origen atmosférico para el segundo armónico.

Con el uso de la alta razón de conteo de los supermonitores de neutrones y técnicas analíticas sofisticadas involucrando

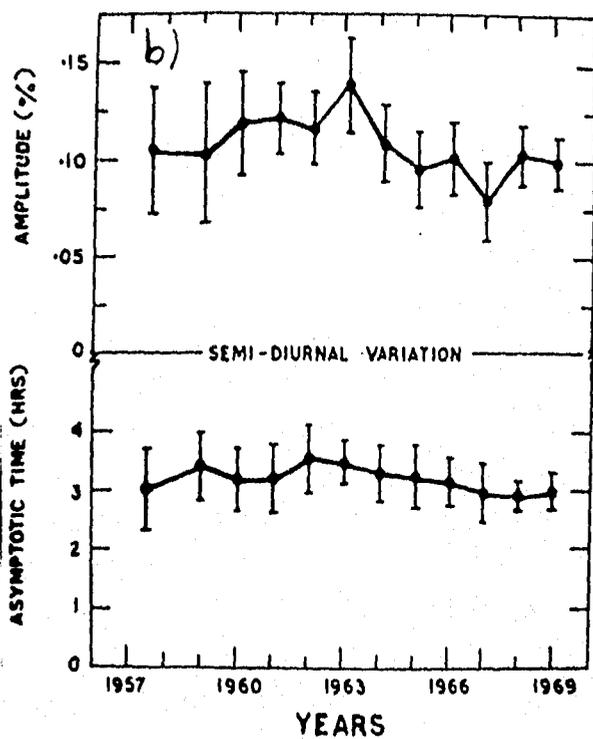
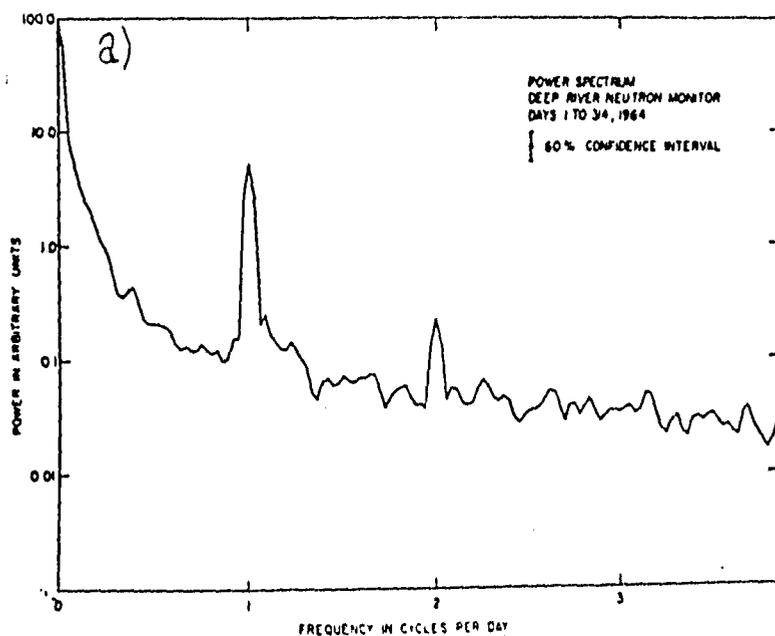


Figura 9.- a) Análisis espectral de potencia del monitor de neutrones de Deep River, b) Variación de período largo amplitud y el tiempo del máximo de la anisotropía semidiurna (Rao U.R., 1972).

análisis espectral y filtración numérica, Ables et.al. (1965), fueron capaces de establecer conclusivamente la existencia de una pequeña anisotropía semidiurna ($\approx 0.1\%$). La figura 9.a demuestra la existencia de los picos significativos en la densidad espectral de potencia del monitor de neutrones de Deep River durante 1964; el primer pico corresponde a la variación diaria y el segundo a la variación semidiurna. Se mostró además que la anisotropía semidiurna tiene un exponente espectral positivo (Ables et.al., 1965) con el exceso del flujo orientado a lo largo de la dirección perpendicular a la dirección general del campo magnético interplanetario.

De un análisis extenso de datos de distintos monitores de neutrones, sobre un periodo de diez años 1958-1968, Rao y Agrawal (1970), han derivado las propiedades de la variación semidiurna promedio, que se enlistan a continuación:

- 1) La variación semidiurna promedio varía como R^y donde y , el exponente de variación, es 1.0 ± 0.2 . Es decir, la variación semidiurna promedio es función de la primera potencia de la rigidez.
- 2) La amplitud media anual de la anisotropía semidiurna es de cerca de $0.11 \pm 0.2\%$; el flujo máximo incidente llega en la dirección 03:00 hrs que es una dirección perpendicular al campo promedio interplanetario.
- 3) La amplitud de la anisotropía varía como $\cos^n \Lambda$, donde $n \geq 2$. Las observaciones experimentales (Rao and Agrawal, 1970) favorecen una dependencia $\cos^2 \Lambda$, en donde Λ es la latitud asintótica media.
- 4) Las observaciones indican una rigidez umbral R_{\max} , arriba de la cual las partículas de la radiación cósmica no presentan una anisotropía semidiurna. Rao y Agrawal (1970) encontraron un valor máximo cercano a 200 GV.
- 5) La amplitud así como el tiempo del máximo de la anisotropía semidiurna, durante 1958-1968, mostraron poca variabilidad en el tiempo. La figura 9.b ilustra la invariancia temporal de la amplitud y fase de la componente semidiurna, en el periodo de 1958

3.3.1.- *Análisis de datos (variación semidiurna) del monitor de la Cd. de México.*

En la tabla III-2 se presentan los resultados del análisis armónico, realizado para cada mes del año de 1990, para el segundo armónico. En esta tabla (III-2) solo se presentan los resultados de la aplicación del análisis armónico (apéndice 1).

TABLA III-2

Segundo armónico para la intensidad de rayos cósmicos durante 1990 (Cd. de México).

Mes	$a_2 \pm 0.67$	$b_2 \pm 0.67$	$r_2 (\%) \pm 0.009\%$	ϕ_2	T_{max} (hr TL)
Enero	3.24	0.32	0.043	-5.66±0.21	3.19
Febrero	3.18	-2.19	0.051	34.62±0.18	1.85
Marzo	-13.59	0.13	0.013	180.53±0.69	-3.02
Abril	2.81	0.54	0.039	-10.77±0.23	3.36
Mayo	4.08	-7.69	0.112	62.07±0.08	0.93
Junio	2.95	-5.48	0.084	61.76±0.11	0.94
Julio	5.49	0.66	0.073	-6.85±0.12	3.23
Agosto	3.58	-2.95	0.062	39.42±0.15	1.69
Septiembre	5.82	-6.29	0.113	47.24±0.08	1.43
Octubre	2.68	-4.22	0.065	57.58±0.14	1.08
Noviembre	1.15	-4.28	0.057	74.93±0.16	0.50
Diciembre	3.03	1.07	0.042	-19.65±0.21	3.66

En la figura 10, se muestran los resultados de la anisotropía semidiurna en un dial armónico de 12 horas.

3.3.2.- *Modelos teóricos.*

Subramanian y Sarabhai (1967), y Quenby y Lletti (1968) han sugerido, independientemente, que una variación semidiurna significativa puede resultar de un gradiente de densidad en el plano perpendicular a el plano de la eclíptica. Suponiendo una configuración espiral arquimedea para el campo magnético interplanetario y en la ausencia de una dependencia latitudinal fuerte de las irregularidades magnéticas, podemos esperar que las

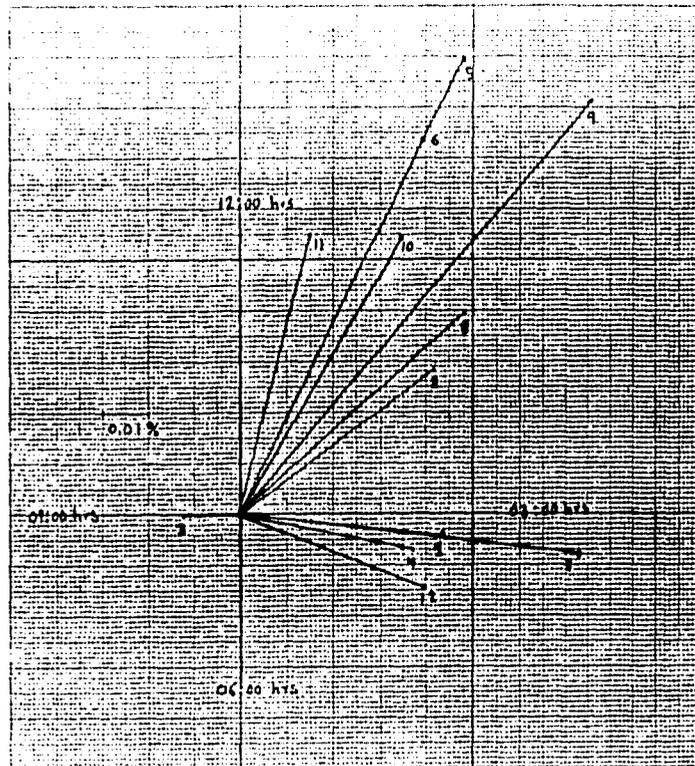


Figura 10.- Dial armónico para la variación semidiurna para los meses de 1990.

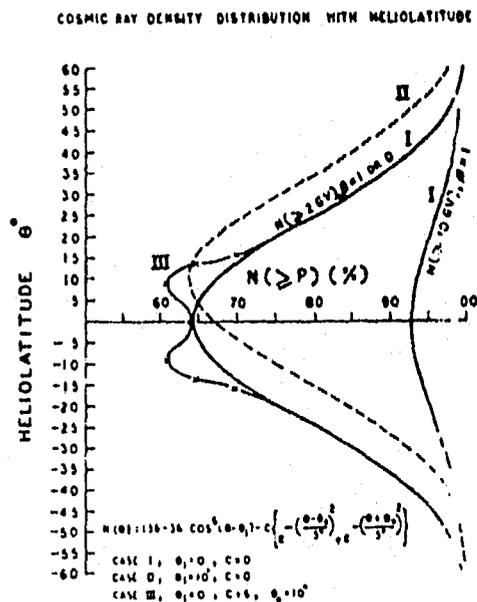


Figura 11.- tres casos de distribuciones de densidad de rayos cósmicos. La densidad total de rayos cósmicos galácticos se supone ocurre para 90° (Subramanian and Sarabhai, 1967).

partículas de la radiación cósmica que llegan a lo largo de las líneas de campo polar del Sol tienen un acceso más fácil en comparación de aquellas que arriban en el plano ecuatorial. Consecuentemente un gradiente de densidad significativo para el flujo de rayos cósmicos se espera que ocurra en el plano perpendicular al plano de la eclíptica.

Subramanian y Sarabhai (1967), atribuyeron este gradiente a la distribución de centros de actividad solar, obteniendo el siguiente resultado para la distribución II de la figura 11:

$$\alpha_2(R) dR = [zYR^{-b}/4] [R^2 \cos^2 \Lambda / (45B)^2] dR \quad \text{---(15)}$$

en donde Λ es la latitud asintótica, Y representa el decrecimiento fraccional en la intensidad de rayos cósmicos entre el polo y el ecuador, z representa la rapidez de decremento con la heliolatitud y b define la dependencia de la rigidez de la variación latitudinal de la intensidad de la radiación cósmica. El valor de b puede variar desde 2 durante el mínimo solar a 0.5 o menos cerca del máximo solar (Webber, 1965). Así, la onda de 12 horas producida por este mecanismo tendrá un exponente espectral positivo durante la mayoría del ciclo solar y además, en contraste con la dependencia $\cos^2 \Lambda$ de la variación diurna, la amplitud semidiurna varía como $\cos^2 \Lambda$.

En el modelo propuesto por Quenby y Lietti (1968), el gradiente perpendicular del flujo de rayos cósmicos es una consecuencia de la dispersión aleatoria de las partículas por centros dispersores superimpuestos sobre la espiral arquimedean. Las partículas galácticas que llegan sobre los polos experimentan un fácil acceso, debido a que se difunden a lo largo de líneas de campo casi rectas. Consecuentemente la densidad de rayos cósmicos deberá crecer por arriba y por abajo del plano ecuatorial solar.

De acuerdo a este modelo, la densidad de rayos cósmicos en la vecindad de la Tierra es aproximadamente :

$$N_a = N_R \exp[-(v_w R^3 \sin^2 \vartheta) / 3K_{aII} a^2] \quad \text{---(16)}$$

que es solución a la ecuación de difusión-convección estacionaria (Rao U.R., 1972). En la ecuación (16) N_R es la densidad en la frontera R de la región de modulación, K_{aII} es el coeficiente de difusión para los rayos cósmicos que se mueven en una dirección paralela al campo en la Tierra, v_w es la velocidad del viento solar y ϑ es el ángulo polar con respecto a el eje de rotación solar. La amplitud pico a pico del segundo armónico derivada de la ecuación (16) es:

$$\alpha_2 = 0.005 R (1 - \cos^2 \vartheta \cos^2 \phi)^{3/2} [1 + \tan^2 \phi / \sin^2 \vartheta]$$

para $R < R_a$ y $\alpha_2 = 0$ para $R > R_a$ ---(17)

en donde R está en GV, ϕ representa la latitud asintótica con respecto al plano ecuatorial y ϑ es la longitud asintótica medida desde la dirección del campo espiral. Así pues, este modelo predice que la amplitud de la anisotropia semidiurna es proporcional a la rigidez.

El valor numérico de la constante en la ecuación (17) es consistente con la variación semidiurna observada con monitores de neutrones en el mínimo solar, mientras que la dependencia en R de K_{II} se deduce de las observaciones del ciclo de modulación solar de las partículas con rigideces por debajo de 20 Gv. La ecuación (17) parece ser válida para altas energías de los rayos cósmicos primarios.

3.4.- Análisis de resultados.

Las características de las variaciones diurnas y semidiurnas promedio, de estado estacionario se presentan en la tabla III-3. En particular enfocaremos la atención en la amplitud y la dirección del máximo para compararlos con los resultados experimentales, correspondientes al año de 1990 registrados en la Cd. de México.

TABLA III-3
 Características promedio de estado estacionario
 de las anisotropías diurna y semidiurna.

Parámetro	Diurna	Semidiurna
Exponente del espectro variacional	0 ± 0.2	$\approx +1$
Rígidez límite inferior (Gv) R_l	< 8	
Rígidez límite superior (Gv) R_u	≈ 90	≈ 100
Dependencia latitudinal	$\approx \cos \lambda$	$\approx \cos^2 \lambda$
Amplitud (espacio libre)	0.4 ± 0.1	$\approx 0.07 \pm 0.03$
Fase en el espacio libre (grados de la línea Tierra-Sol)	90 ± 15 E	≈ 135 W
	18:00 hrs TL	03:00 hrs TL

Revisemos primero la variación diurna; el diagrama armónico se presenta en la figura 6; en él podemos apreciar que la dirección del máximo, en general no ocurre a las 18:00 Hrs TL (15:00 hrs TL, para la Cd. de México (Otaola y Valdez, 1992)). Es decir la dirección de la anisotropía no corresponde a la dirección de estado estacionario. Recordemos, que la dirección de 18:00 hrs TL del máximo se deduce a partir de la estructura espiral del campo magnético interplanetario. Por otro lado el año de 1990 corresponde a un período en el cual el Sol se encuentra en máxima actividad solar.

Existen diferentes argumentos para explicar este corrimiento en la dirección del máximo de la variación diurna. Mori et.al. (1981), explican el corrimiento en el máximo de la variación diurna debido a la variación relativa de las magnitudes de la amplitud del flujo convectivo y de la amplitud del flujo difusivo. Esta diferencia puede deberse a la configuración del campo magnético. Kitakumura (1981) mostró que la dirección de la anisotropía en el espacio interplanetario cambia en un período de 22 años. El concluye que este cambio es debido a la inversión de

polaridad del campo magnético solar. En el periodo de polaridad negativa observó direcciones en las anisotropías en 3 Hr TL y 15 Hr TL. Lo que sugiere la existencia de un gradiente en la densidad de rayos cósmicos en la dirección perpendicular al plano de la eclíptica debido a la no conexión de las líneas magnéticas (Kitakumura, 1981)

Aluwahlia y Riker (1981) reportaron corrimientos en el tiempo del máximo de la variación diurna durante el periodo 1971-1980. Ellos explican este corrimiento de la siguiente manera: Las condiciones electromagnéticas en la corona solar hacen posible un fácil acceso de los rayos cósmicos fuera de la eclíptica para que se transporten de altas heliolatitudes a bajas heliolatitudes. Estas partículas alineadas al campo fluyen hacia la vecindad de la Tierra. Su contribución se suma a la anisotropía corrotacional, lo que produce una anisotropía en la dirección 18:00 Hr TL. Sin embargo, un rearrreglo abrupto del campo magnético solar de gran escala produce que el transporte de los rayos cósmicos que se encuentran fuera de la eclíptica se vea dificultado, reduciendo el flujo de rayos cósmicos en la dirección perpendicular y permitiendo que el tiempo del máximo de la variación diurna sufra un corrimiento a horas tempranas.

Un modelo más realista para el campo magnético que está acorde con los resultados experimentales, para el año de 1990, es el modelo de Mc Cracken y Ness (1966) de sopa de espagetti, figura 8. En este modelo se toma en cuenta la variabilidad de las líneas de campo con el ciclo solar magnético. Así pues, es la variabilidad de las líneas de campo, producida por las eyecciones de plasma de el Sol, lo que cambia las direcciones de la anisotropía diurna

En la tabla III-1 se presentan las amplitudes de la variación diurna correspondientes a cada mes del año de 1990, podemos apreciar que la amplitud es menor que la amplitud promedio de estado estacionario. La amplitud promedio de la variación diurna para el año de 1990, en la Cd. de México, fue de 0.17%, mientras que la amplitud promedio de estado estacionario es de 0.4%. Esta

disminución en la amplitud se comprende como parte de la variación de 11 años de la intensidad de la radiación cósmica, en la cual durante un mínimo de actividad solar aumenta y disminuye en un máximo.

Los resultados obtenidos para la anisotropía semidiurna se presentan en la tabla III-2 y en la figura 10. En la figura 10 se muestran las amplitudes y las direcciones de los máximos de la anisotropía. La dirección promedio del máximo, en estado estacionario, se espera que ocurra alrededor de las 03:00 hrs TL, en la figura 10 podemos apreciar que casi todos los máximos, para los meses de 1990, caen entre las 00:00 hrs y 04:00 hrs TL. Es decir las direcciones de los máximos si concuerdan, más o menos, con el valor teórico de 03:00 hrs TL, a pesar de la fuerte actividad solar.

En la tabla III-2, aparecen las amplitudes de la anisotropía semidiurna, para 1990, el promedio de estas es de 0.06%. La amplitud promedio, en estado estacionario, es de 0.07%. Por tanto, la amplitud de la anisotropía no disminuye fuertemente, los resultados que se obtuvieron en la Cd. de México son consistentes con las observaciones de otras estaciones y con el comportamiento promedio de la anisotropía semidiurna, figura 9.

Recordemos que la anisotropía semidiurna se da por un flujo perpendicular al plano de la eclíptica. Entonces, podemos deducir que la actividad solar distorsiona fuertemente la configuración del campo magnético en el plano de la eclíptica, pero hacia afuera de este plano las alteraciones no son muy sensibles.

**CAPITULO 4: Variaciones transitorias-1. Decrecimientos Forbush
observados en la Cd. de México durante 1990.**

4.1.- Introducción.

Un decrecimiento Forbush (Fd) es un decrecimiento rápido en la intensidad de rayos cósmicos seguido de una recuperación al nivel anterior al decrecimiento. La primera observación de un decrecimiento Forbush fué hecha en 1938 por Forbush (1938). Los decrecimientos empiezan gradualmente y en ocasiones la pendiente termina abruptamente. En otros casos los decrecimientos Forbush presentan una región con un gradiente menos pronunciado antes de que la intensidad llegue al mínimo. La recuperación al nivel inicial puede ser comparativamente rápida, pero generalmente es lenta y puede durar varios días.

La figura 1, es una representación esquemática de un decrecimiento Forbush, en la que se muestran el impulso inicial "onset" y la fase de recuperación. Usualmente los grandes Fd tienen una razón rápida de decrecimiento y un tiempo lento de recuperación. En la mayoría de los Fd's la fase de decrecimiento se completa entre 12 y 24 horas. Muchas veces los decrecimientos tipo Forbush presentan una estructura en la fase de decrecimiento. En algunos casos esta estructura se debe a dos o más decrecimientos seguidos uno del otro.

Estas estructuras complicadas nos llevan al concepto de tormentas de rayos cósmicos. Este término se emplea tanto para los decrecimientos Forbush como para un conjunto de decrecimientos y otras variaciones en la intensidad a nivel mundial que constituyen un periodo extenso de perturbaciones. Es decir, una tormenta de rayos cósmicos es la secuencia total de eventos desde el inicio del periodo de perturbación hasta que la intensidad media diaria ha regresado aproximadamente a su nivel anterior a la perturbación, ver figura 2.

Por tanto, la expresión decrecimiento Forbush será reservado para una sola caída en la intensidad de la radiación cósmica a escala mundial. Hay varios tipos de tormentas de rayos cósmicos la más simple consiste de un Fd inicial y el periodo de recuperación, ver figura 2 .

La mayoría de estas tormentas son de corta duración y hay

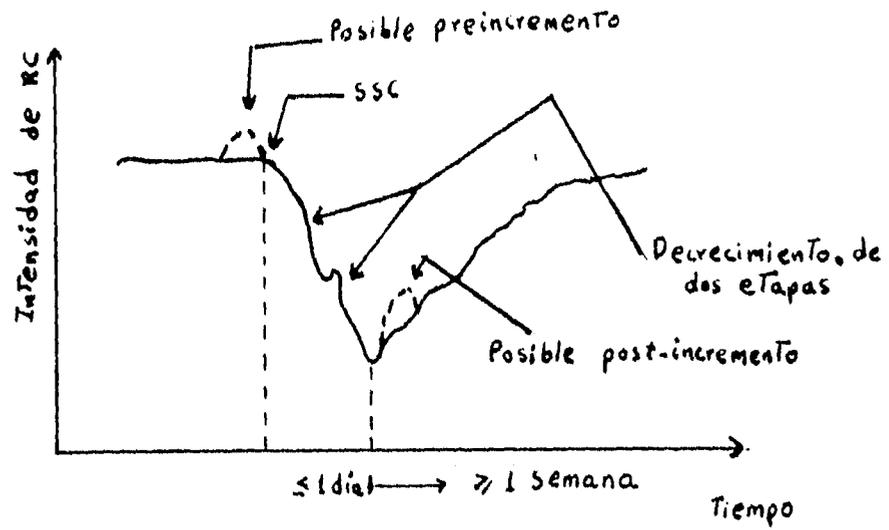


Figura 1.- Representación esquemática de un decrecimiento Forbush.

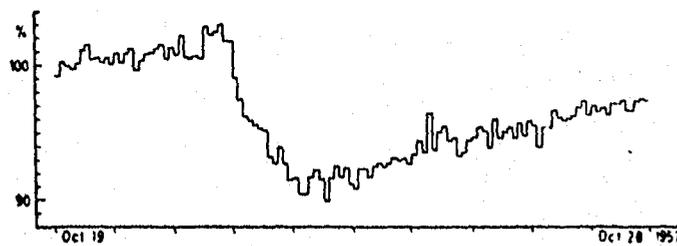


Figura 2.- Tipo más simple de una tormenta de rayos cósmicos (tipo I) consistente de un decrecimiento Forbush (Sandström A.E., 1965).

pocas variaciones durante el período de recuperación. Otro tipo de tormentas de rayos cósmicos consiste en que no hay una recuperación después del mínimo, ver figura 3 , en lugar de una fase de recuperación aparece un nivel constante o un decrecimiento lento y continuo. La forma de estas tormentas se puede entender cómo una de tipo simple seguida por continuos decrecimientos.

Durante períodos de gran actividad solar, el tipo más común de tormentas de rayos cósmicos está caracterizado por un número de pequeños decrecimientos durante toda la tormenta. Hay también otros tipos de variaciones no periódicas durante estas tormentas, muchas de éstas están caracterizadas por incrementos, relativamente rápidos, en la intensidad que semejan Fd's inversos; estos incrementos pueden alcanzar la intensidad promedio anterior a la tormenta, ver figura 7 (Sandström, 1965).

El cuarto tipo de tormentas de rayos cósmicos está caracterizado por un aumento en la magnitud de la variación diaria durante la fase de recuperación, ver figura 5 . Ningun nuevo decrecimiento ocurre después del mínimo. este tipo de decrecimiento no parece ser común durante períodos de alta actividad solar (Sandström, 1965).

Un quinto tipo de tormentas de rayos cósmicos consiste de un decrecimiento gradual en la intensidad, algunas veces rota por uno o varios Fd, ver figura 6 . Los casos más extremos tienen forma de hamaca con una intensidad media diaria que varía continuamente desde el "disparo inicial" hasta el final de la etapa de recuperación.

Aún hay otro tipo de tormentas de rayos cósmicos ilustrados en las gráficas de la figura 7 , las tormentas de este tipo se caracterizan por una recuperación muy rápida, del mismo orden, o considerablemente más cortos en tiempo que la fase inicial de un Fd.

Con respecto a las etapas iniciales de un decrecimiento Forbush se han identificado cuatro tipos: Un Fd puede empezar de un nivel constante en la intensidad, o de un incremento de duración variable que precede al Fd, o bien de un pequeño

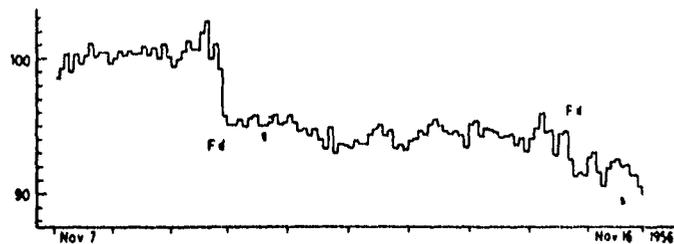


Figura 3.- Tormenta de rayos cósmicos de tipo II (Sandström A.E., 1965).

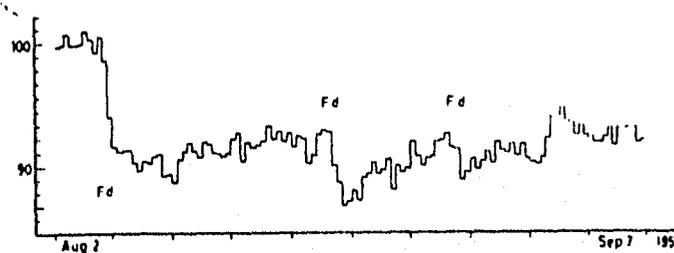


Figura 4.- Tormenta de rayos cósmicos de tipo III (Sandström A.E., 1965).

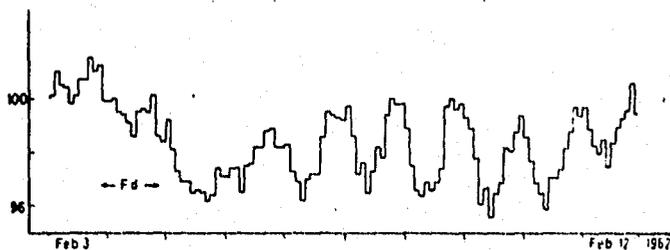


Figura 5.- Tormenta de rayos cósmicos de tipo IV (Sandström A.E., 1965).

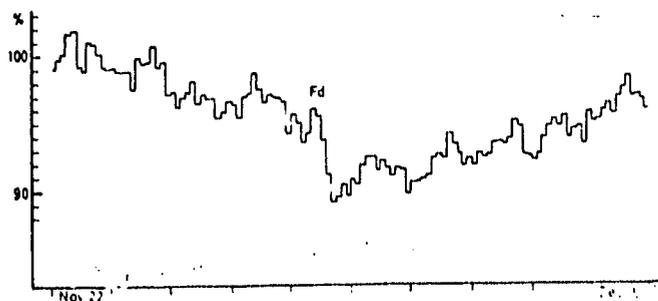


Figura 6.- Tormenta de rayos cósmicos de tipo V (Sandström A.E., 1965).

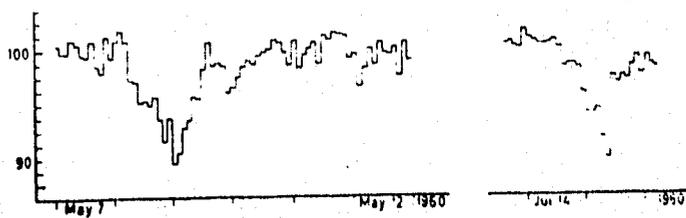


Figura 7.- Tormenta de rayos cósmicos de tipo VI (Sandström A.E., 1965).

decrecimiento seguido por un incremento anterior al Fd más importante, o de un pequeño decrecimiento seguido por una región de intensidad constante o decreciente antes del Fd importante. Los diferentes tipos de tormentas de rayos cósmicos hacen muy difícil obtener una expresión general que describa la etapa de recuperación. Sin embargo, cuando hay pocas irregularidades y se emplean las intensidades diarias medias, la fase de recuperación aparentemente sigue una ley exponencial. Si ΔI es la intensidad media diaria relativa al nivel del predecrecimiento, durante la modulación y ΔI_0 la amplitud máxima, entonces, para t días después de la intensidad mínima, se cumple la siguiente relación:

$$\Delta I = \Delta I_0 e^{-t/t_0} \quad \text{---(1)}$$

La constante de recuperación t_0 no es una constante universal, sino una característica de cada decrecimiento en particular (Sandstrom, 1965)

4.2.- Comparación de un decrecimiento en la Tierra y en el espacio..

Simpson (1954) mostró que los cambios en la intensidad en la Tierra, en lo que respecta a los decrecimientos Forbush, no son una consecuencia de tormentas geomagnéticas ni de cambios en la rigidez umbral geomagnética. Consecuentemente la modulación era debida a cambios en el estado electromagnético de la región Tierra-Sol.

La primera observación que claramente mostraba que los decrecimientos toman lugar a grandes distancias de la Tierra fueron hechas por Fan et. al. (1960). La intensidad de protones con $E_p > 75$ Mev decreció casi 4% en agosto de 1959, y los datos claramente mostraban que el decrecimiento en el espacio coincidía con el de la Tierra. Observaciones posteriores realizadas por, Neher y Anderson (1964), Rao (1965) y Bukata et.al. (1968) mostraron que los decrecimientos Forbush ocurren sobre una gran región más allá de la Tierra. Krimigis y Venkatesan (1969)

indicaron que para separaciones en longitud heliocentricas mayores que 30° la fase inicial y de recuperación de los decrecimientos Forbush son marcadamente distintas. Esto sugiere que la extensión espacial de la región de modulación está entre 0.5 y 0.7 UA. Tales medidas de la región de modulación son importantes para determinar la descripción teórica del mecanismo de modulación.

Las magnitudes de los decrecimientos Forbush dependen del tipo de detector usado, la rigidez de corte vertical, la profundidad atmosférica a la cual se encuentra el detector, etc.. Para mostrar ésto la figura 8 muestra un decrecimiento Forbush registrado en diferentes estaciones. Tal fenómeno ocurrió el 24 de enero de 1968.

La dependencia de la magnitud del Fd con la rigidez de corte vertical se aprecia en la figura 9 , en la cual se grafican los cambios porcentuales en la razón de conteo de varios monitores contra la rigidez de corte vertical. Como se puede apreciar el decrecimiento es aproximadamente el doble a una rigidez de corte de 1 GV que a una de 15 GV. De la figura 8 podemos observar que la magnitud del Fd es cerca de dos veces mayor para un detector de rayos cósmicos en el espacio que uno en la Tierra. Por tanto, esto es una indicación de que el espectro de modulación de los rayos cósmicos durante un decrecimiento Forbush es una función de la energía o de la rigidez. Por otro lado, las magnitudes de los decrecimientos dependen del ciclo de actividad solar. Los decrecimientos Forbush en el mínimo de actividad solar son muy pequeños, menores que el 5%, para monitores de neutrones ubicados al nivel del mar y $R_c \approx 1$ GV.

En general los cambios fraccionales en la intensidad registrada en un monitor de neutrones se pueden escribir cómo (Lockwood J.A., 1971):

$$\Delta N(R_c)/N_0(R_c) = \left[\int_{R_c}^{\infty} \{1-F(R)\} (dN/dR)_t dR \right] / \int_{R_c}^{\infty} (dN/dR)_t dR \quad \text{---(2)}$$

en donde $(dN/dR)_t$ es la función de respuesta diferencial total para el monitor y $F(R)$ es una función de modulación que depende de

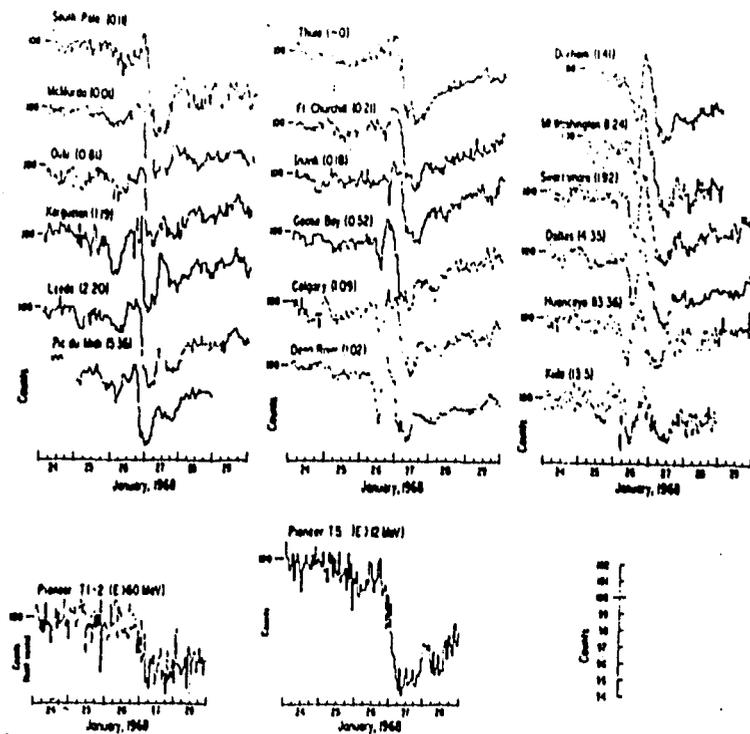


Figura 8. - Razón de conteo para diferentes estaciones registradas del 21 al 30 de enero de 1969 (Lockwood and Webber, 1969).

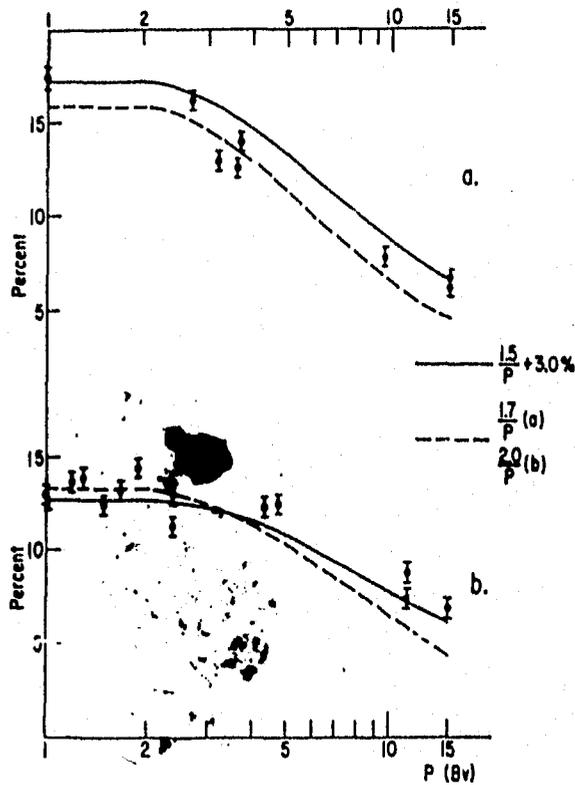


Figura 9. - Decrecimiento en la razón de conteo contra la rigidez de corte (mayo 12, 1959) a) para montañas, b) al nivel del mar (Lockwood J.A., 1971).

la rigidez.

La dependencia con la rigidez de los decrecimientos Forbush es consistente con $F(R)$ aproximadamente igual a R^{-1} donde l se encuentra dentro del rango de 0.4 a <1 , con grandes diferencias observadas en el límite superior de rigidez para la modulación (Lockwood, 1971).

Los decrecimientos Forbush generalmente siguen a comienzos súbitos de tormentas geomagnéticas (SSC) por menos de tres horas; sólo ocasionalmente hay F_d no asociados con SSC. Superficialmente algunas veces parece haber una correlación entre las variaciones geomagnéticas y las variaciones de rayos cósmicos durante un decrecimiento Forbush.

La figura 10 muestra el patrón promedio de la variación en la intensidad de rayos cósmicos y varios parámetros del viento solar. En esta figura podemos apreciar que la intensidad de rayos cósmicos empieza a decrecer con el inicio del SSC de las tormentas geomagnéticas y alcanza un mínimo cerca de las diez horas más tarde. En general, la intensidad mínima continua por varias horas y posteriormente empieza a recuperarse en cerca de un día después del inicio del SSC.

Los SSC se producen por el impacto de una onda de choque que se propaga en el espacio interplanetario en el lado día de la magnetósfera terrestre, (se llama lado día a la cara de la Tierra que da al Sol). Estas ondas de choque son generadas por ráfagas solares, o por el viento solar de alta velocidad que fluye de los hoyos coronales del Sol. La velocidad (v_w) y la temperatura (T_w) del viento solar atrás de la onda de choque se elevan rápidamente a medida que pasa la onda, tal estado de la onda permanece por varios días. La densidad del plasma (N_w), la densidad de flujo magnético (B) y la variación del campo (σ_B) en el viento solar se incrementan rápidamente en la región por atrás de la onda de choque, pero usualmente recobran su estado en un par de días, después de que la onda de choque ha avanzado.

Debido a que las ondas de choque se propagan hacia afuera más allá de la órbita de la Tierra, las perturbaciones asociadas al

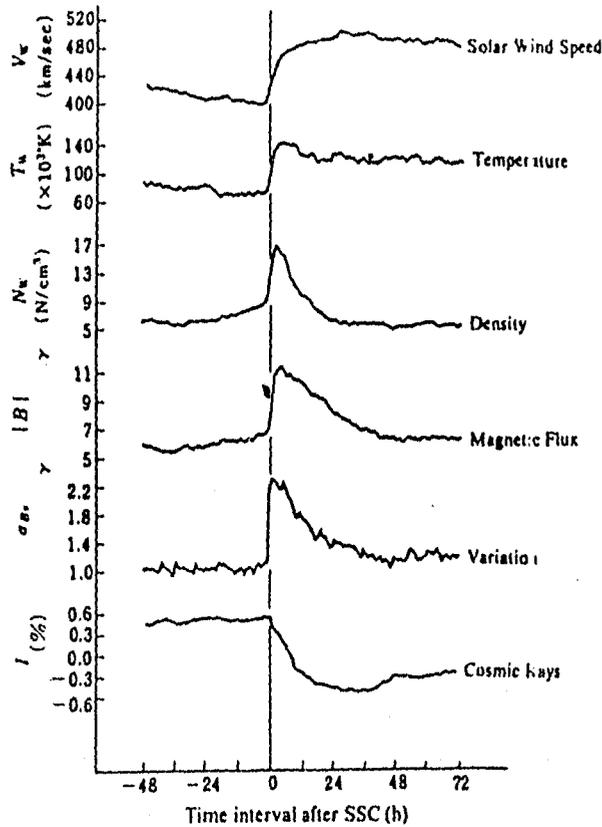


Figura 10.- Relaciones entre el viento solar, el campo magnético interplanetario y la intensidad de rayos cósmicos, obtenida de las superposiciones de muchos Fd en tiempos de SSC. (Wada and Suda, 1980).

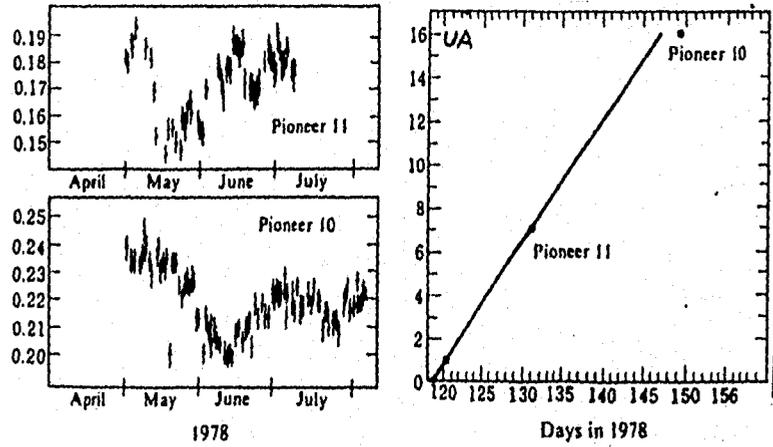


Figura 11.- Decrecimiento Forbush observado en los Pioneros 10 y 11, durante 1978. La gráfica del lado derecho muestra la distancia entre los pioneros durante el Fd (Wada M. & Murakami K., 1988).

viento solar también se propagan. En consecuencia los decrecimientos Forbush también ocurren en el espacio interplanetario cómo lo confirman las observaciones hechas por los Pioneros, ver figura 11.

Como podemos ver, la correlación que existe entre los decrecimientos Forbush y los SSC de tormentas geomagnéticas se debe a que ambos tienen el mismo origen.

Además de los Forbush producidos por ondas de choque existen decrecimientos Forbush corrotantes, los cuales tienen una tendencia pronunciada a ocurrir cada 27 días. Prácticamente todos los decrecimientos Forbush corrotantes están asociados con perturbaciones geomagnéticas recurrentes y no están asociados con grandes ráfagas solares. El origen común de los Forbush corrotantes y los disturbios geomagnéticos es una onda de choque estacionaria producida en una mancha solar.

Los decrecimientos Forbush corrotantes y los iniciados por ondas de choque exhiben un comportamiento espectral parecido; las diferencias primordiales entre los dos tipos de Forbush son las características temporales del impulso inicial y la dependencia azimutal de la amplitud. La tabla IV-1 ilustra la diferencia entre los decrecimientos Forbush iniciados por ráfagas y los corrotantes (Rao U.R., 1972).

TABLA IV-I

Comparación de las propiedades de decrecimientos Forbush corrotantes y aquellos iniciados por ráfagas.

(Bukata et. al., 1968)

Fd corrotante	Fd iniciado por ráfaga ó CME ⁽¹⁾
Igual dependencia en energía.	
1.- No está acompañado por rayos cósmicos solares.	Acompañado por rayos cósmicos solares.
2.- Las diferencias de tiempo del "onset" a diferentes longitudes es igual al tiempo de corrotación.	"onset" simultaneos.

3.- Ninguna dependencia de la amplitud La amplitud varía por
por encima de 60° del azimut arriba de 60° del
solar. azimut solar.

(1) CME significa, Eyecciones de masa coronal.

Los decrecimientos Forbush corrotantes se pueden explicar cómo debidos a la exclusión de las partículas de la radiación cósmica por los frentes de choque corrotantes (Mc Cracken, et. al. 1966). En la onda de choque estacionaria, creada en la interfase donde el plasma rápido proveniente de un hoyo coronal alcanza al plasma lento figura 12 , se crea una situación tal que la densidad del plasma crece, al igual que la intensidad del campo magnético. Lo cual inhibe la difusión de los rayos cósmicos galácticos a través de las líneas de fuerza.

La fase de decrecimiento del Forbush corrotante está asociada con la inhibición de la difusión por los fuertes campos magnéticos dentro del choque. Consecuentemente la fase de decrecimiento termina una vez que la intensidad del campo magnético interplanetario regresa a su valor normal, lo cual ha sido experimentalmente probado por Mc Cracken et. al. (1966).

Debido a que un choque producido por un hoyo coronal persiste en la corona, deberá permanecer estacionario, entonces un observador situado en la Tierra detectará el choque cada 27 días, que es el tiempo promedio de rotación solar.

Los fuertes campos magnéticos en los frentes de choque asociados con Forbush recurrentes pueden causar, en principio, aceleración de partículas energéticas recurrentes. Eventos de protones que aparecen por varias rotaciones solares, han sido reportados por varios autores, cómo por ejemplo Bryant Et. Al., 1965, y Rao et. al., 1967, por mencionar algunos.

Hasta aquí hemos revisado algunas de las características de los decrecimientos Forbush, para tener una visión más general de estos procesos físicos. A continuación listaré algunos rasgos distintivos, de tales decrecimientos, deducidos a partir de

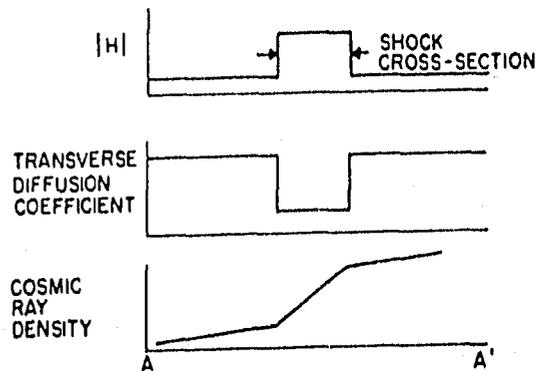
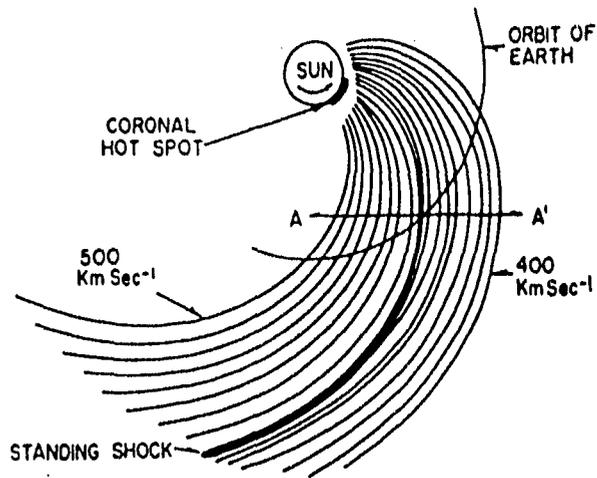


Figura 12.- Un modelo plausible de una onda de choque estacionaria generada por un mancha solar caliente y su efecto sobre la radiación cósmica (Rao U.R., 1972).

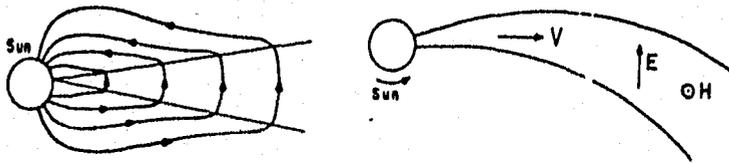


Figura 13.- Haz de plasma solar con campo magnético congelado, de acuerdo a Alfvén. Izquierda, sección a través de un meridiano. Derecha, sección sobre la eclíptica (Loockwood J.A., 1971).

las observaciones experimentales.

- 1.- La magnitud de los decrecimientos para las partículas de la radiación cósmica con $R \geq 1$ GV puede exceder un 20% y la fase de decrecimiento puede durar hasta 10 días.
- 2.- Grandes Forbush no recurrentes están caracterizados por un impulso inicial muy empinado. La razón de decrecimiento inicial, observada en monitores de neutrones a altas latitudes, muchas veces es del 2%/hr, y ocasionalmente un 5%/hr.
- 3.- Decrecimientos Forbush con magnitudes mayores que el 5%, registrados por monitores de neutrones con $R \geq 1$ GV usualmente están precedidos por el SCC de tormentas magnéticas.
- 4.- Los grandes Fds usualmente ocurren de 24 a 60 hr después de grandes ráfagas solares y son subsecuentes eventos de absorción en los casquetes solares (tipo III). Predominantemente estas ráfagas solares están localizadas en la región este o central del Sol.
- 5.- Las magnitudes de los Fds son mayores cuando las ráfagas ocurren en el limbo este solar.
- 6.- La extensión espacial de la región de modulación del decrecimiento Forbush está probablemente cercana a 0.5 UA, en la órbita de la Tierra.
- 7.- La dependencia del cambio fraccional en el espectro de rayos cósmicos primarios con la rigidez ($R \geq 0.3$ GV) es probablemente distinta a la variación de 11 años. Esta es menos dependiente de la rigidez y se extiende hasta grandes rigideces (50 GV). Es posible que la dependencia con la rigidez cambie durante el ciclo solar.
- 8.- Anisotropías pronunciadas se observan cerca del impulso inicial y posteriormente durante el decrecimiento Forbush. Estas anisotropías son tanto paralelas como perpendiculares al plano de la eclíptica.
- 9.- Los inicios de los impulsos iniciales de los Fds se observan de 30 a 70° O de la línea Tierra Sol, la cual es la dirección del campo magnético interplanetario cerca de la Tierra.
- 10.- Incrementos precursores pueden preceder a algunos Fds pero

usualmente se ocultan por las anisotropías del impulso inicial.

11.- La recuperación de la mayoría de los Fds se puede describir aproximadamente por una ley exponencial.

12.- Algunos Fds son recurrentes y la dependencia con la rigidez es esencialmente la misma para los Forbush recurrentes que para los no recurrentes.

En lo que sigue revisaré algunos de los modelos que describen y explican los decrecimientos Forbush.

4.3.- Modelo de Alfvén y Dorman.

La fuerte correlación entre los comienzos súbitos de tormentas magnéticas y decrecimientos Forbush sugieren un origen común para ambos fenómenos. Tal origen se encuentra en el viento solar.

La llegada de una nube de plasma solar puede iniciar las tormentas magnéticas, auroras y apagones de radio, o bloqueos en las radiocomunicaciones. Todos estos eventos usualmente están asociados con grandes decrecimientos Forbush. Tales nubes transportan campos magnéticos ordenados (Alfvén y Fälthamar, 1963) y el movimiento de estas nubes de plasma magnetizado induce campos eléctricos. En un sistema de coordenadas en reposo con respecto al sistema solar representemos a los campos eléctrico y magnético por \vec{E} y \vec{B} . Usando las transformaciones de relatividad especial para los campos eléctrico \vec{E}' y magnético \vec{B}' , en un sistema que se mueve, con velocidad \vec{V} , con respecto al sistema solar y recordando que las componentes paralelas a \vec{V} permanecen invariables, las componentes perpendiculares en el espacio libre se transforman como :

$$\vec{E}' = \gamma [\vec{E} + (\vec{V}/C) \times \vec{B}]$$

$$\vec{B}' = \gamma [\vec{B} - (\vec{V}/C) \times \vec{E}], \quad \gamma = \sqrt{1 - (V/C)^2} \quad \text{---(3)}$$

Debido a que la conductividad del plasma en el espacio libre es muy grande, $\vec{E} \cong \vec{0}$. Además, la velocidad del plasma solar es muy

pequeña comparada con la velocidad de la luz. Por tanto las ecuaciones (3) se reducen a :

$$\vec{E} \cong -(\vec{V}/C) \times \vec{B}, \quad \vec{B}' \cong \vec{B} \quad \text{----(4)}$$

A partir de estas ecuaciones Alfvén (1954) fue el primero en sugerir que las variaciones de los rayos cósmicos eran debidas a las pérdidas de energía producidas por el campo \vec{E} asociado con el haz de plasma. Un campo \vec{B} de $\cong 10 \gamma$ con una rapidez del plasma de 300 Km/s produce un campo eléctrico de 4.5×10^8 V/UA. Por ejemplo una nube de plasma de un ancho de alrededor de 0.5 UA, a la altura de la órbita de la Tierra tendrá un potencial de $\cong 200$ Mv.

El modelo de Alfvén y Dorman se basa en que la componente perpendicular a la eclíptica del campo magnético es mucho mayor que la componente paralela, lo cual generalmente no se observa. Sobre la base de este modelo Dorman (1957) realizó cálculos de los cambios en la intensidad de los rayos cósmicos producidos por estas nubes, figura 13; estos cálculos predicen pérdidas de energía de 0.21 a 1.06 GeV, que está cerca del orden de magnitud correcto. Sin embargo, existen dos dificultades principales con este modelo. Primero, la modulación es semejante al de un campo eléctrico estático el cual es dependiente de la carga. Las observaciones experimentales son consistentes con una independencia de carga para el mecanismo de modulación. Segundo, para que el campo eléctrico produzca una pérdida de energía promedio neta para todos los decrecimientos Forbush, el campo magnético perpendicular siempre debe de estar dirigido hacia el norte, suponiendo que los rayos cósmicos corrotan con el viento solar. El campo \vec{B} perpendicular no siempre se observa en este sentido.

El campo magnético congelado en el haz de plasma tiene un efecto importante sobre la intensidad de rayos cósmicos registrada en la Tierra cuando ésta se encuentra envuelta por el haz. Las partículas de la radiación cósmica que se mueven de manera perpendicular al campo \vec{B} pueden llegar a la Tierra cuando se

encuentra en el centro del haz, sólo si su rigidez R , es mayor que:

$$R_{\min} = 75 Bl \quad \text{---(5)}$$

donde l es la distancia a través del haz de plasma. Para partículas con una rigidez ligeramente mayor que R_{\min} sólo ciertas direcciones son permitidas. La exclusión de partículas cerca de la rigidez mínima así como la desaceleración, contribuyen al decrecimiento de la intensidad de rayos cósmicos en la Tierra. Para una estructura como la de la figura 13, el decremento en la intensidad por arriba de R_c en la Tierra debido al corte magnético en el haz se puede representar como en la figura 14, (Sandström, 1965).

El efecto de desaceleración, el cual se incrementa cuando el haz se mueve a través de la Tierra, se agrega al perfil de la intensidad debido al efecto del corte magnético para producir un perfil de la intensidad como se muestra en la figura 14. El modelo predice que los comienzos súbitos de las tormentas geomagnéticas empiezan cuando la frontera del plasma entra en contacto con la magnetósfera. El efecto Forbush ocurre poco tiempo después de que la Tierra queda envuelta por el haz, con grandes anisotropías en la radiación cósmica cerca del impulso inicial en la Tierra.

Las diferencias en los perfiles en la intensidad de rayos cósmicos durante Fds se explican en términos de las distintas maneras en que la Tierra entra al haz de plasma y por las variaciones en la velocidad del viento solar en la Tierra (Dorman, 1957, 1963). Debido a que la Tierra no está usualmente en el centro del haz, el decrecimiento en la intensidad está fuertemente determinado por la distancia más corta entre la Tierra y el borde del haz, la naturaleza del perfil depende de cómo la distancia varía con el tiempo.

Dorman (1963) calculó cómo el cambio fraccional en las razones de conteo para monitores de neutrones dependen de la velocidad del plasma solar, la intensidad del campo magnético, y

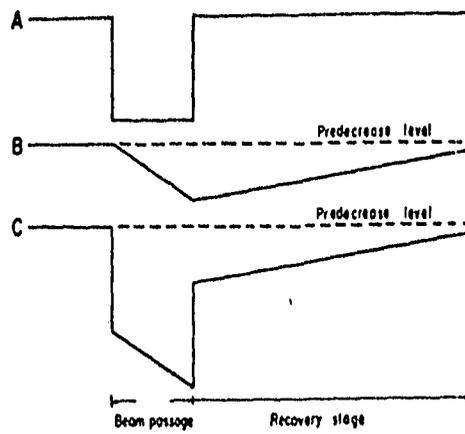


Figura 14.- (A) Decrecimiento en la intensidad debido al corte magnético para RC. (B) Decrecimiento en la intensidad de RC por pérdida de energía. (C) Suma de los decrecimientos debidos a (A) y (B) (Lockwood J.A., 1971).

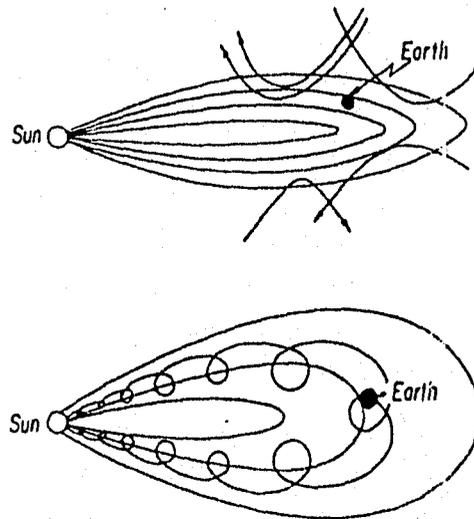


Figura 15.- Modelo de lengueta magnética del campo magnético interplanetario. Se indica en la figura la deflexión de los rayos cósmicos galácticos y el atrapamiento de partículas solares (Lockwood J.A., 1971).

la manera en la cual el haz de plasma envuelve a la Tierra. El perfil del decrecimiento generalmente depende de la velocidad radial del plasma solar, y una lenta recuperación es atribuible al pequeño campo B en la porción retardada del haz.

Existen varias objeciones a este modelo. Primero, ningún intento se hizo para considerar movimientos de partículas a lo largo del campo lo cual resulta en una deriva a través de las líneas del campo que puede modificar los resultados. Segundo, el ajuste de los datos depende en gran medida de un factor arbitrario que representa la fracción de partículas que han sufrido modulación. Tal modelo de campo magnético regular produce una dependencia con la rigidez constante en el rango $2 < R < 50$ Gv. Tercero, el modelo sugiere que siempre que haya campos magnéticos fuertes que envuelvan a la Tierra se deben observar decrecimientos Forbush. Esto es contrario a la observación. Cuatro, el modelo requiere un campo magnético perpendicular a la eclíptica, el cual no se observa.

4.4.- Modelo de Gold.

Una variación en el modelo de haz de Dorman fue sugerida por Gold (1960). La configuración del campo magnético interplanetario determinada por el campo solar, originado en algunas regiones activas, es esencialmente la de un dipolo cerca de la Tierra, figura 15. Es concebible que las líneas de campo magnético eventualmente se alejen del Sol, e incluso alcancen la órbita de la Tierra. Por lo tanto, las partículas de rigidez baja pueden ser excluidas de las regiones interiores de la "lengüeta magnética", excepto aquellas que pueden ser dispersadas sobre las líneas de campo. Para rigideces altas la naturaleza dipolar del campo se puede usar para determinar la rigidez máxima y la mínima para la llegada a la Tierra de partículas de rayos cósmicos. De la teoría de Störmer éstas son:

$$R_{\max} = 300 M/R_E^2, \quad R_{\min} = 0.19 R_{\max} \quad \text{----(6)}$$

Las direcciones de llegada para R_{\max} y R_{\min} están separadas 180° y son perpendiculares a la línea Sol-Tierra. Para un momento dipolar de $2.5 \times 10^{-34} \text{ Gcm}^3$ todas las partículas con $R < 4 \text{ GV}$ serán excluidas y una variación diaria resultará para partículas con $4 < R < 30 \text{ GV}$. Esta gran variación diaria no es usualmente observada. Además, para $4 < R < 30 \text{ GV}$, el modelo no predice ninguna dependencia con la rigidez; esto no está de acuerdo con la observación.

Quenby (1967) extendió el modelo para incluir pequeñas inhomogeneidades dentro de la lengüeta magnética para dispersar a las partículas y reducir las anisotropías. Para que tal modelo sea efectivo la Tierra debe de estar dentro de la lengüeta durante el decrecimiento.

4.5.- Modelo de Parker. ("Blast-Wave", onda de ráfaga)

Parker (1963) propuso la producción de una onda de choque u onda de ráfaga (Blast-Wave) como un mecanismo para reducir la intensidad de rayos cósmicos en la Tierra durante un decrecimiento Forbush. Como un resultado de la alta temperatura coronal la única manera de disipar la energía coronal es por un flujo continuo del material solar. La temperatura de la corona es de cerca de $6 \times 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$, y puede producir un viento solar con una rapidez de 350 Km/s . Sin embargo, después de una gran ráfaga solar cuando la temperatura coronal se incrementa muy rápidamente en un tiempo corto, hay una rápida explosión hacia afuera de la corona. La súbita inyección de viento rápido resultante empuja al lento, manteniendo delante del viento una onda de ráfaga con un frente de choque. La formación de esta onda de choque se ilustra en la figura 16. Como un resultado de la explosión solar, el campo magnético espiral normal en el viento lento se comprime en la onda de ráfaga por un factor cercano a 10. Tal campo magnético fuerte, restringe la entrada de los rayos cósmicos a la región que se expande por detrás de la onda ráfaga.

Sobre la base de este modelo Parker (1963) calculó la razón de la densidad de rayos dentro de la región de expansión atrás de la onda de ráfaga a la del frente de esta región, el resultado fue:

$$n'/n \approx 1-4fv/w \quad \text{---(7)}$$

el factor f es la compresión del campo magnético y es igual al factor por el cual los rayos cósmicos están restringidos para entrar a la región detrás del frente, v es la velocidad de la onda de ráfaga, y w es la velocidad de los rayos cósmicos.

Este modelo predice una rápida reducción en la intensidad de rayos cósmicos extendiéndose a energías altas con una dependencia en la rigidez muy plana para $R \geq 1$ GV. Por ejemplo, un frente de choque con una anchura de 0.05 UA viajando a una velocidad de 1000 Km/s deberá pasar por la Tierra en menos de dos horas produciendo una rápida reducción en la intensidad de rayos cósmicos. La razón de recuperación puede ser rápida o lenta, dependiendo de la trayectoria libre media para dispersión. Es importante notar que este modelo hace un uso mucho más eficiente del campo magnético, que los modelos de campo desordenado.

La onda de ráfaga se puede extender y reentrar al Sol para formar lazos (loops) cerrados del campo magnético solar. Esto puede producir una lengüeta o botella magnética semejante a la propuesta por Gold con esencialmente los mismos resultados.

Quenby (1967) discutió el modelo de Parker mostrando que en ausencia de dispersión la onda de ráfaga produce una variación diaria en la Tierra para partículas que se mueven en el campo magnético interplanetario bajo la aproximación adiabática, este efecto proviene del hecho que la distribución de flujo isotrópica en el frente es reducido al pasar a través del campo magnético regular en cualquiera de las dos direcciones una cantidad proporcional al ángulo sólido permitido. Para producir la isotropía necesaria se debe de introducir alguna dispersión. El efecto de la dispersión permite que las partículas que vagan alrededor, por mucho tiempo, del espacio fase permitido llenen las direcciones prohibidas e igualan las intensidades de rayos cósmicos en el frente y atrás de la onda ráfaga.

Quenby también mostró que para este modelo la intensidad de rayos cósmicos no puede estar deprimida por más de dos semanas. Durante este tiempo, para una velocidad de la onda de ráfaga de

1000 Km/s, el frente debe de haber avanzado una distancia de 8 Km. Esta distancia es tan grande que los efectos de dispersión pueden ser despreciables.

4.6.- Modelo de campo desordenado.

Morrison (1956) sugirió que nubes magnéticas turbulentas eyectadas de las regiones activas solares eran las responsables de los decrecimientos Forbush. La nube, inicialmente exenta de rayos cósmicos galácticos, se expande en el espacio interplanetario y se llena con rayos cósmicos. La reducción fraccional de la intensidad a una rigidez R se puede escribir cómo:

$$\delta J(R)/J_0(R) = \exp(-\pi^2 \lambda w t / 3r_0^2) \quad \text{---(8)}$$

en donde $\lambda(R)$ es la trayectoria libre media para dispersión, w la velocidad de la partícula y r_0 el radio de la nube. Por ejemplo, el tiempo que tarda la nube en llegar desde el Sol a la Tierra es de cerca de 10^5 s, durante el cual se llena con rayos cósmicos. Si $\lambda = 6 \times 10^{10}$ cm a $R=10$ GV, B deberá ser mayor que 5×10^{-4} G para asegurar que el radio de Larmor sea menor que la trayectoria libre media.

El modelo de Morrison desprecia la acción convectiva de las irregularidades magnéticas que se mueven hacia afuera. Parker (1963) incluyó el movimiento de tales irregularidades, él encontró que la densidad de rayos cósmicos con rigidez R a una distancia r del Sol está dada por :

$$n(r,R) = n_0(\rho_0,R) \exp\{-3v(r-\rho_0)/\lambda w\} \quad \text{---(9)}$$

aquí ρ_0 es la distancia más allá de la cual los centros dispersores son inefectivos, v es la velocidad de los centros dispersores con respecto a un sistema de referencia fijo en la Tierra, w y λ se definen cómo en la ecuación (8). Sin embargo, este análisis sólo es válido en una situación de estado estacionario; la situación transitoria es más difícil. Hay dos

casos importantes en el caso transitorio que dependen de la razón de expansión de la nube. Primero, si la nube se expande súbitamente a un tamaño de 1 UA, y luego lentamente, hay poca difusión hacia el interior de la nube durante la expansión rápida, y la difusión toma lugar esencialmente en una situación estacionaria. El impulso inicial del decrecimiento Forbush ocurre durante la expansión inicial, y la recuperación es el resultado de la difusión. El otro caso ocurre con una expansión lenta. Entonces, tanto la expansión como la difusión ocurren simultáneamente.

Para el caso de una expansión inicial rápida el decrecimiento Forbush se muestra en la figura 17. El tiempo de recuperación se puede incrementar o disminuir ajustando el tamaño final de la nube y $\lambda(R)$.

Laster et. al. (1962) aplicaron el mecanismo de una nube de gas turbulenta expandiéndose hacia afuera del Sol para explicar las características más importantes de un decrecimiento Forbush. Ellos evaluarón la pérdida de energía de los rayos cósmicos, el atrapamiento en la nube magnética en expansión, y cómo los rayos cósmicos colisionan con los centros dispersores magnéticos, el proceso de pérdida de energía se refiere a una desaceleración difusiva. La forma explícita de la intensidad de rayos cósmicos a una distancia r del Sol, para una rigidez R está dada por:

$$N(R, r)/N_0(R) = 1 - K(t)/R + O(K/R^2) \quad \text{---(10)}$$

en donde $K(t) = 12vS(t)b(t)f/\pi^2w$, $K/R \ll 1$ ---(11)

$$f(r/S) = 7.35\{1-(r/S)\}^{5/2}, \quad \text{---(12)}$$

y $S(t) = vt$, f en la ecuación (11) y (12) es la misma. El cambio en la intensidad es el resultado de tres efectos: desaceleración, difusión y convección, suponiendo que los rayos cósmicos tienen un espectro de rigidez de la forma cR^{-2} . Para rigideces bajas ($K \approx 1$, $R > 5$ Gv) la dependencia de rigidez de la modulación se aproxima a

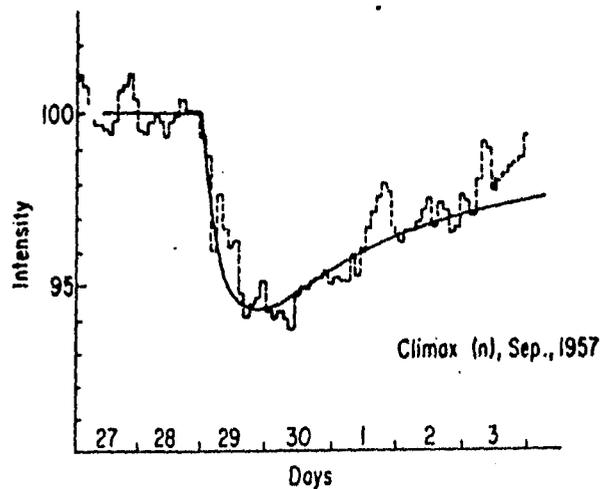


Figura 18.- Comparación del modelo de desaceleración difusiva con el Fd, ocurrido en septiembre de 1957, y registrado en Climax (Laster et.al, 1962).

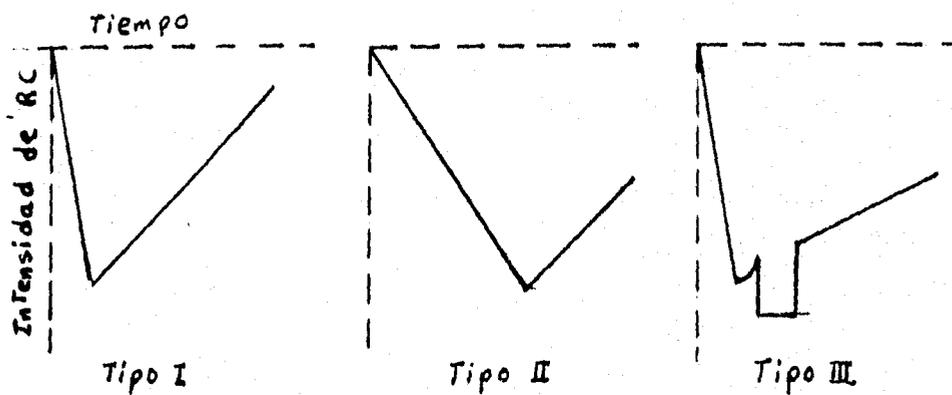


Figura 19.- Representación esquemática de tres tipos de decrecimientos Forbush (Nagashima et. al., 1990).

$1 - K/R + K_2/R^2$. Tal dependencia en la rigidez está de acuerdo con las observaciones. La dependencia temporal de la modulación es más sorprendente, figura 18. Este ejemplo para una nube cuyo centro permanece en el Sol, supone $S=vt$ y $BS^2=\text{cte}$. El aspecto notable es la asimetría en las fases de decrecimiento y recuperación. La magnitud de los decrecimientos predichos puede ser de $\approx 5\%$ para $B \approx 10^{-4} \text{G}$, $S \approx 1 \text{ UA}$, y $t \approx 2$ días, donde t es el tiempo medido a partir del nacimiento de la nube en el Sol. Esto puede ser aplicable sobre un intervalo de rigidez de $0.5 < R < 30 \text{ GV}$. Debido a que todas las partículas se suponen relativistas y λ es proporcional a la rigidez, la modulación de todas las componentes de carga es la misma.

4.7.- Modelo para explicar "fosos y picos" en decrecimientos Forbush..

Nagashima et. al. (1990) estudiaron la relación de los decrecimientos Forbush con la variación de los parámetros del plasma interplanetario, la velocidad del viento solar v , la densidad de iones N_1 , la temperatura de iones T_1 , el campo magnético B y sus componentes. Además de estos parámetros, Nagashima et al tomaron en consideración la dispersión σ y la dispersión de las componentes del campo B , en un intervalo de tiempo de una hora. Encontraron que éstos juegan un papel importante para el desarrollo del decrecimiento Forbush. Si el campo magnético B es fuerte y su dispersión es muy pequeña dentro de un intervalo de una hora (τ), el campo se puede considerar como no perturbado y uniforme, de tal forma que los rayos cósmicos con una rigidez menor que $cBv\tau/2$ pueden girar en la región sin sufrir colisiones con irregularidades magnéticas. Suponiendo que $B=20 \text{ nT}$ y $v=450 \text{ Km/s}$, el límite superior de rigideces de $\approx 5 \text{ GV}$. Como los rayos cósmicos responsables de un F_d observables en monitores de neutrones a altas latitudes geomagnéticas tienen una rigidez media de $\approx 7 \text{ GV}$, la mayoría, se supone, deberán de ser fácilmente atrapados en una región estrecha de campo atravesada en el viento solar, en un tiempo de tres horas. De lo contrario, si la

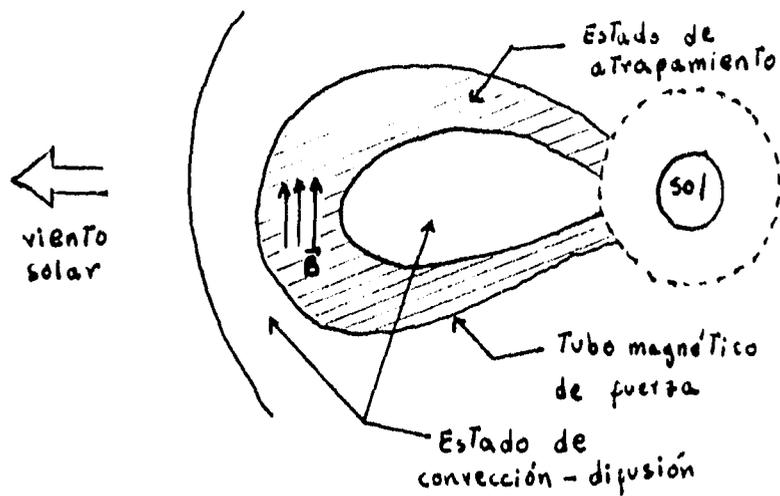


Figura 20.- Configuración del tubo magnético de fuerza correspondiente a una variación en la intensidad de tipo foso en un decrecimiento Forbush (Nagashima et. al. 1990).

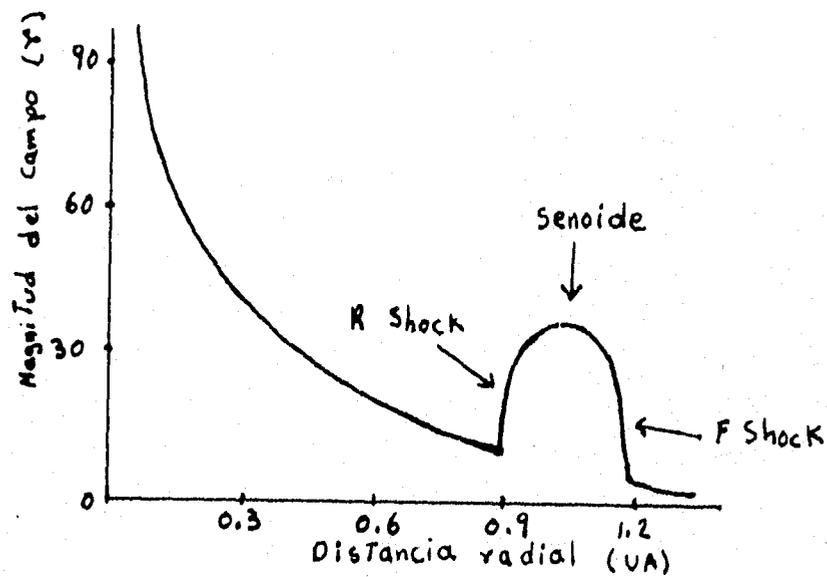


Figura 21.- Modelo de campos magnéticos. Se muestran los campos espirales de Parker fuera del choque y una dependencia semisenoidal dentro del choque. B_{max} en la interface es aproximadamente seis veces mayor que el campo espiral (Thomas B.T. & Gall R., 1982).

dispersión es muy grande en la región, los rayos cósmicos se encontraran, se supone, en un estado de difusión-convección. A este respecto, la magnitud de la dispersión σ en una hora juega un papel importante para determinar cuándo los rayos cósmicos están en un estado de atrapamiento o en un estado de convección-difusión durante el período de un Fd.

El perfil temporal de un decrecimiento Forbush ríguosamente se puede clasificar en tres tipos cómo se muestra en la figura 19.

Los tipos I y II con la fase inicial de decrecimiento agudo y gradual son estándares y se pueden interpretar cómo resultado de la convección-difusión que sufren los rayos cósmicos que se encuentran en una onda de choque MHD, causada por la erupción de una ráfaga solar (Parker, 1963). En el caso del tipo III, el perfil tiene un foso de tipo U con una caída y subida empinadas. En algunas ocasiones se pueden observar también picos en lugar de fosos. Tales caídas y subidas empinadas de la intensidad son difíciles de ser atribuidas a la difusión-convección convencional en el campo magnético interplanetario perturbado.

El foso y el pico son producidos en una región de campo magnético no perturbado, intenso y uniforme, dirigido perpendicularmente a la velocidad del viento solar.

Como el campo magnético en la región de atrapamiento es muy fuerte y su dispersión σ es muy pequeña, suponemos que los rayos cósmicos están confinados en un tubo de fuerza magnético, sin sufrir colisiones con irregularidades magnéticas. La rigidez límite de los rayos cósmicos se estima cómo de 30 GV y en promedio el tiempo de duración media del estado de atrapamiento cómo de 8 horas. Del tiempo de duración media se puede estimar la extensión radial promedio de la sección transversal del tubo de fuerza magnético cómo de cerca de 0.1 UA, a la órbita de la Tierra. La extensión transversal de la sección atrasada, se supone que, está limitada; en otras palabras, las fuertes barreras magnéticas contra la entrada de los rayos cósmicos no cubren toda la superficie de la onda de choque. De otra manera, no podríamos

observar un recuperamiento súbito del estado de atrapamiento. por lo tanto, el recuperamiento abrupto del estado de atrapamiento debe de ser interpretado cómo un resultado de que los rayos cósmicos han penetrado en la región trasera de la fuerte barrera magnética a través de una región con campo débil o perturbado, antes de llegar a la región de la órbita de la Tierra.

La existencia de rayos cósmicos de baja densidad confinados en el tubo de fuerza magnético correspondientes a una variación en la intensidad de forma de foso, sugiere que el tubo de fuerza magnético fue producido en la superficie solar o cerca del Sol y ha sido transportado por el viento solar en un estado congelado. El confinamiento de los rayos cósmicos de baja densidad se ilustra en la figura 20. Los extremos (pies) del tubo de fuerza magnético deben de estar conectados en alguna parte de la región interna, en donde la densidad de rayos cósmicos es siempre baja.

El pico en el decrecimiento Forbush también ocurre en la región de atrapamiento, debido a que la densidad de los rayos cósmicos depende de la densidad en la región de la fuente. los fosos y picos están asociados con el siguiente estado del campo magnético interplanetario; $|B_x| \ll B, |B_y| \gg 1$

$$\text{y/o } |B_z| \gg 1, E_B/E_1 \gg 1 \quad \text{----(12)}$$

en donde E_B/E_1 es la razón de la energía magnética a la energía térmica de los iones. Es importante notar que lo inverso de las anteriores afirmaciones no siempre es verdadero, es decir, el anterior estado del campo magnético interplanetario no siempre está asociado con fosos o picos.

4.8. - Modelo de simulación de un decrecimiento Forbush.

El método usado por Gall y Thomas (1981) consistió en integrar numéricamente la ecuación diferencial de movimiento para protones moviéndose en un modelo de campo magnético heliosférico y campos eléctricos de convección, $d\vec{p}/dt = e(\vec{v} \times \vec{B} + \vec{E})$. La dispersión por pequeñas perturbaciones se introdujo imponiendo pequeñas

deflexiones angulares, de tal forma que se obtuviera la trayectoria libre media deseada. La intensidad de rayos cósmicos se infirió por la aplicación del teorema de Liouville bajo la suposición que cada partícula representa una muestra de la función de distribución instantánea. Para cada partícula que llegó a 1 UA; con direcciones aleatorias, los autores determinaron: 1) La energía que tenía la partícula inicialmente en la frontera; 2) La intensidad asociada en la frontera suponiendo una ley potencial en la energía total, con un índice espectral de -2.6; 3) Una estimación de la intensidad isotrópica a 1 UA, por la aplicación del teorema de Liouville.

El modelo usó campos Parkerianos fuera del choque y campos aumentados entre los choques. Estos se ilustran en la figura 21. La figura 22 muestra el modelo y la trayectoria de la partícula cuando el choque ha pasado más allá de la Tierra. Antes de que el choque llegue a la Tierra las partículas llegan relativamente libres a la Tierra. Una vez que el choque está más allá de 1 UA las partículas que llegan a la Tierra tienen una historia temporal muy distinta y han gastado, en promedio, mayor tiempo en la heliósfera interna.

La figura 23 muestra el perfil de intensidad contra el tiempo determinado para protones de 5 GV con un coeficiente de difusión de $3 \times 10^{23} \text{ cm}^2/\text{s}$. De la figura podemos apreciar que los decrecimientos ocurren en pocas horas, cuando el choque pasa la Tierra. La recuperación se alcanza aproximadamente nueve días después cuando el choque se ha movido hasta 4 UA. La máxima reducción de intensidad ocurre justo después de que el choque pasó a la Tierra, en este caso el decrecimiento es de aproximadamente el 7%.

La tabla IV-2 presenta los decrecimientos de máxima intensidad para partículas con diferentes coeficientes de difusión y de rigideces 5 y 10 GV.

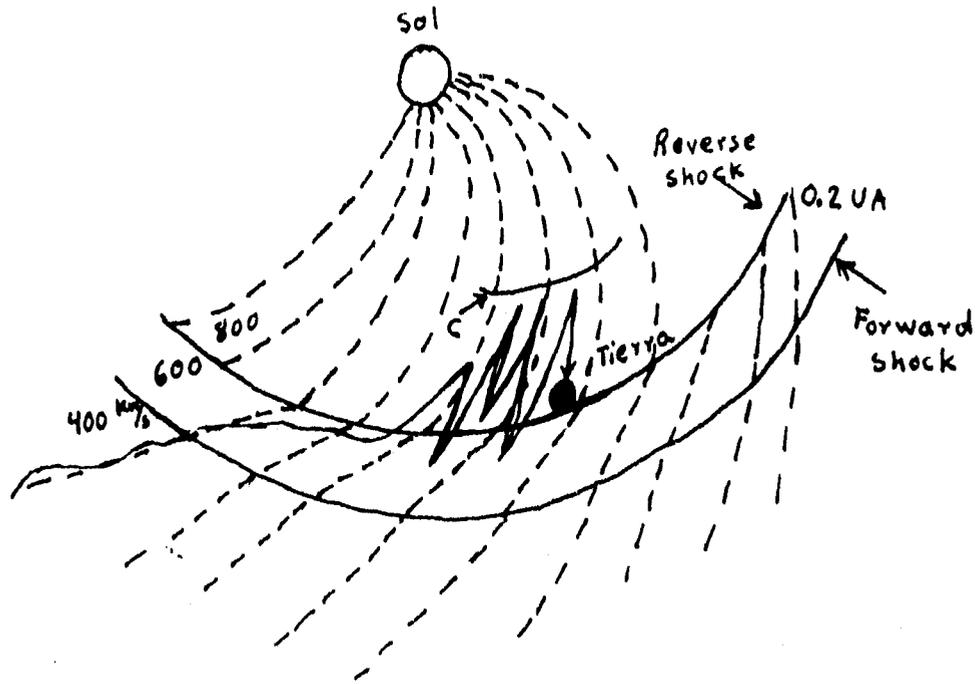


Figura 22.- Proyección en el plano ecuatorial del modelo hemisférico de la región de compresión, por una ráfaga, acotada por choques inverso y frontal, la región de contención C y una trayectoria esquemática de la partícula (Thomas B.T. & Gall R., 1982).



Figura 23.- Perfil de intensidad contra tiempo para protones de 5 Gv que llegan a la tierra (Thomas B.T. & Gall, 1982).

TABLA IV-2

Dependencia de la máxima reducción de intensidad sobre la rigidez de la partícula y coeficientes de difusión (Gall y Thomas, 1981).

KII cm ² /s	5 GV	10 GV
3x10 ²³	7.43±0.19%	5.74±0.26%
1x10 ²³	10.36±0.24%	7.23±0.37%
3x10 ²²	22.86±0.69%	13.53±0.54%

De la tabla IV-2 se desprende que la magnitud del efecto depende tanto de la rigidez así como de la trayectoria libre media. A 5 GV ráfagas aisladas producen decrecimientos Forbush de poca reducción. Esto tiende a favorecer el argumento de coeficientes de difusión grandes.

Las conclusiones de Gall y Thomas (1981) fueron las siguientes; La causa principal de la reducción es un incremento en el enfriamiento adiabático de las partículas que llegan a la Tierra, debido al atrapamiento prolongado detrás del campo comprimido de la onda de choque inducida por la ráfaga solar. Los mecanismos de aceleración en el choque parecen no ser importantes para los resultados. Los grandes decrecimientos calculados para coeficientes de difusión pequeños son inconsistentes con la observación y esto habla en favor de grandes trayectorias libres medias.

Una falla de este método es que es imposible estimar el efecto del barrido dinámico de las partículas por la onda de choque que se aleja del Sol. Este proceso viola la suposición de estado estacionario hecha al usar el teorema de Liouville.

4.9.- Decrecimientos Forbush y tormentas de rayos cósmicos detectados en la Cd. de México durante 1990.

Enero.- No existen decrecimientos Forbush, la intensidad en la radiación cósmica del 1^o al 11 de enero parece ser parte de la etapa de recuperación de un Fd o una tormenta de rayos cósmicos

(RCS).

Febrero.- El día 13 inicia un Fd, el onset ocurre a las 0:00 hr TU, y fue un pequeño incremento de aproximadamente 0.8%. El decrecimiento máximo ocurre a las 16.00 hr TU. La pendiente para este decrecimiento fue: $m = \Delta I / \Delta t = -2\% / 16\text{hr} = -0.125\% / \text{hr} \text{ --(14)}$

En la fase de recuperación ocurre un incremento de aproximadamente 1.4% a las 8:00 hr TU del día 15. En la clasificación de Nagashima et. al.(1990) este primer Forbush es del tipo III. Posteriormente, aproximadamente a las 12:00 hr TU del día 17 ocurre un Fd de aproximadamente 1.7% de amplitud, cuyo mínimo ocurre a las 0:00hr del día 18. La pendiente de la fase de decrecimiento fue $m = -0.142\% / \text{hr}$. En los días subsecuentes la intensidad entra en la etapa de recuperación. Realmente el primer Fd marca el inicio de una tormenta de rayos cósmicos.

Marzo.- Los primeros días de marzo del 1^o al 12 tenemos un nivel, más o menos constante con fluctuaciones hasta del 1%, pero el día 13 a las 0:00hr TU inicia un Fd. El mínimo ocurrió a las 8:48 hr TU del día 13. Cabe mencionar que el día 12 a las 18:00hr ocurrió un predecrecimiento de 1.28%. El decrecimiento tuvo una amplitud de 3.1% y una pendiente de $-0.35\% / \text{hr}$.

La etapa de recuperación fue bastante limpia alcanzándose el nivel del predecrecimiento el día 15 a las 0:00hr TU tardando un tiempo de 39.2hr.

El día 19 a las 0:00hr TU inicia un Fd con una amplitud de 5%, el mínimo ocurrió a las 14:00hr TU del día 22. La pendiente del decrecimiento fue $-0.058\% / \text{hr}$. Este Fd tuvo una fase de decrecimiento muy lenta de 86hr.

En la fase de recuperación de este segundo Forbush ocurre un pequeño foso el día 22. Este segundo Forbush es del tipo III, en la clasificación de Nagashima et. al.(1990). También en la fase de recuperación del segundo Forbush ocurre una fuerte bajada de 4.3%, con respecto al nivel de tres días anteriores, tal decrecimiento ocurrió el día 30 a las 8:00hr TU; el mínimo se presentó a las 8:00hr TU del día 31, recuperándose muy rápido el mismo día 31 a las 18:00hr TU. Este Fd del tipo V es parte de una tormenta de

rayos cósmicos iniciada el día 19.

Abril.- El día 8 a las 0:00hr TU inicia un Fd. Este decrecimiento es muy irregular; de hecho los días anteriores al decrecimiento son muy irregulares en la intensidad de rayos cósmicos. Esta caída en la intensidad de la radiación cósmica es parte de la tormenta de rayos cósmicos iniciada el día 19 de marzo. El mínimo no se puede ubicar porque el día 10 no se registraron datos por fallas en el equipo de adquisición de datos. Sin embargo, revisando los datos de estaciones de detección de rayos cósmicos del hemisferio norte, en particular de Deep River, Goose Bay y Inuvik (Wilson M.D. & Bercovitch M, 1992) podemos apreciar que la amplitud del decrecimiento fue del 5%.

Mayo.- El día 20 a las 0:00hr inicia un decrecimiento bastante irregular; de hecho los días precedentes son muy irregulares. El mínimo tiene una amplitud de 3%, el cual se alcanzó el día 22 a las 8:00hr TU. La pendiente de dicha caída fue de $-0.054\%/hr$. En las gráficas mensuales de la intensidad de rayos cósmicos de las estaciones de Deep River (1.44 GV de rigidez umbral), Goose Bay (0.64 GV) y Inuvik (0.17 GV) el día 22 se aprecia un pico de 5.5% de amplitud, en la gráfica de la intensidad de rayos cósmicos de la estación de la Cd. de México también se aprecia un pico de 1.5% de amplitud, dicho pico se confunde con las fluctuaciones de la intensidad. Por tanto, podemos atribuir este pico a protones solares, debido a que la Cd. de México tiene una rigidez umbral mayor (8.6 GV) que las estaciones canadienses. Es interesante notar que durante la fase de recuperación, el día 24 aparece un pico atribuido a neutrones solares. Este fenómeno se tratará con más detalle en el siguiente capítulo.

El día 29 a las 4:00hr TU ocurrió una caída de 2.4% y un pico (Fd tipo III, en la clasificación de Nagashima et. al.(1990)). Estos fenómenos son también parte de la tormenta de rayos cósmicos iniciada el 19 de marzo.

Junio.- Aunque la intensidad de rayos cósmicos es muy irregular, en este mes sólo ocurre un decrecimiento Forbush en forma de hamaca, es decir una tormenta de rayos cósmicos del tipo V.

Iniciada a las 6:00hr TU el día 12, con una caída muy irregular, alcanza su valor mínimo a las 4:00hr TU el día 15, la amplitud entre la intensidad media anterior al decrecimiento y el mínimo fue de 3.4%. Este fenómeno está enmarcado dentro de la SCR del 19 de marzo.

Julio.- Este es un mes bastante irregular con dos caídas en la intensidad de rayos cósmicos, menores o iguales al 2% iniciadas los días 4 y 10. Estos fenómenos aún son parte de la SCR del día 19 de marzo.

Es interesante notar que el día 18 se alcanza el 100% de la intensidad de la radiación cósmica, que corresponde al valor anterior a la tormenta de rayos cósmicos del día 19 de marzo, es decir este día marca el final de esta SCR.

El día 28 a las 2:00hr inicia una caída bastante brusca. La amplitud de ésta fue de 2.75%. El mínimo se alcanza el mismo día 28 a las 8:00hr. Por tanto la pendiente de este Fd fue $m=-0.46\%/hr$. Observando las graficas de la intensidad porcentual del mes de agosto, podemos apreciar que ésta caída inicia el desarrollo de una tormenta de rayos cósmicos del tipo III.

Agosto.- Ocurre un Fd dentro de la tormenta de rayos cósmicos iniciada el día 28 de julio. Tal decrecimiento Forbush ocurrió a las 6:00hr TU el día primero, alcanzando su mínimo a las 14:00hr TU del día 2. La amplitud del decrecimiento fue de 2.8%. Por tanto la pendiente de decrecimiento fue de $m=-0.088\%/hr$. El nivel de predecrecimiento se alcanzó a las 6:00hr TU el día 6.

Otro FD ocurre el día 15 a las 17:00hr TU, de amplitud 2.6%, el mínimo ocurrió a las 16:00hr TU el día 16; la pendiente de este decrecimiento fue de $m=-0.113\%/hr$. En la fase de recuperación ocurre un foso el día 21, en la clasificación de Nagashima et. al. (1990), este es un Forbush de tipo III. En la clasificación de SCR éste es del tipo V, de amplitud pequeña 1.875%. El nivel de predecrecimiento ocurre a las 18:00hr TU el día 20.

Otro fenómeno que se asemeja a una SCR de tipo V ocurrió el día 26 a las 2:00hr TU de 3% de amplitud.

Septiembre.- En este mes no ocurrió algún decrecimiento Forbush o

alguna tormenta de rayos cósmicos.

Octubre.- El día 9 inicia una caída en la intensidad de rayos cósmicos, la amplitud fue del 2%. He tomado el criterio de considerar un decrecimiento Forbush si la caída tiene una amplitud mayor del 2%. Por tanto, este fenómeno no lo considero un Fd; sin embargo tiene una duración de seis días.

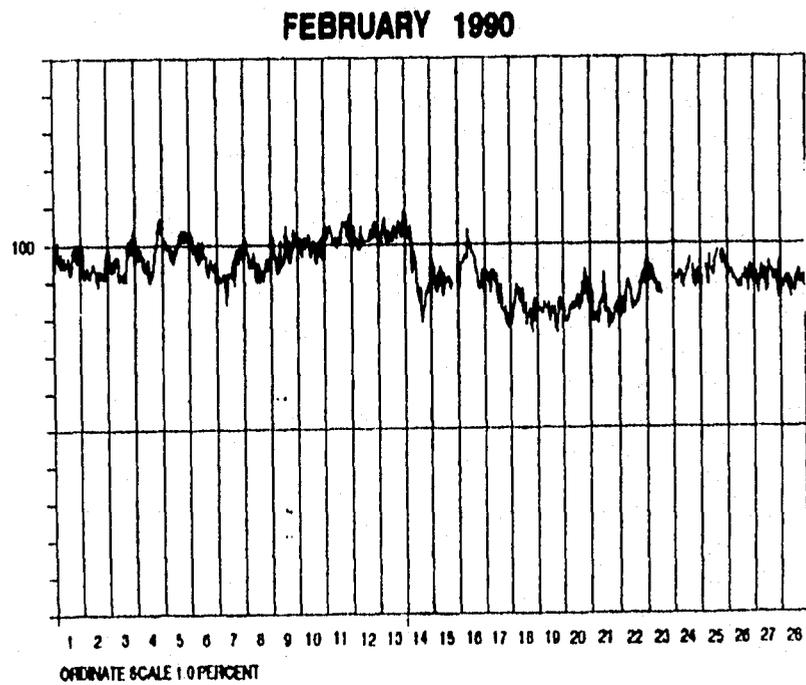
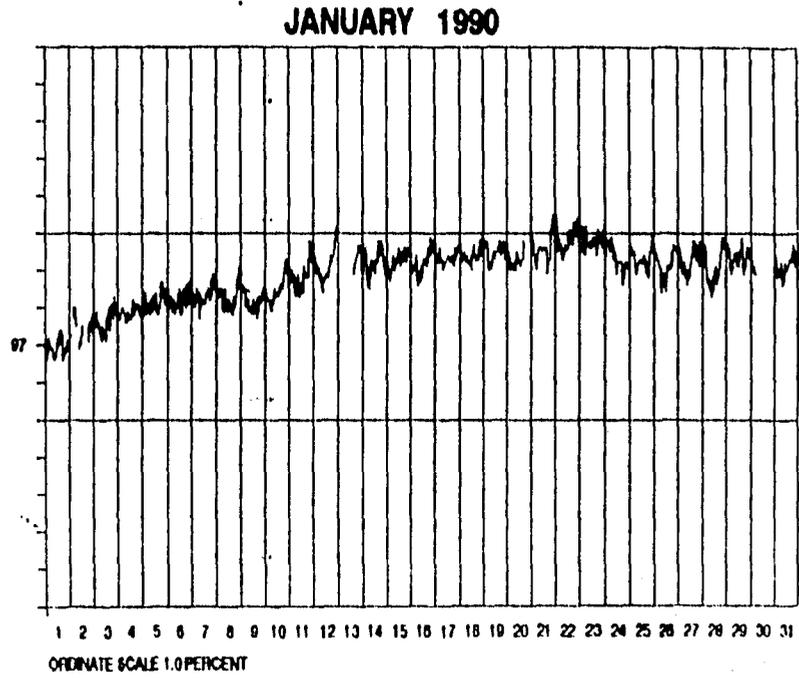
Noviembre.- En este mes no ocurrieron decrecimientos Forbush ni tormentas de rayos cósmicos.

Diciembre.- El día 8 a las 14:00hr TU ocurrió un Fd de amplitud 2.5%, el mínimo ocurrió a las 14:00hr TU del día 9, la pendiente de este Fd fue de $m = -0.042\%/hr$, la recuperación hasta el nivel de predecrecimiento ocurrió el día 13 a las 0:00hr TU. Posteriormente el día 21 ocurrió otro decrecimiento Forbush de 2.5% de amplitud, el mínimo se alcanzó el día 23 recuperándose el nivel de intensidad el día 24.

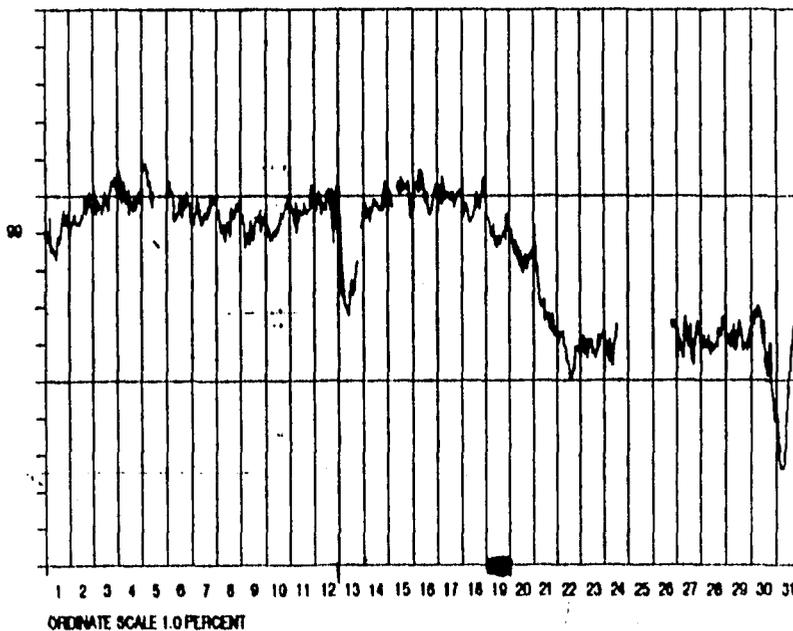
Los decrecimientos Forbush son fenómenos mundiales y por tanto se deben de observar en todas las estaciones de rayos cósmicos. Con el fin de comprobar que los fenómenos observados en la Cd. de México también se observaron en otras partes del mundo, revisé las gráficas mensuales normalizadas de la intensidad de la radiación cósmica, para todos los meses del año de 1990, de las estaciones de Deep River, Goose Bay e Inuvik. En éstas pude apreciar que todos los fenómenos transitorios que reporté para el año de 1990, registrados en la Cd. de México, también se observan en Deep River, Goose Bay e Inuvik. La figura 24 muestra las gráficas mensuales normalizadas de la intensidad de la radiación cósmica registrada en la Cd. de México durante 1990.

Dentro del reporte que acabo de hacer, podemos observar Forbush corrotantes, que se pueden ver claramente en las gráficas mensuales de los meses de febrero (día 14), marzo (día 13) y abril (día 9). Es claro que estos Forbush son corrotantes porque el intervalo de tiempo entre dos Forbush subsecuentes es de 27 días, que es el período de rotación del Sol.

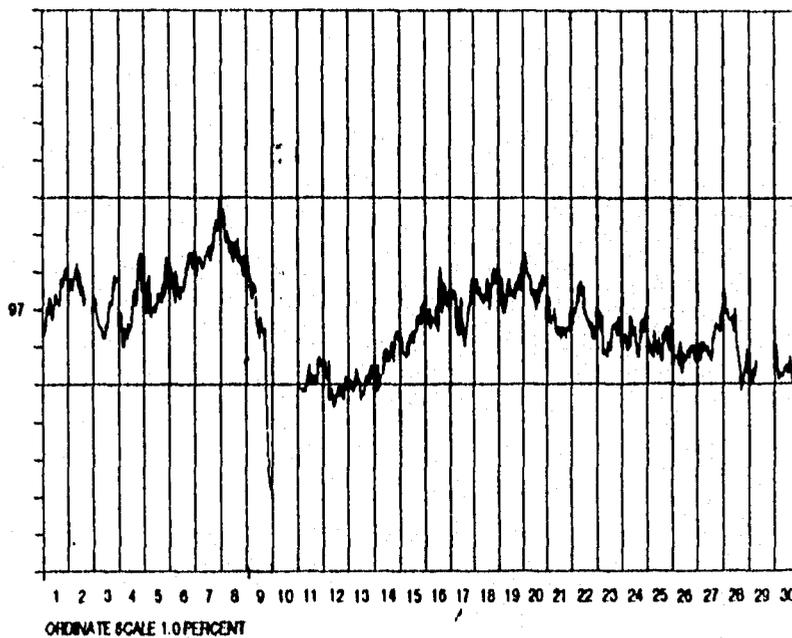
Figura 24.- Gráficas de intensidad porcentual de radiación cósmica contra el tiempo para los meses del año de 1990, registradas en la Cd. de México



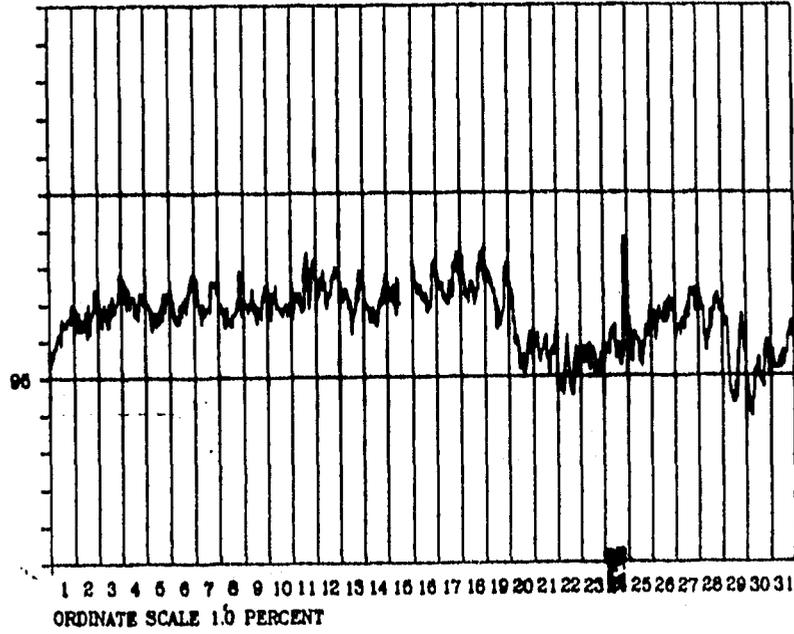
MARCH 1990



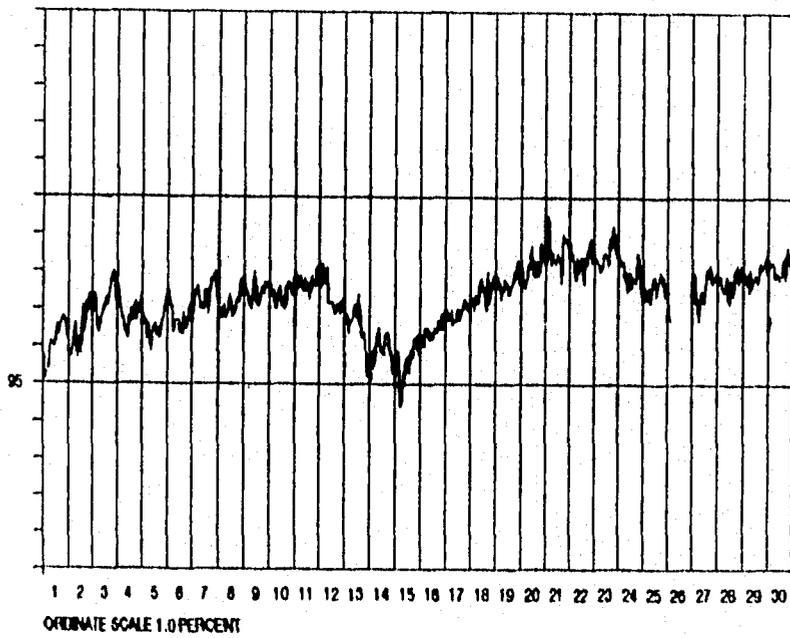
APRIL 1990



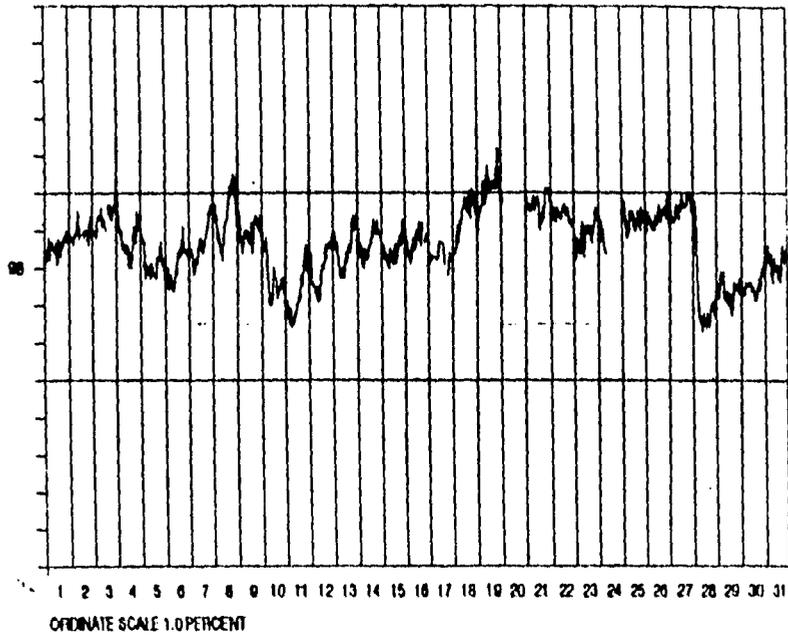
MAY 1990



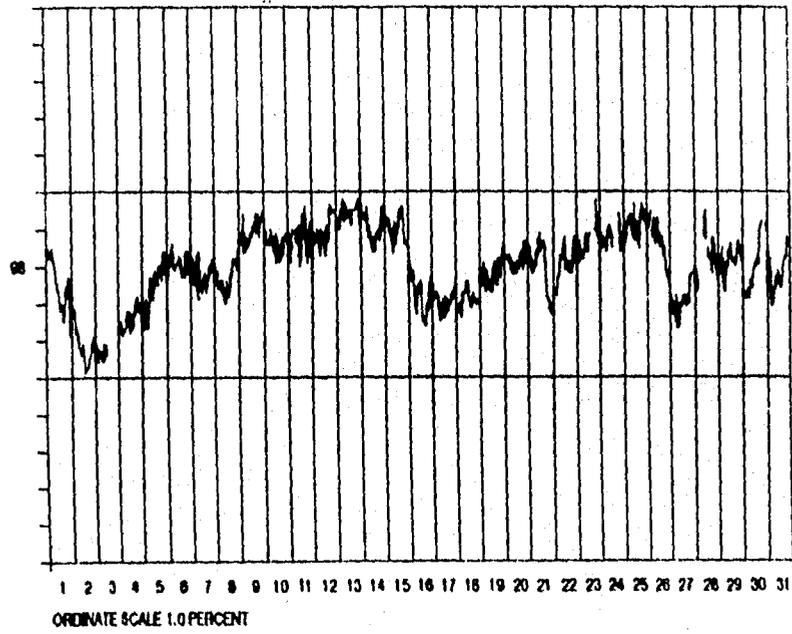
JUNE 1990



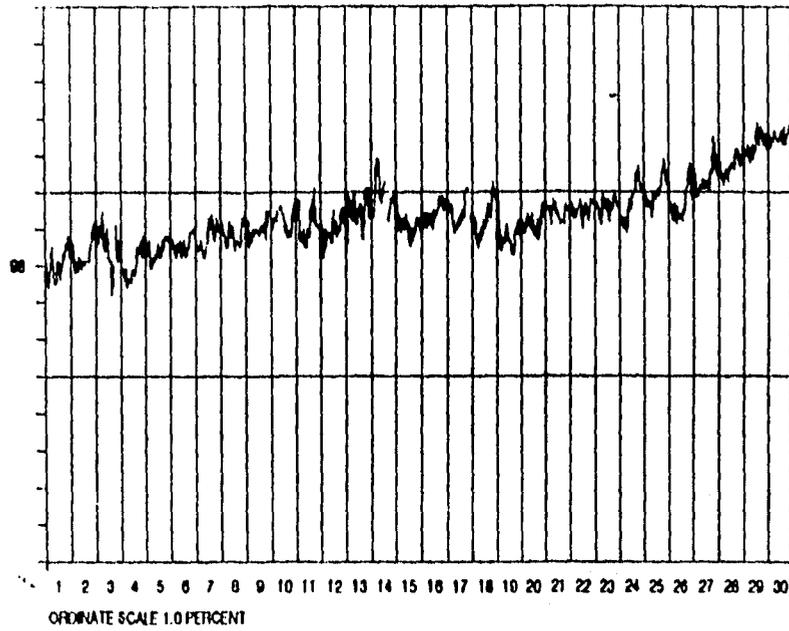
JULY 1990



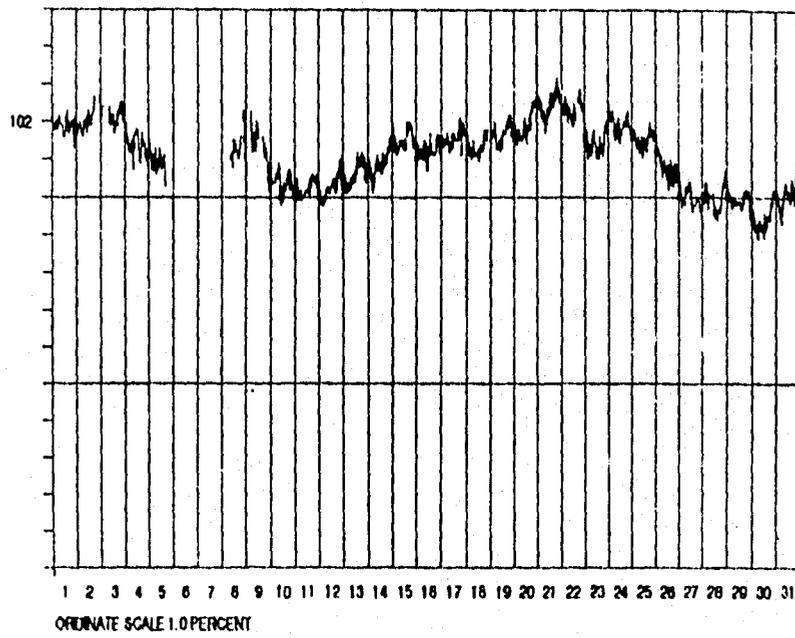
AUGUST 1990



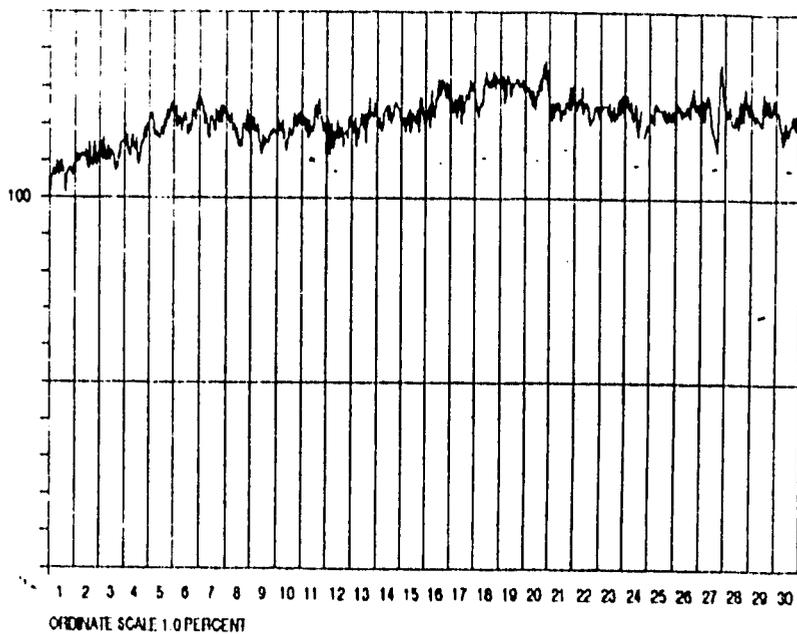
SEPTEMBER 1990



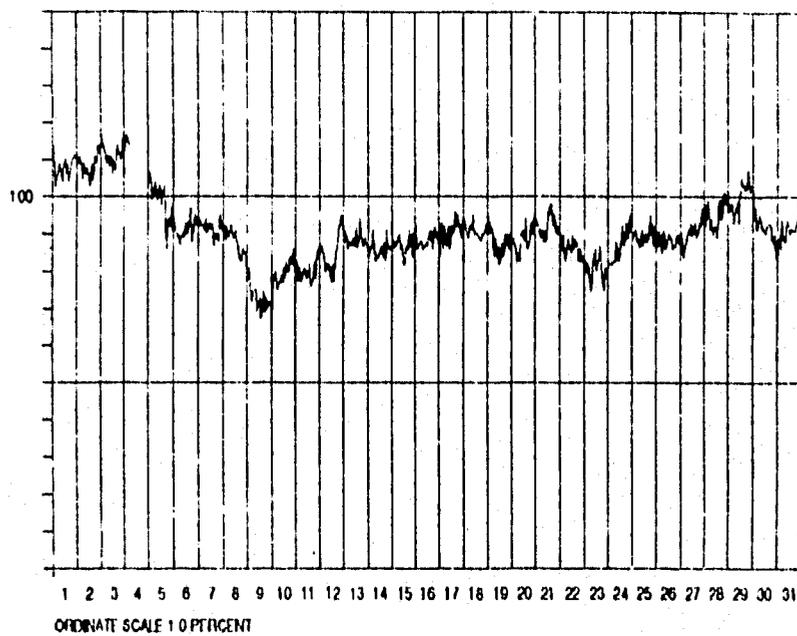
OCTOBER 1990



NOVEMBER 1990



DECEMBER 1990



**CAPITULO 5: Variaciones transitorias-2. Evento de neutrones del
24 de mayo de 1990.**

5.1.- Partículas energéticas solares.

El Sol es una estrella de tipo común dentro de las cuatrocientos mil millones de estrellas de la Galaxia. Partículas cuya energía van de 1 Mev a varias decenas de Gev por nucleón ocasionalmente se generan en asociación con ráfagas solares, las cuales son fenómenos explosivos en el Sol. Corrientes de partículas en el rango de energía de MeVs son, algunas veces, liberadas continuamente por varios meses de regiones activas formadas en la superficie fotosférica del Sol. Estas partículas de alta energía, las cuales son aceleradas por ráfagas solares, son conocidas como rayos cósmicos solares o partículas energéticas solares.

Podemos ver al Sol como un vasto acelerador de iones y electrones energéticos. Estas partículas se originan entre la fotosfera y la corona superior. Las partículas energéticas solares las cuales se propagan por debajo de la corona baja también sufren interacciones nucleares y producen neutrones energéticos y rayos- γ , los cuales se pueden detectar en o cerca de la Tierra.

La figura 1 muestra un diagrama esquemático de la producción de partículas energéticas solares. La rotación del Sol y del viento solar (parte superior izquierda) producen un campo magnético interplanetario B (líneas a trazos), el cual en promedio tiene una forma espiral de Arquímedes, que está caracterizado por fluctuaciones, en un amplio rango de escalas espaciales y temporales, las cuales dispersan a los iones y electrones energéticos. Se indica una ráfaga en el Sol la cual acelera iones y electrones que se propagan hacia la Tierra. Los iones con suficiente energía pueden penetrar el campo magnético terrestre, golpeando la atmósfera superior de la Tierra y creando cascadas nucleares las cuales se pueden registrar por monitores de neutrones en la superficie terrestre.

Los eventos de partículas energéticas solares se dividen en dos clases, eventos graduales y eventos impulsivos. La naturaleza de esta división fue esbozada por Klecker, et.al. (1990), y sus características se presentan en la tabla V-1.

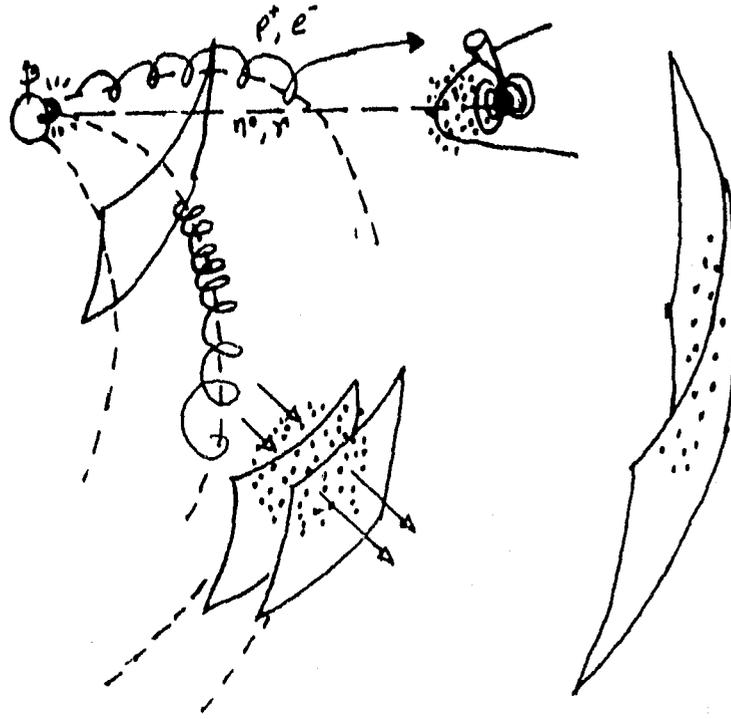


Figura 1.- Protones y electrones energéticos son producidos por rafagas en el sol y se propagan a lo largo del campo magnético espiral. Estos protones pueden también producir via interacciones nucleares neutrones y rayos- γ (Lee M.A., 1991).

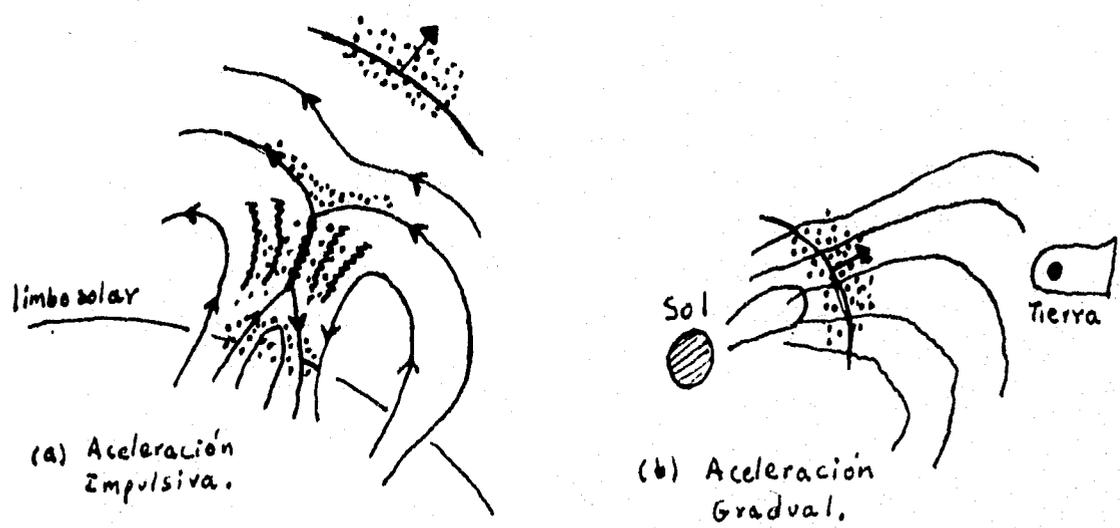


Figura 2.- a) Aceleración impulsiva, b) Aceleración gradual (Lee M.A., 1991).

TABLA V-1
 Características de los eventos graduales e impulsivos.
 (Lee M. A., 1991)

Eventos	Impulsivo	Gradual.
e/p	>0.1 (10 Mev)	<0.1 (10 Mev)
$^3\text{He}/^4\text{He}$	>0.2 (1.5 Mev/nuc)	<0.2 (Mev/nuc)
Abundancias de iones pesados	Aumentadas	Coronal
Espectro de e^-	Ley de potencia doble con rompimiento en ≈ 1 Mev.	Ley de una sola potencia.
$P_{\text{atrapados}}/P_{\text{escapan}}$	>10 (10 Mev)	<10 (10 Mev)
Temperatura del estado de carga	$\approx 2 \times 10^7$ °K	$\approx 2 \times 10^6$ °K
Cono de emisión de partículas	$\approx 60^\circ$	$\approx 150^\circ$
Duración de rayos-x suaves	<1 hr	>1 hr
Explosiones en radio	Tipo III	Tipos II y IV
Acompañado de eyección de masa coronal	no	si
Tamaño	pequeño	grande
Frecuencia	$\approx 1000/\text{año}$	$\approx 10/\text{año}$

De la tabla V-1 podemos ver que los eventos impulsivos son frecuentes, pequeños, de corta duración, ricos en electrones y iones pesados, y confinados a un sitio cercano a la ráfaga, mientras que los eventos graduales son poco frecuentes, grandes, de larga duración, pobres en electrones, exhiben abundancias coronales de iones pesados, y se originan sobre una gran porción de la corona.

Los paradigmas teóricos generalmente propuestos para explicar las dos clases de eventos de partículas energéticas solares se ilustran en la figura 2. El panel (a) muestra una configuración

magnética la cual sufre reconexión magnética espontánea a lo largo de la hoja neutra, indicada por la línea quebrada. La reconfiguración magnética resulta en un calentamiento, y los jets de reconexión pueden acelerar partículas impulsivamente via 1) campos eléctricos a lo largo de la hoja neutra (Holman, 1985), 2) aceleración estocástica en la turbulencia excitada (Miller et.al., 1990), o 3) aceleración en choque, en un choque coronal o un choque producido por un jet de reconexión propagándose hacia la fotosfera (Forbes, 1986). Tal escenario es al menos consistente con la mayoría de las características listadas anteriormente; localización, una gran fracción de partículas atrapadas, y cercana asociación con el calentamiento de la ráfaga.

El panel (b) muestra un escenario para la aceleración gradual. Una eyección de masa coronal, la cual puede o no estar asociada con una ráfaga, la cual impele una onda de choque coronal/interplanetario. La onda de choque se hace supercrítica y es capaz de acelerar iones y en una extensión menor a electrones, eficientemente del gas coronal, algunos de los cuales escapan del choque y se propagan en el espacio interplanetario (Mason, et.al., 1984). Este escenario también es consistente con la mayoría de las características, listadas anteriormente, de aceleración gradual: una configuración global, composición coronal y una baja fracción de partículas atrapadas.

5.1.1.- *Desarrollo de la ráfaga y fenómenos asociados.*

En general, las ráfagas solares ocurren en alguna parte arriba de grupos de manchas solares, las cuales evolucionan violentamente. El desarrollo de una ráfaga típica se aprecia claramente en la línea $H\alpha$ de la serie de Balmer del hidrógeno, figura 3. La brillantez de esta línea de emisión usualmente alcanza un valor máximo dentro de unos pocos minutos y posteriormente decrece exponencialmente con el tiempo. Después de varias horas, no queda nada de este hecho.

Los primeros minutos, durante los cuales la brillantez de la línea de emisión $H\alpha$ se incrementa rápidamente, se conoce como la

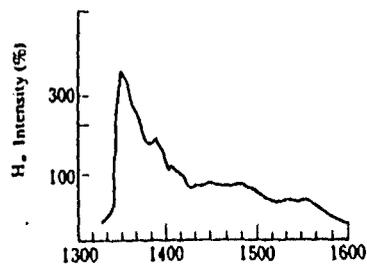


Figura 3.- Variación temporal de la intensidad de la línea H-alfa para una rafaga solar típica (Sakurai K., 1988).

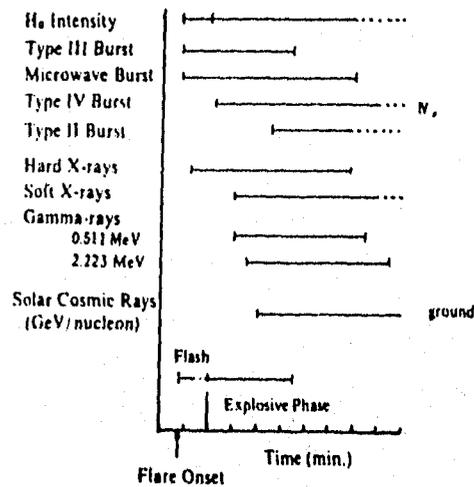


Figura 4.- Series temporales del desarrollo de varios fenómenos asociados con una típica rafaga solar (Sakurai K., 1988).

fase explosiva de las ráfagas solares; en este corto tiempo. La mayoría de los fenómenos de alta energía empiezan a ocurrir junto con el desarrollo de la ráfaga. Estos fenómenos son las explosiones de radio de diferentes tipos, sobre un amplio rango de frecuencias, emisiones de rayos-x suaves y duros, emisiones de rayos- γ y ultravioletas. Las diferentes emisiones electromagnéticas desde su principio y sus duraciones se sintetizan en la figura 4, (Sakurai K., 1971). En esta figura se presentan los desarrollos temporales de los fenómenos asociados con una ráfaga solar. Las observaciones muestran que las partículas de alta energía han sido aceleradas en la fase explosiva. Una parte de estas partículas son algunas veces observadas durante el desarrollo de esta fase. Este hecho indica que las interacciones y reacciones nucleares de las partículas aceleradas con las partículas del medio principia en la fase explosiva; de estas observaciones es claro que las partículas de alta energía son eficientemente aceleradas en la etapa inicial del desarrollo de las ráfagas solares.

Ahora consideremos la cantidad de energía desarrollada para generar las emisiones electromagnéticas y las partículas de alta energía. La cantidad total de energía liberada en una ráfaga solar típica, capaz de generar partículas de alta energía, del orden de GeV, es de alrededor de $(2 \text{ a } 5) \times 10^{32}$ ergs. En la tabla V-2 se muestra como se reparte esta enorme cantidad de energía. De esta tabla podemos observar que la energía de la ráfaga, principalmente, se gasta en emisiones ópticas, la generación de una onda de choque que se propaga en el medio interplanetario y la aceleración de partículas de alta energía.

Esta enorme cantidad de energía de la ráfaga se produce sólo en la región brillante en H α . La razón de producción por volumen de la energía de la ráfaga se estima en más de 10^3 erg/cm³; por tanto el volumen brillante se calcula en 10^{23} cm³. Se cree que el mecanismo de producción de energía de la ráfaga es la energía almacenada en los campos magnéticos de varios miles de Gauss, que prevalecen en toda la región de la ráfaga, y que súbitamente esta

energía se transfiere a la ráfaga a través de alguna inestabilidad electromagnética asociada con cambios espaciales y temporales en estos campos magnéticos.

TABLA V-2
Energía y partículas liberadas en una ráfaga solar típica.
(Sakurai, 1988)

Emisión	Energía (erg)	Número de partículas
Línea H	10^{31}	
Líneas espectrales	5×10^{31}	
Continuo	8×10^{31}	
Rayos-x suaves (1-10 A)	2×10^{30}	
Rayos-x duros ($\geq e^-$ 50 KeV)	5×10^{31}	10^{39}
Radio Burst Tipo IV ($\geq e^-$ 3 MeV)	5×10^{27}	10^{33}
Radio Burst Tipo III (e^- 10-100 KeV)	10^{28}	10^{35}
Eyección de materia (\approx 100 Km/s)	10^{31}	10^{40}
Partículas de ráfagas solares		
(Nucleones \geq 10 MeV)	5×10^{31}	10^{35}
Onda de choque, nube de plasma	2×10^{32}	10^{37}

5.2.- Interacciones nucleares en ráfagas solares y emisiones de rayos- γ .

Ocasionalmente líneas de emisión de rayos- γ nucleares están asociadas con ráfagas solares. Las líneas de emisión de rayos- γ de 0.511 y 2.223 Mev de energía han sido detectadas (Chupp et al., 1973). Estas líneas fueron generadas por aniquilaciones de pares electrón-positrón, y por fusiones de núcleos de hidrógeno con neutrones, producidos en o cerca de las regiones de la ráfaga. La detección de líneas de emisión de rayos- γ de 2.223 Mev de energía significa que, en asociación con las ráfagas solares, un enorme número de neutrones térmicos son producidos algunas veces en las regiones de la ráfaga. Los posibles procesos nucleares para la

producción de neutrones se muestran en la tabla V-3.

TABLA V-3
Posibles reacciones para la producción
de neutrones en ráfagas solares
(Ramaty R. et.al., 1975)

Reacción	Umbral de energía (Mev)
${}^1\text{H} ({}^1\text{H}, n\pi^+) {}^1\text{H}$	292.3
${}^4\text{He} ({}^1\text{H}, n{}^3\text{He})$	25.9
${}^4\text{He} ({}^1\text{H}, 2{}^1\text{Hn}) {}^2\text{H}$	32.8
${}^4\text{He} ({}^1\text{H}, 2{}^1\text{H} 2n) {}^1\text{H}$	35.6
${}^{12}\text{C} ({}^1\text{H}, n, \dots)$	19.8
${}^{14}\text{N} ({}^1\text{H}, n, \dots)$	6.3
${}^{16}\text{O} ({}^1\text{H}, {}^1\text{Hn}, \dots)$	16.5
${}^{20}\text{Ne} ({}^1\text{H}, {}^1\text{Hn}, \dots)$	17.7

La tabla V-3 nos muestra que las colisiones protón-protón son poco probables debido a su alta energía umbral, y podemos concluir de la misma que la mayoría de los neutrones deben de ser producidos por fragmentaciones de núcleos de helio.

Para que puedan ocurrir los rayos- γ de 0.511 Mev de energía, los cuales son productos de la aniquilación de pares, los positrones debieron haber sido producidos en las regiones de la ráfaga antes del disparo inicial de la ráfaga solar. Después de la aceleración, los protones, núcleos de helio y núcleos pesados colisionan con el fondo de átomos en la atmósfera solar, para producir un gran número de piones negativos y positivos. En la tabla V-4 se muestran los posibles mecanismos de emisiones de líneas de rayos- γ que están relacionadas con las partículas de alta energía, aceleradas en la ráfaga (Ramaty, et.al., 1975).

También se han detectado algunas líneas de emisión de rayos- γ que son producidas por excitaciones de núcleos tales como C, N y O, excitados en las regiones de la ráfaga.

TABLA V-4

Emisiones de líneas de rayos- γ en ráfagas solares

(Ramaty R., et. al., 1975)

- 1) Captura neutrón-protón ${}^1\text{H} + n \rightarrow {}^2\text{H} + \gamma$ (2.223 Mev)
 - 2) Aniquilación electrón-positrón $e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma$ (0.511 Mev)
 - 3) Decaimiento del mesón π^0 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ (≈ 70 Mev promedio)
 - 4) Desexcitación de núcleos:
 ${}^{12}\text{C}^*$ 4.43 Mev, ${}^{14}\text{N}^*$ 1.63 y 2.31 Mev, ${}^{16}\text{O}^*$ 7.12 Mev
y ${}^{20}\text{Ne}^*$ 1.63 Mev.
-

Como hemos podido apreciar el Sol es una fuente de partículas energéticas. En algunos casos estas partículas pueden ser neutrones; estos neutrones son emitidos en capas de la atmósfera solar donde la densidad está entre 10^{12} y 10^{16} partículas por centímetro cúbico, es decir en la cromósfera.

5.3. - Evento de neutrones del 24 de mayo de 1990.

La ráfaga que tuvo su impulso inicial a las 20:46 hrs TU el día 24 de mayo de 1990, fue la fuente de un flujo importante de protones solares relativistas. La ráfaga tuvo como coordenadas heliógraficas 36°N , 76°W ; fue inusual en muchos aspectos de sus emisiones. La emisión de rayos-x de 0.5 a 4 A fue muy intensa con un flujo de $9.8 \times 10^{-4} \text{ W/m}^2$. La emisión de rayos-x suaves de 1 a 8 A fue extremadamente impulsiva con un flujo de pico de $9.8 \times 10^{-4} \text{ W/m}^2$. Esta ráfaga solar, muy intensa, compacta e impulsiva, aceleró protones a energías mayores de 7 GeV, como se evidenció de las observaciones asociadas de protones relativistas, detectados en monitores de neutrones en Tierra.

La ráfaga del 24 de mayo de 1990 ha sido de las más intensas ráfagas de alta energía, arriba de 10 MeV, de rayos- γ detectados por el telescopio SIGMA (Granat spacecraft). Este evento consistió en una serie de picos seguidos por una larga cola de duración. El tiempo total fue de alrededor de 50 minutos. La fase impulsiva

tardó cerca de 90 segundos en el rango de energía de 9.6-15 Mev y está compuesta por dos picos centrales.

Se cree que la ráfaga ocasionó un evento de neutrones al nivel de la Tierra que fue registrado por al menos siete monitores de neutrones en el norte de América. Pero ¿cuál es la prueba de que fueron neutrones solares?. Una revisión de todos los datos disponibles de monitores de neutrones localizados dentro de 56° del punto subsolar muestran que la amplitud de la señal observada, en el intervalo de tiempo de 20:50-20:55 hrs TU, está muy bien ordenada por el incremento de la masa de aire a lo largo de la línea que apunta al Sol y no está ordenada por el umbral geomagnético (Shea et.al., 1991). Esta es una evidencia de que la parte inicial del incremento de partículas solares fue el resultado de neutrones de alta energía que impactaron la cima de la atmósfera terrestre. Es importante que el incremento de neutrones haya sido observado por ocho estaciones. El análisis de los datos de los diferentes monitores muestra que un evento de protones, ordenado por el umbral geomagnético, ocurrió desde las 21:06 hrs TU. El preincremento del 7%, en Climax, antes de la subida impulsiva de los protones solares pudo ser el resultado de neutrones de alta energía que decayeron en el espacio en protones los cuales viajaron a lo largo de las líneas del campo magnético interplanetario hacia la Tierra.

Este es el primer caso en donde se detectaron todas las generaciones de partículas solares. Son detectadas; primero, neutrones (los hijos de las partículas aceleradas), después, protones del decaimiento de los neutrones (los nietos) y al final los protones (el abuelo).

Revisemos ahora, en forma cuantitativa, la evidencia de que el evento del 24 de mayo de 1990 correspondió a neutrones. [Siguiendo a Pyle, K., et.al. (1991)]. Esta ráfaga fue muy intensa, compacta e impulsiva. En la tabla V-5 se muestran las características de la ráfaga solar, de tal forma que protones de energías mayores a 7 GeV fueron acelerados por la ráfaga, como lo muestran las estaciones con rígideces umbrales de hasta 7 GV, como

Brisbane en Australia y la Cd. de México.

TABLA V-5

Características de la ráfaga solar del día 24 de mayo de 1990.

(Shea M.A., et. al., 1991)

	Onset	Máximo	Fin	(hrs TU)
H-alfa	2046	2049	2145	
1.8 A rayos-x	2045.9	2049.5	2145	
2695 MHz	2046.2	2048.6	>2057	
2800 MHz	2045.7	2048.6	>2145	
8800 MHz	2045.3	2048.3	>2107	
15400 MHz	2045.5	2048.2	>2111	
Tipo IV	2048	-----	>2120	
Tipo II	2100	-----	2107	

La figura 5 muestra la intensidad de radiación cósmica en la estación de Climax entre las 20:40 y 21:10 hrs TU para el día 24 de mayo de 1990. Esta estación registró el impulso inicial de las partículas solares como un incremento abrupto de un 26% en el intervalo de un minuto 2049-2050 TU. La máxima intensidad de 31.4% ocurrió en el intervalo de 2051-2052 TU. Este incremento en la intensidad fue observado en Climax por cerca de diez minutos, con una amplitud del 25.3% en el intervalo de tiempo 2050-2055 TU. De 2058-2107 TU la intensidad permaneció esencialmente constante en 6%, después de lo cual la intensidad se incrementó a un máximo de 13.6% entre 2110-2115 TU.

Para explorar el origen de este incremento abrupto se examinaron los datos de radiación cósmica de los monitores de neutrones del norte de América. La tabla V-6 enlista estas estaciones, su rigidez umbral vertical, altitud, ángulo del punto subsolar, la masa de aire a lo largo de la línea que apunta al Sol a las 2050 TU y el porcentaje de incremento en la intensidad de la radiación cósmica durante el intervalo 2050-2055 TU. La

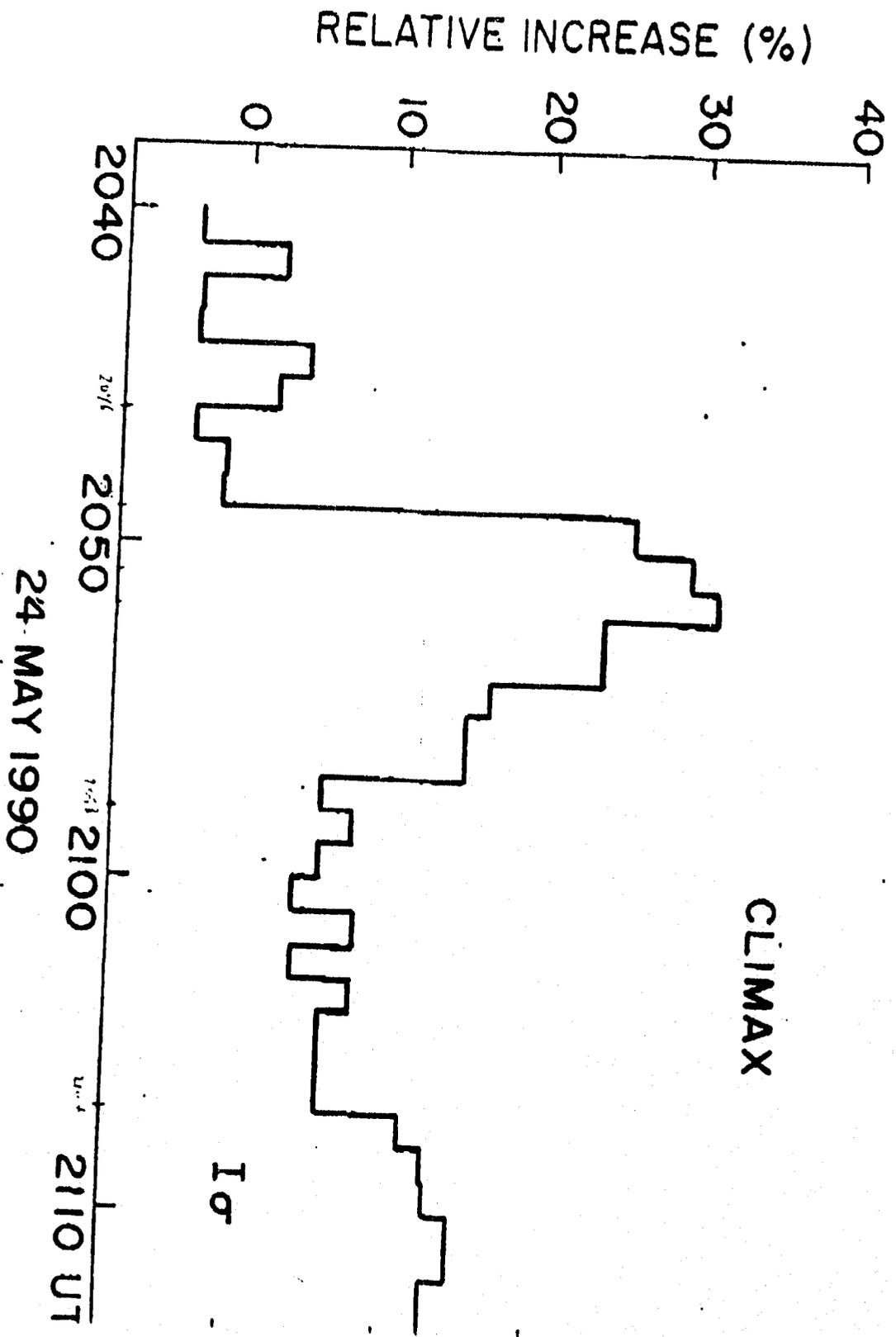


Figura 5.- Promedios de un minuto de la intensidad de rayos cósmicos para el monitor de neutrones de Climax, entre las 1900-2000 TU del 24 de mayo de 1990 (Shea M.A. et.al., 1991).

tabla V-6 enlista los incrementos reales observados y los incrementos normalizados a Climax. Esta normalización es necesaria debido a que se está detectando una señal por arriba de la razón de conteo del fondo de radiación cósmica. Se compensaron las diferentes razones de conteo de cada monitor normalizando a la curva de latitud estándar.

La figura 6 muestra la intensidad de rayos cósmicos para cada uno de los monitores como un porcentaje del incremento por arriba de los datos anteriores del evento, en el intervalo 1900 a 2000 TU. Los datos de la tabla V-6 y la gráfica de la figura 6 están ordenados por el incremento de la masa de aire a lo largo de la línea que une al Sol con la Tierra a las 2050 TU.

TABLA V-6

Incrementos observados en la razón de conteo normalizados a Climax para el día 24 de mayo de 1990.

Localización	tipo de NM	Rigidez umbral (Gv)	Primer incremento	
			observado	normalizado
Climax	12-IGY (3400m)	2.99	25.3%	25.3%
Cd. de México	6-NM64 (2274m)	8.60	24.9%	19.3%
Calgary	12-NM64 (1128m)	1.08	14.1%	14.6%
Mt. Washington	12-IGY (1909m)	1.46	3.9%	4.0%
Inuvik	18-NM64 (21m)	0.17	4.5%	4.7%
Deep River	48-NM64 (145m)	1.14	3.5%	3.6%
Newark	9-NM64 (50m)	2.09	2.8%	2.9%
Durham	18-NM64 (3m)	1.58	2.0%	2.1%
Goose Bay	18-NM64 (46m)	0.64	0.1%	0.1%

Los incrementos observados dentro de las 2050-2055 TU son estadísticamente significativos, hasta un nivel de tres desviaciones estándar, para todas las estaciones en donde la masa de aire a lo largo de la línea que apunta al Sol es menor que 1860 g/cm².

El hecho de que la amplitud de los incrementos observados en

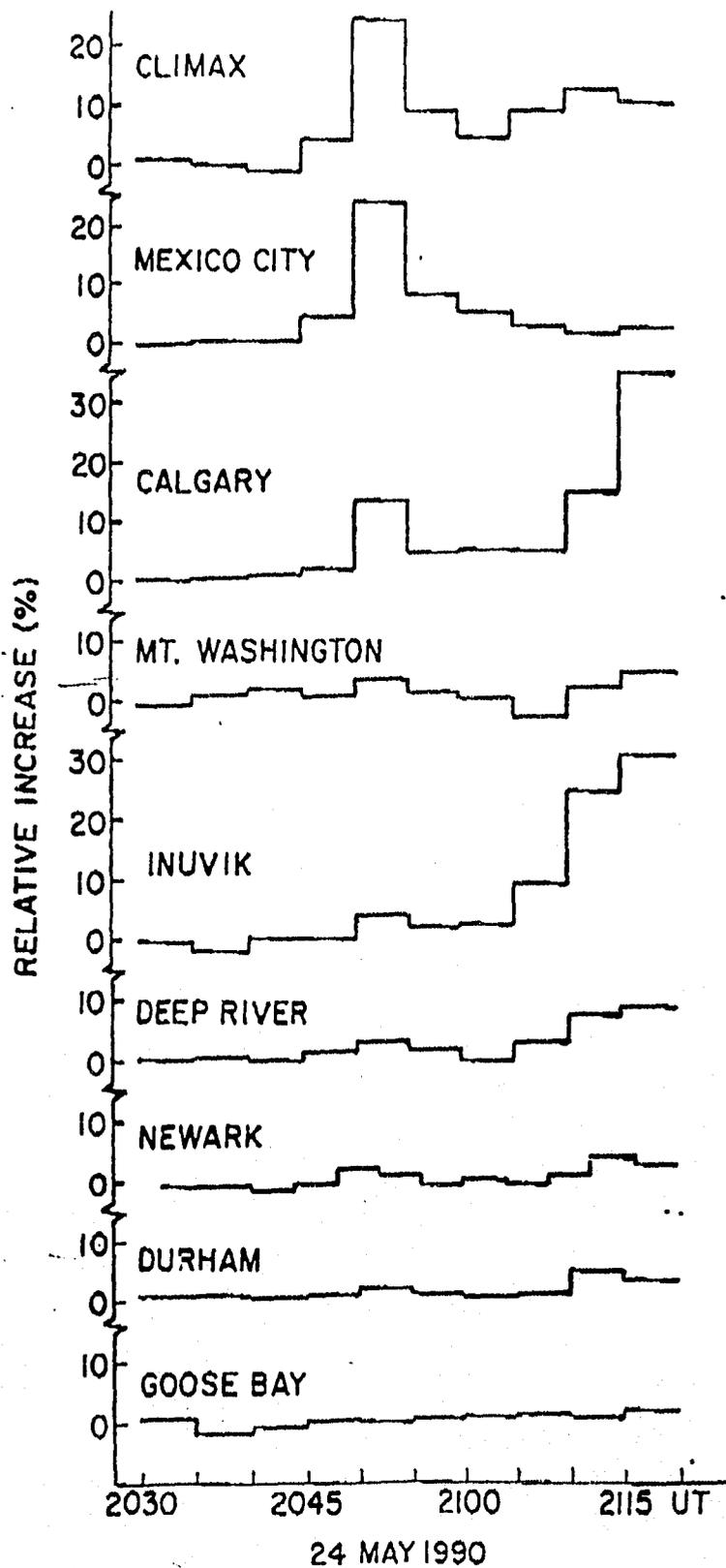


Figura 6.- Intensidad de rayos cósmicos registrada por los monitores de neutrones del norte de America, durante el disparo del evento de partículas solares del día 24 de mayo de 1990 (Shea M.A. et.al., 1991).

el intervalo de tiempo 2050-2055 TU este ordenada de acuerdo a la masa de aire a lo largo de la línea que apunta, a través de la atmósfera, del punto de observación a la posición del Sol, y que no está ordenada por el umbral geomagnético, es una evidencia de que la parte inicial del incremento de partículas solares fue el resultado de neutrones que se impactaron sobre la cima de la atmósfera terrestre, con suficiente energía como para producir una cascada nuclear detectable en la superficie de la Tierra.

En el monitor de Climax el impulso inicial del evento de protones del 24 de mayo de 1990 ocurrió después del evento de neutrones y exhibe una gran anisotropía de partículas, con el mayor incremento observado por las estaciones de baja rigidez umbral con sus conos de aceptación orientados en la dirección del campo magnético interplanetario. Observemos que este evento de protones no se observa en la Cd. de México, cuya rigidez umbral es de 8.6 GV. La figura 7 muestra el evento de neutrones registrado en la CD. de México, en el intervalo de tiempo de 1900 TU del 24 de mayo a las 0600 TU del 25 de mayo de 1990.

La amplitud observada del evento de protones solares está organizada por la rigidez umbral geomagnético de la estación de observación. Es decir, la amplitud del pico en la intensidad normalizada de la radiación cósmica disminuye a medida que se incrementa la rigidez umbral.

Sin embargo, a pesar de este análisis de las diversas estaciones que registraron el evento, Debrunner y colaboradores (1991) consideran que el primer evento no fue debido a neutrones, sino a protones. Sus argumentos son como siguen.

La primera observación fue reconocer que las respuestas de los monitores de neutrones, IGY y NM64, ante la cascada nucleónica secundaria producida por partículas primarias son muy distintas (Hatton, 1971). Debrunner y colaboradores reducen los incrementos observados en las diferentes estaciones al nivel del mar y al ecuador, registrados por un monitor de neutrones 6NM64 en la misma localización (tabla V-7). Estos incrementos reducidos se grafican contra la masa de aire atravesada a lo largo de la línea que une

MEXICO CITY NEUTRON MONITOR

GLE OF MAY 24, 1990

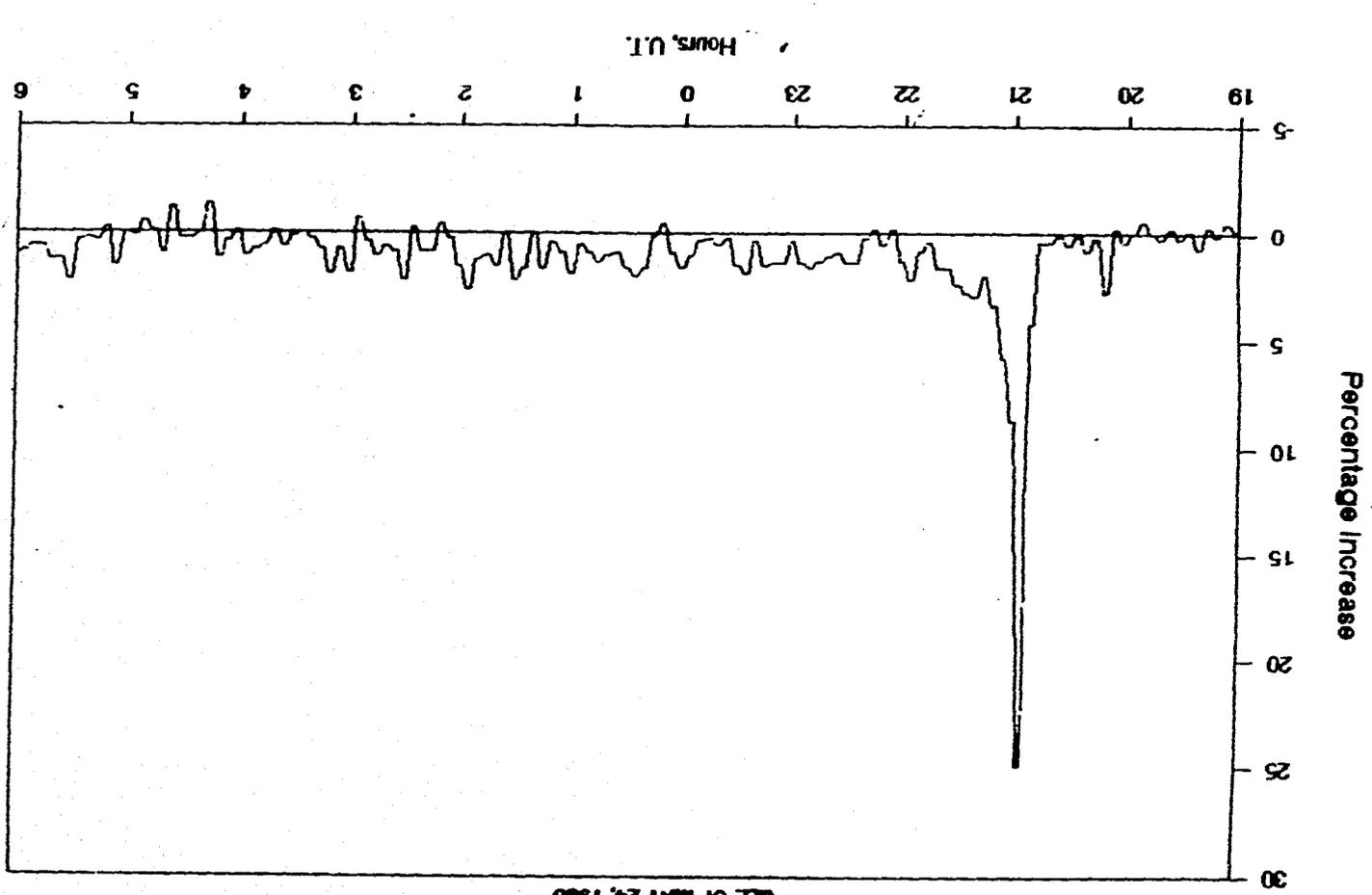


Figura 7.- Incremento registrado en el monitor de neutrones de la Cd. de México el día 24 de mayo de 1990.

al Sol con la Tierra (figura 8). A partir de esta gráfica estos autores determinan la longitud de atenuación de las partículas que llegaron a la Tierra. En sus propias palabras; "...es evidente que, aunque los datos están bien ordenados por la masa de aire a lo largo de la línea que apunta al Sol, $\lambda_n = 207 \pm 15 \text{ g/cm}^2$ la cual es dos veces el valor para neutrones solares y mucho mayor que $\lambda_g = 140 \text{ g/cm}^2$ para rayos cósmicos galácticos...". Y más adelante se menciona, " concluimos de la longitud de atenuación deducida y la razón de las eficiencias deducidas de los dos tipos de monitores de neutrones que el primer incremento de rayos cósmicos solares de las 2050 a 2055 TU del 24 de mayo de 1990 no fue producido por neutrones solares".

Tabla V-7

Incrementos observados en la razón de conteo reducidos al nivel del mar y al ecuador de NM para el día 24 de mayo de 1990.

Localización	Tipo de NM	Rígidez de corte (GV)	Primer incremento observado	calculado(%)
Climax	12-IGY	2.99	12.6	14.5
Cd. de México	6NM-64	8.60	14.2	16.7
Calgary	12-NM64	1.08	13.6	9.1
Mr. Wellington	6-NM64	1.86	0.5	0.0
Hermanus	12-NM64	4.68	0.5	0.0
Mt. Washington	12-IGY	1.24	2.9	2.9
Deep River	48-NM64	1.14	4.8	4.8
Mawson	6-NM64	0.19	0.7	0.0
Goose Bay	18-NM64	0.57	0.2	0.0

Como podemos ver, el argumento más fuerte que dan Debrunner y colaboradores es que la longitud de atenuación no corresponde a neutrones solares. La longitud de atenuación es la longitud a la cual el número de partículas ha disminuido en un 63% de su valor inicial ($1/e$). Sin embargo, recordemos que la longitud de atenuación depende de la sección eficaz de colisión y ésta a su

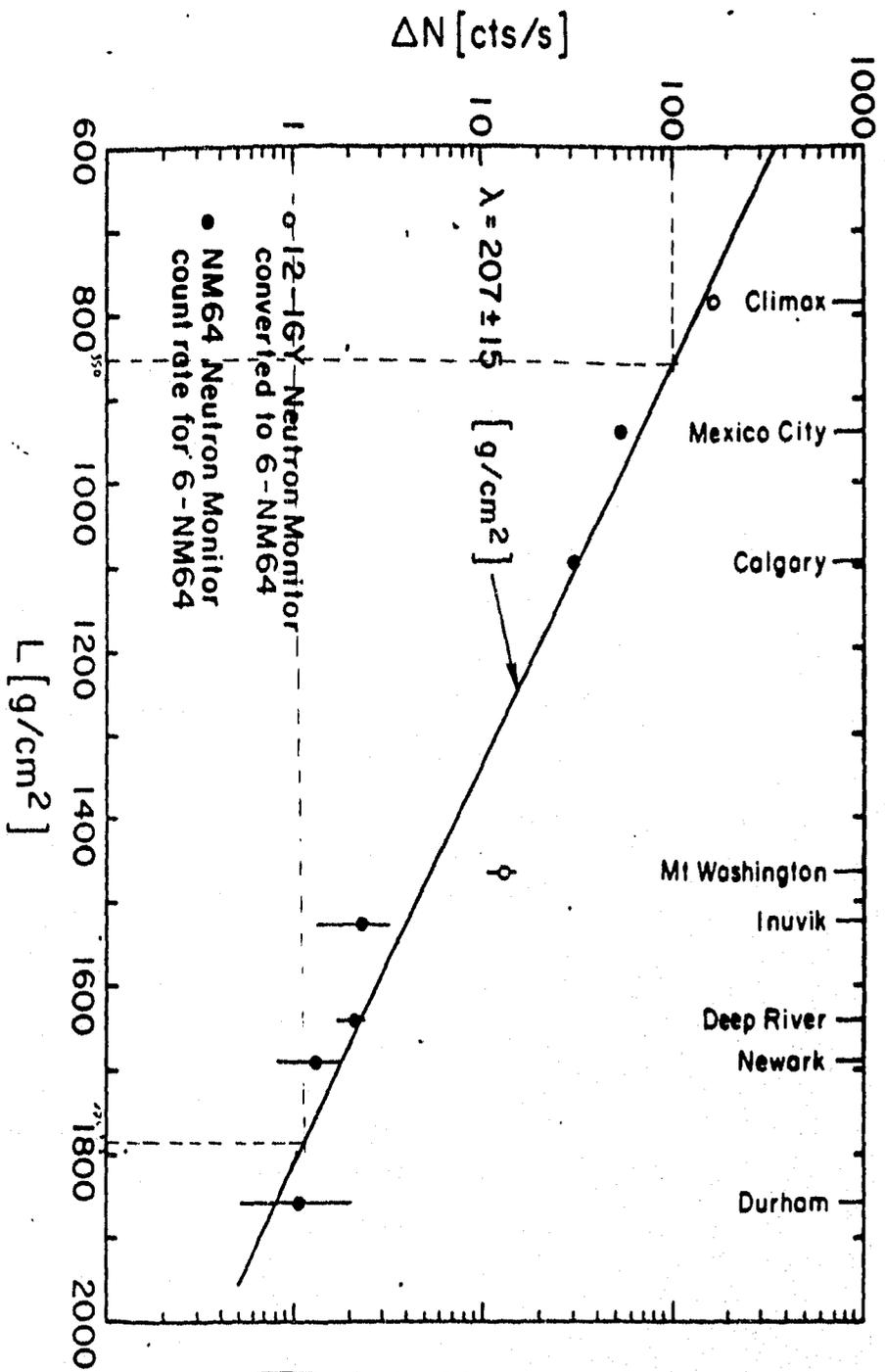


Figura 8.- La razón de conteo ΔN contra la masa de aire a lo largo de la línea que apunta al sol L , para el primer incremento en la radiación cósmica el 24 de mayo de 1990.

vez de la energía de las partículas.

La trayectoria libre media de atenuación L es mayor que la trayectoria libre media de colisión l , debido a la contribución de partículas secundarias. La diferencia entre L y l está dada, en términos de la fracción de nucleones que sobreviven a una colisión nuclear, por (ODA et. al., 1988):

$$1/L = [1 - (1-k)^a]/l \quad \text{---(1)}$$

con $k=0.5$ y $a=1.7$ para nucleones en la atmósfera.

La trayectoria libre media depende de la sección eficaz total de colisión, como se muestra en la gráfica de la figura 9, tomada de Hayakawa (1969). De dicha gráfica obtuve la expresión analítica de l y σ , la cual es:

$$l = 955 \sigma^{-0.68} \text{ [g/cm}^2\text{]} \quad \text{---(2)}$$

Utilizando la ecuación (1) podemos encontrar la trayectoria libre media que corresponde a una longitud de atenuación de 207 g/cm^2 . Tal trayectoria libre media vale 63.7 g/cm^2 . A esta trayectoria libre media le corresponde una sección eficaz, (ecuación 2), de 53.5 mb . En la figura 10 se presenta la sección eficaz de colisión neutrón protón contra la energía cinética del neutrón incidente. Aunque esta gráfica no es precisamente la sección eficaz de un nucleón con núcleos de aire nos sirve para hacer una estimación de la energía del neutrón incidente en la atmósfera terrestre. De esta gráfica podemos deducir que a neutrones con energía media de 141 MeV les corresponde una sección eficaz de 53.5 mb y por tanto a estos neutrones les corresponde una longitud de atenuación de 207 g/cm^2 , ecuaciones 1 y 2.

Por tanto el argumento de Debrunner et. al., de que el primer incremento en la radiación cósmica del día 24 de mayo de 1990 no fue debido a neutrones de origen solar no es contundente. El argumento realmente fuerte de que este primer incremento fue debido a neutrones, es el ordenamiento que tienen los incrementos,

registrados en diferentes estaciones, con respecto a la masa de aire que atravesaron las partículas. Además si estos neutrones tuvieron una energía media de aproximadamente 141 MeV, explicarían la longitud de atenuación observada de 207 g/cm^2 .

Neutrones de alta energía se pueden generar en el Sol. Schindler y Kearny (1973) encontraron indicaciones de que partículas muy energéticas, con energías de 75 a 200 GeV, se pueden generar en la etapa inicial de una ráfaga. Charakhyan y Charakhyan (1972) estimaron que el número total de protones acelerados a energías mayores que 100 MeV en algunas ráfagas durante 1960 a 1971, es del orden de 6×10^{30} a 2×10^{33} . Además, los neutrones se pueden producir principalmente por la desintegración de ^4He y en colisiones protón-protón (Lingenfelter et. al., 1965).

Por tanto, es probable que en el evento del 24 de mayo de 1990, la ráfaga que produjo tal evento haya generado neutrones de 141 MeV de energía, a través de reacciones nucleares de protones con la atmósfera solar.

CONCLUSIONES

CONCLUSIONES

Ahora revisaremos las conclusiones más importantes de los diferentes capítulos tratados en esta tesis.

En el capítulo 1 revisé los efectos atmosféricos sobre la radiación cósmica secundaria y verifiqué que la componente nucleónica solo se ve afectada por el efecto barométrico. Este efecto consiste en la absorción de la radiación cósmica secundaria por su interacción con la masa de aire que atraviesa en su camino hacia la Tierra.

Calculé el coeficiente barométrico para la Ciudad México, de lo cual podemos concluir lo siguiente: a pesar de haber elegido los datos de dos meses en los cuales el grado de perturbación geomagnética no era tan intenso, enero y noviembre, el coeficiente barométrico obtenido difiere en más de un 10% del valor, $-0.95 \text{ \%}/\text{mb}$, obtenido cuando el Sol se encontraba en un mínimo de actividad.

Como lo mostraron Griffiths et. al. (1965) (ver referencias del capítulo 1), este comportamiento es razonable, es decir, el coeficiente barométrico disminuye en el máximo de actividad solar y aumenta en el mínimo. Esto implica un cambio en la longitud de atenuación, el cual es explicable en términos del cambio del espectro de energía de la radiación cósmica primaria, puesto que la longitud de atenuación es función de la sección eficaz y ésta a su vez es función de la energía de las partículas (ver capítulo 5). Por tanto, también podemos concluir que es recomendable que el coeficiente barométrico sea continuamente revisado. Y es importante que los datos sean corregidos experimentalmente, determinando la presión media de la estación más que cualquier otra presión arbitraria.

En el capítulo 2, obtuve la función de respuesta diferencial para el monitor de neutrones de la Cd. de México, y encontré que la máxima respuesta está entre 4 y 5 GeV, y que la forma de la curva por encima de los 15 GeV está de acuerdo con los resultados obtenidos por otros autores (Lockwood y Webber, 1967, referencias

del capítulo 2).

Calculé la función de multiplicidad para protones siguiendo el método de Webber y Quenby (1959, referencias del capítulo 2), y aunque a rigideces bajas y medias la curva que obtuve está por arriba de la de Webber y Quenby, para rigideces altas tienden a converger.

Con respecto al capítulo 3 tenemos las siguientes conclusiones. Las variaciones diurna y semidiurna, en la intensidad de la radiación cósmica primaria, son una consecuencia de la estructura del campo magnético interplanetario y de las condiciones del medio interplanetario. Estas variaciones o anisotropías están bien explicadas por la teoría estándar de modulación de rayos cósmicos.

Las características promedio de las anisotropías, en estado estacionario, es decir en el estado en el cual el número de manchas solares es mínimo y la actividad solar es mínima, se presentan en la tabla III-3. Y los resultados del análisis de los datos experimentales, obtenidos en la Cd. de México, para estas anisotropías se presentan en las tablas III-1 y III-2 y en las figuras 6 y 10, del capítulo 3. Podemos observar de estas tablas que la amplitud de la variación diurna se redujo con respecto al valor promedio en estado estacionario. Esta disminución se explica como parte de la modulación de período de 22 años de la intensidad de la radiación cósmica primaria.

Con respecto a la variación semidiurna, los tiempos de los máximos, mensuales, para los meses de abril, julio y diciembre prácticamente apuntan en la dirección de las 03:00 hrs TL, que es el valor predicho por los modelos teóricos. El máximo para el mes de marzo difiere en 200%, y para el resto de los meses la diferencia entre el valor observado del máximo y el valor predicho se encuentra entre 61% y 83%. La amplitud coincide prácticamente con la amplitud promedio de estado estacionario para todos los meses.

Por tanto, la variación diurna sufrió un fuerte cambio durante 1990, pero la variación semidiurna poca variación, con

respecto al estado estacionario.

Esto es una indicación de que la actividad solar actúa produciendo perturbaciones más apreciables, en la intensidad de la radiación cósmica, en el campo y en el medio interplanetario sobre el plano de la eclíptica que fuera de ella. Porque la variación diurna proviene del movimiento de las partículas de la radiación cósmica primaria a lo largo de la estructura espiral arquimedea del campo magnético, la cual ocurre más acusadamente sobre la eclíptica.

Las conclusiones más sobresalientes del capítulo 4 fueron las siguientes:

Existen varios modelos para describir los decrecimientos Forbush, sin embargo ninguno de ellos los describe completamente. Es decir no existe un modelo que describa completamente a un decrecimiento Forbush, en mi opinión el proceso real se puede describir con la combinación de los diferentes modelos presentados.

Por lo que respecta a los decrecimientos Forbush registrados en la Cd. de México, ocurrieron trece de ellos durante 1990. De los cuales el decrecimiento de mayor amplitud, 5%, ocurrió el 19 de marzo, de hecho fue una tormenta de rayos cósmicos que finalizó el 18 de julio. En este año también ocurrieron Forbush corrotantes, que se pueden apreciar en las gráficas de la intensidad de rayos cósmicos, los días 14 de febrero, 13 de marzo y 9 de abril.

Todo el año de 1990 fue de grandes fluctuaciones en la intensidad de la radiación cósmica. Esto sólo es un reflejo de los cambios dinámicos que ocurrieron en el Sol, que se encontraba en un máximo de actividad, y que modificaron las condiciones del medio interplanetario, y fueron estos cambios los que afectaron a el flujo de rayos cósmicos en todo el sistema solar y en particular en la Tierra.

Finalmente las conclusiones del capítulo 5 fueron las siguientes: El Sol es una fuente natural de partículas de alta energía; estas partículas adquieren su energía o son aceleradas a

través de dos mecanismos; aceleración gradual, que se lleva a cabo en una región grande del espacio y aceleración impulsiva, que en contraste ocurre en regiones pequeñas del Sol.

En algunas ocasiones estas partículas energéticas solares son capaces de llegar a la Tierra, cuando esto sucede y son registradas por alguna estación de rayos cósmicos, el evento registrado se denomina GLE (Ground Level Event). Si las partículas son neutrones simplemente se le llama evento de neutrones solares.

Uno de estos eventos de neutrones solares ocurrió el día 24 de mayo de 1990. Tal evento fue registrado en varias estaciones del hemisferio norte de América, incluyendo a la Cd. de México. La información conjunta de los datos registrados en las diversas estaciones, muestran que el incremento en la intensidad de radiación cósmica fue probablemente producido por neutrones. Tal suposición se basa en el ordenamiento que tienen los incrementos registrados, en las diferentes estaciones, con respecto a la masa de aire que atravesaron las partículas en la dirección detector-Sol. La longitud de atenuación de estos neutrones fue de $207 \pm 15 \text{ gr/cm}^2$ lo que se puede explicar si la energía media de los neutrones fue de 141 Mev.

APENDICE 1: Análisis armónico.

La variación diurna es una variación periódica del promedio diario de la intensidad de rayos cósmicos en tiempo local. La variación diaria se puede desarrollar en sus componentes armónicas a través de un análisis de Fourier. Para representar un conjunto de datos experimentales x_i en un intervalo de tiempo definido T en la forma de una suma de relaciones periódicas, en forma de una serie de Fourier, usamos

$$x(t) = a_0/2 + \sum_{k=1}^{\infty} (a_k \cos 2\pi kt/T + b_k \text{ sen } 2\pi kt/T), \quad \text{---(1)}$$

donde debemos de encontrar los coeficientes de Fourier a_k y b_k . Estos coeficientes se expresan en términos de las integrales:

$$a_0 = 1/\pi \int_0^{2\pi} x(\tau) d\tau ; \quad a_k = 1/\pi \int_0^{2\pi} x(\tau) \cos k\tau d\tau ;$$

$$b_k = 1/\pi \int_0^{2\pi} x(\tau) \text{ sen } k\tau d\tau , \text{ con } \tau = 2\pi t/T \quad \text{---(2)}$$

Si las x_i ($i=1,2,\dots,2p$) están dadas en intervalos iguales de tiempo, entonces los coeficientes de Fourier para $k < p$ se calculan a través de las fórmulas de Bessel:

$$a_0 = 1/p \sum_{i=1}^{2p} x_i ; \quad a_k = 1/p \sum_{i=1}^{2p} x_i \cos ki\pi/p ;$$

$$b_k = 1/p \sum_{i=1}^{2p} x_i \text{ sen } ki\pi/p \quad \text{---(3)}$$

Las series (1) se pueden escribir en la forma de una suma individual de armónicos, combinando los términos de períodos iguales:

$$x(t) = a_0/2 + \sum_{k=1}^{\infty} r_k \text{ sen } (2\pi kt/T) \quad \text{---(4)}$$

donde $r_k \text{ sen}(2\pi kt/T) = a_k \cos(2\pi kt/T) + b_k \text{ sen}(2\pi kt/T)$. ---(5)

De la ecuación (9) se sigue que la amplitud del k-ésimo armónico

es: $r_k^2 = a_k^2 + b_k^2$ ----(6)

mientras que la fase ϕ_k se determina de: $\tan \phi_k = a_k/b_k$. ---(7)

Si denotamos a $\psi_k = \tan^{-1} |a_k/b_k|$ ---(8)

entonces la fase está definida en términos de ψ_k , dependiendo de los signos de a_k y b_k , por medio de la tabla A. I.

TABLA A. I

a_k	b_k	ϕ_k
+	+	ψ_k
+	-	$180^\circ - \psi_k$
-	-	$180^\circ + \psi_k$
-	+	$360^\circ - \psi_k$

Para una representación clara y un conveniente estudio de los resultados obtenidos de un análisis armónico, se acostumbra representarlos por medio de vectores en un diagrama armónico. Tales diagramas se pueden construir para todos los armónicos; para el k-ésimo armónico el periodo del diagrama corresponderá a T/k .

El radio vector de los puntos (a_k, b_k) sobre tal diagrama, figura A.1.1, tendrá una magnitud $r_k^2 = a_k^2 + b_k^2$, mientras que el ángulo entre el eje b y el radio vector, medido en el sentido contrario a las manecillas del reloj, será la fase del armónico, dada por la ecuación (7).

Si los puntos correspondientes a N distintas mediciones de una sola cantidad se dibujan sobre el diagrama, entonces tendremos para el k-ésimo armónico una nube de puntos con las coordenadas a_k^i, b_k^i ($i=1,2,\dots,N$). Las coordenadas del centro de gravedad de esta nube de puntos serán:

$$\bar{a}_k = 1/N \sum_i a_k^i, \text{ y } \bar{b}_k = 1/N \sum_i b_k^i \quad \text{---(9)}$$

y nos darán los valores promedio de los coeficientes del k-ésimo armónico de N observaciones.

La dispersión de los puntos sobre el diagrama armónico está representada por la elipse de errores probables. Dentro de ésta caen la mitad de todos los puntos de medición. Los ejes mayor D_k y

menor d_k se definen por la expresión:

$$D_k \{d_k\} = 0.883 \sqrt{(\sigma_{ak}^2 + \sigma_{bk}^2) + (-) \sqrt{(\sigma_{ak}^2 - \sigma_{bk}^2)^2 + 4\gamma_k^2 \sigma_{ak}^2 \sigma_{bk}^2}} \quad \text{---(10)}$$

$$\text{en donde } \sigma_{ak}^2 = \frac{\sum (a_k^i - a_k)^2}{N}; \quad \sigma_{bk}^2 = \frac{\sum (b_k^i - b_k)^2}{N}$$

$$\gamma_k = \frac{\sum (a_k^i - a_k)(b_k^i - b_k)}{N\sigma_{ak}\sigma_{bk}} \quad \text{---(11)}$$

La probabilidad de que un punto esté localizado fuera de la elipse de error, con los ejes mD_k y md_k , disminuye abruptamente con el incremento de m , como 2^{-m^2} . Entonces esta probabilidad es igual a 1/2 para $m=1$, 1/16 para $m=2$, pero cae a 1/512 para $m=3$, y a 1/6600 para $m=4$.

Para obtener la nube de puntos se debe realizar un análisis armónico de muchas series de observaciones. Este tipo de procedimiento no es muy común; en la práctica los datos de muchas series de observaciones se promedian, produciéndose la relación periódica x_1 . En estas series los errores q de los datos promedios son menores que los errores de los datos directos de observación. Y en seguida un análisis armónico de los x_1 se realiza. Los errores en los coeficientes de Fourier se pueden calcular en términos de los errores q de las series x_1 .

Los coeficientes de Fourier se expresan por funciones lineales de los x_1 , de la forma $\sum \lambda_1 x_1$. Los errores de los coeficientes se determinan por la cantidad $q[\sum \lambda_1^2]^{1/2}$. Que en el caso de 24 ordenadas están dados por:

$$\delta a_0 = 0.204q; \quad \delta a_k = \delta b_k = 0.29q \quad \text{---(12)}$$

y en el caso de 12 ordenadas

$$\delta a_0 = 0.29q; \quad \delta a_k = \delta b_k = 0.41q. \quad \text{---(13)}$$

Tomando en cuenta las ecuaciones (6) y (7) se tiene que:

$$\delta\gamma_k = 0.29q, \text{ para 24 ordenadas y } \delta\gamma_k = 0.41 \text{ para 12} \quad \text{---(14)}$$

$$\text{y } \delta\phi_k = \delta\gamma_k / \gamma_k \quad \text{---(15)}$$

Entonces, sobre el dial armónico, cuando dibujamos los resultados del análisis armónico de los datos promediados, los cuales tienen el error cuadrático $q=(\sigma_a^2 + \sigma_b^2)^{1/2}$, un círculo de radio dado por la ecuación (18) dibujado con el centro en (a_k, b_k) , nos dará la aproximación del cálculo del armónico dado. La probabilidad de que el extremo del k-esimo armónico verdadero caiga fuera de un círculo de radio $m\delta\gamma_k$ es 3^{-m} .

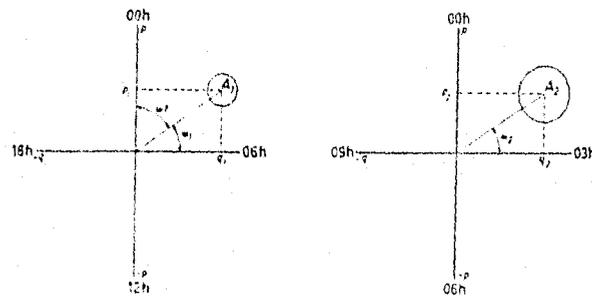


Figura A.1.1.- Diales armónicos para el primero y segundo armónicos.

APENDICE 2 : Contadores proporcionales.

Un arreglo típico para estudiar las propiedades de los tubos llenos de gas como detectores de radiación se muestra en la figura A.2.1. cuando una partícula de alta energía pasa a través del tubo, ésta sufre pérdida de energía por ionización resultando un gran número de pares ion-electrón a lo largo de la trayectoria de la partícula.

El pulso de voltaje de salida varía con el voltaje de alimentación V , como se muestra en la figura A.2.2. El voltaje de alimentación del tubo está dispuesto de tal forma que los electrones son atraídos al ánodo, el cual es una varilla delgada que pasa a través del eje del tubo. El comportamiento del tubo se puede entender como sigue. A muy bajos voltajes, región A, los electrones se recombinan y pocos de los que fueron generados por el paso de la partícula cargada alcanzan el ánodo. Cuando el voltaje se incrementa, se alcanza un estado estacionario ya que los electrones son acelerados lo suficiente para alcanzar energías para las cuales la recombinación sea despreciable, región B.

En las regiones C y D los electrones adquieren la suficiente energía para crear nuevos pares electrón-ión en colisiones con el gas del tubo. El resultado neto es una avalancha de pares electrón-ión que produce un pulso de voltaje grande. Si el voltaje a través del tubo es mayor, la respuesta del tubo se hace no lineal y el voltaje de salida ya no es proporcional a la cantidad de ionización creada en el tubo. El régimen en el cual la proporcionalidad entre la cantidad de ionización creada por las partículas entrantes y la intensidad del pulso de salida se mantiene es llamado el régimen proporcional; los dispositivos que operan de este modo se llaman contadores proporcionales.

A mayores voltajes, régimen E, el voltaje aplicado es tan alto que una partícula que provoca una mínima ionización produce un pulso alto de voltaje de salida. El tubo se encuentra en un nivel tal de saturación, que el paso de una sola partícula produce que el tubo se ionice rápidamente. Los detectores que operan en este régimen se conocen como detectores Geiger-Müller.

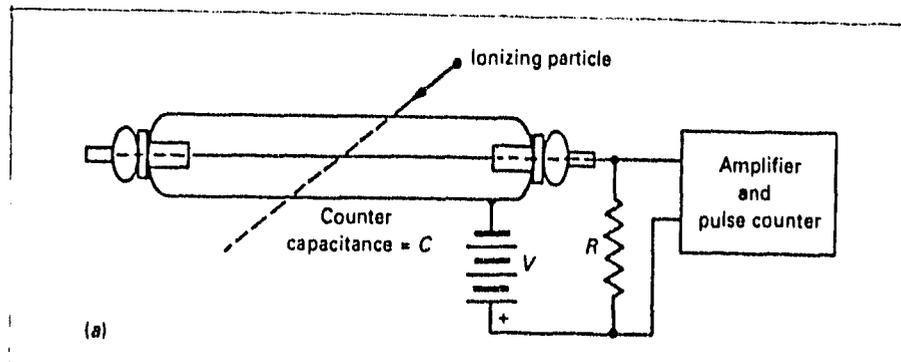


Figura A.2.1.- Un tubo de descarga de gas. Se muestra el arreglo utilizado para detectar pulsos de corriente iniciados por partículas ionizantes que pasan a través del gas; Longair M.S., 1992).

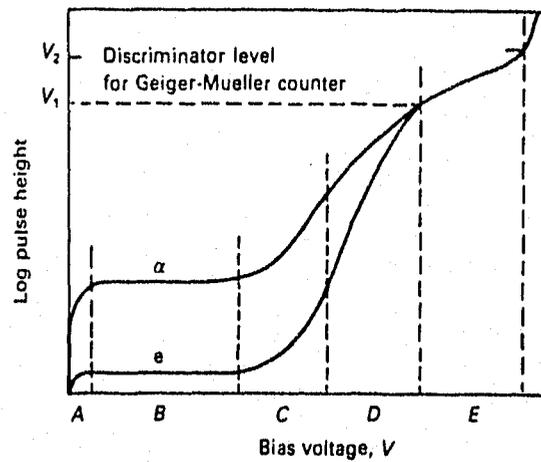


Figura A.2.2.- La magnitud del pulso de salida en el tubo de descarga de la figura A.1.1, como una función del voltaje de alimentación V. Las curvas que se muestran son las respuestas a electrones rápidos y a núcleos de helio, (Longair M.S., 1992).

APENDICE 3: Masa por unidad de área

A lo largo de la tesis he utilizado frecuentemente el concepto de masa por unidad de área, por lo que es necesario dar una explicación de este concepto. Al comparar cómo la radiación es absorbida por diferentes materiales es necesario considerar la densidad del material así como su espesor. Obviamente, un metro de aire absorberá menos partículas que un metro de agua, debido a que la densidad del aire es 1.29 kg/m^3 , mucho menor que la del agua que es 10^3 kg/m^3 , a presión y temperatura normales.

De esta manera, se acostumbra definir la profundidad de un absorbente no en términos de su espesor geométrico, sino por la masa de una columna de sección transversal de área unitaria, figura A.3.1. Para un absorbente de densidad constante, la masa por unidad de área es igual al producto de su espesor por su densidad. Por ejemplo, una capa de agua de un metro de espesor (un metro de agua equivalente, abreviado 1 mwe) tiene una masa por unidad de área de $1 \times 10^3 = 10^3 \text{ kg/m}^2 = 10^2 \text{ gr/cm}^2$. Al nivel del mar, la atmósfera terrestre tiene una masa por unidad de área de 1.033 kg/m^2 . La masa por unidad de área de la atmósfera en un punto de observación, es decir, sobre un nivel dado, se conoce como profundidad atmosférica.

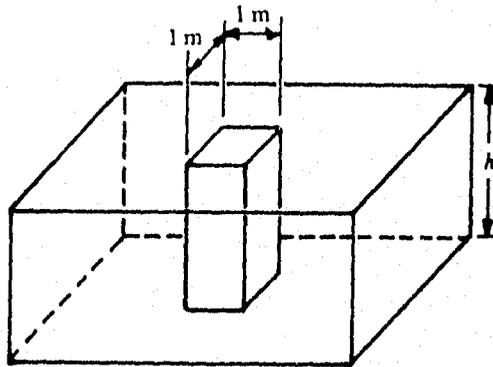


Figura A.3.1. Definición de masa por unidad de área.

APENDICE 4: Efectos Atmosféricos: gravitacional, de humedad y electricidad atmosférica.

El efecto gravitacional es excesivamente pequeño. Para la intensidad total al nivel del mar tenemos (Dorman L.I., 1957):

$$\alpha_{\text{grav}} \approx 0.08 \text{ \%}/\text{cm}/\text{s}^2 \quad \text{---(1)}$$

Debido a que la aceleración de la gravedad g no varía apreciablemente con el tiempo, este efecto es despreciable en el estudio de las variaciones temporales de la intensidad de rayos cósmicos. Por otro lado, al ir del Polo al Ecuador g decrece por $5 \text{ cm}/\text{s}^2$. En este sentido podemos esperar de acuerdo a la ecuación (1), un decrecimiento de cerca del 0.4 % en la intensidad de rayos cósmicos con el decrecimiento de la latitud. Tal variación es pequeña comparada con el efecto de latitud del orden del 10% de éste último.

El efecto de humedad es un efecto de absorción, y se debe a la cantidad de agua que contiene la atmósfera. Las variaciones que puede producir este efecto son una orden de magnitud más pequeño que el efecto de temperatura (Dorman L.I., 1957). Este efecto es importante en lugares fríos, dado que a latitudes altas en invierno se puede acumular nieve en los techos de las estaciones, lo que produce una absorción de partículas y en consecuencia una variación en la intensidad de radiación cósmica del orden de 0.1%. Este fenómeno nos lleva a un efecto estacional de una amplitud del orden de 0.1%.

El efecto de electricidad atmosférica consiste en aceleraciones y desaceleraciones, en las componentes secundarias cargadas, inducidas por el campo eléctrico atmosférico, que puede alcanzar intensidades de hasta 20 KV/m (Dorman L.I., 1987). En particular este efecto puede producir variaciones de periodo corto (8 a 16 minutos), en la intensidad de la radiación cósmica, del orden de 0.2 a 0.3 % (Alexeenko et.al., 1985). En particular este efecto es nulo para los neutrones que son las partículas que principalmente registra el monitor de neutrones.

BIBLIOGRAFIA

INTRODUCCION

- 1.- Mc Kibben R.B., 1981. Conference Papers 17th ICRC, 13, 163.
- 2.- Shah, G.N., et. al., 1979. Conference papers 16th, ICRC, 3, 423.
- 3.- Venkatesan,D., et. al., 1982. Solar Physics, 81, 375.
- 4.- Barden, L.R., 1973. Conference Papers 13th ICRC, 2, 1277.
- 5.- Nachkebin, N.A. and Shatashvili, L. Kh., 1983. Conference Papers 16th ICRC, 10, 152.
- 6.- Fenton A.G., et. al., 1984. Proceedings of International Symposium on Cosmic Ray Modulation in the Heliosphere, Iwate University Morioka, Japan, 21-25 August 1984, 191.
- 7.- Forbush, S.E.,1954. World-wide cosmic ray variations. J. Geophys. Res., 59. 525-542.
- 8.- Simpson, J.A., 1954. Cosmic radiation intensity time variations and their origin:III. The origin 27-day variations. Phys. Rev. 94, 426-440.
- 9.- Biermann, L.,1953.Physical processes in comet tails and their relation to solar activity. Mem. Soc. R. Sci . Liege. (4^{me} ser), 13, 291.
- 10.- Parker, E.N.,1958. Dynamical inestability in an anisotropic ionized gas of low density. Phys Rev., 109, 1874-1876.
- 11.- Parker, E.N.,1965. The pasage of energetic charged particles trough interplanetary space. Planet. Space. Sci., 13, 9-49.
- 12.- Simpson J.A., 1983. Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 33.
- 13.- Ginzburg K.L., 1993. Cosmic Ray Atrophysics.
- 14.- Mc Kibben R.B., 1987. Proc. 6th International Solar Wind Conference, Colorado.
- 15.- Iucci N., 1987. 20th ICRC, Moscow, USSR, Vol. 8.
- 16.- Ito K., 1988. Galactic Cosmic Rays: Their Origin and Propagation. In Cosmic Rays Astrophysics, Edited by ODA, Nisshimura & Sakurai. Terra Scientific Publishing Company.

CAPITULO 1

- 1.- Hurtado A. y Otaola J.A., 1991. Cosmic Ray NM-64 Monitor Data-I, January-December 1990. Universidad Nacional Autonoma de México. Depto. de Física Espacial. Instituto de Geofísica.
- 2.- Dorman L.I., 1974. Cosmic Rays Variations and Space Explorations, North-Holland.
- 3.- Odda, Nishimura y Sakurai (Editors), 1988. Cosmic Rays Astrophysics. Terra Scientific Publishing Company, Tokio.
- 4.- Editor, Institu für Geophysik, Göttingen.,1991. IUGG: Association of Geomagnetism and Aeronomy (International Service of geomagnetic Indices),. F.R. Germany.
- 5.- Hayakawa, 1969. Cosmic Ray Physics. Willey-Interscience Vol. XXII.
- 6.- Friedlander, 1989. Cosmic Rays. Harvard University Press.
- 7.- Gaisser, 1990. Cosmic Rays and Particle Physics. Cambridge University Press.
- 8.- Dorman L.I., 1987. Geomagnetic and Atmospheric Efects in Primary and Secondary Cosmic Rays. Cosmogeneus Nuclei. 20th International cosmic Rays Conference, Moscu, USSR. Vol.8.
- 9.- Dupperier A., 1948. Proc. Phys. Soc. 61, 34.
- 10.- Griffiths W.K., Horman C.V. and Ryder P., 1965. Proc. Int. Conf. Cosmic Rays, London, Inglad.
- 11.- Hatton C.J., 1971. Progress in Elementary particle Physics and Cosmic Ray Physics. Vol. X. North-Holland Publishing Company.
- 12.- Alexeenko V.V, Chudakov A.E., Sborshikov V.G. Tizengauzen V.A.,1985. Proc. 19th ICRC. La Jolla, USA. Vol. 5.
- 13.- Simpson J.A., Fonger W.H. & Treiman S.B., 1953. Phys. Rev. 79, 768.
- 14.-Bernardini G., Cortini G, & Manfredini A., 1953. Phys. Rev. 90, 934
- 15.-Kamhouse J.L., 1963. J. Geophys. Res. 70, 2469.
- 16.-Griffths W.K., Hatton C.J., Ryder P. & Harman C.V., 1966. J. Geophys. Res. 71, 1895.

- 17.-Forman M.A., 1968. J. Geophys. Res. 70, 2469.
- 18.- kusunose M., Ogita N. & Yoshida S., 1981. 17th ICRC. Paris, France . Vol. 10.
- 19.-Mc. Gervery J.D.,1975. Introducción a la Física Moderna. Ed. Trillas, México.
- 20.-Miraki S., 1988. Cosmic Ray in the Atmosphere High Energy Phenomena. In Cosmic Ray Astrophysics, Oda, Nishimura & Sakuray, Editors. Terra scientific Publishing Company, Tokyo.
- 21.- Dorman L.I., 1957. Cosmic Ray Variations. State Publishing House For Technical and Theoretical Literature, Moscow.

CAPITULO 2

- 1.- Hughs E. B., Marsden P.L., Meyer M. A.y Wolfendale, 1964. Neutron production by cosmic ray protons in lead. Proc. Phys.Soc. London A 83.
- 2.- Meyer M.A., Wolfendale A. W., Hughs E. B. y Marsden P. L., 1964. Production of neutrons by fast cosmic ray muons. Proc. Phys. Soc. London A 83.
- 3.- Hughs E. B.y Marsden P. L.,1966. Response of standard IGY neutron monitor. J. Geophys. Res. 71 # 51.
- 4.- Beiser A., 1980. Conceptos de fisica moderna. Mc. Graw Hill, México.
- 5.- Dorman L. I., 1974. Cosmic Rays, Variations and space explorations. North-Holland publishing company.
- 6.- Webber W. R. y Quenby J.J., 1959. Phil. Mag. 4, 654.
- 7.- Carmichael, Bercovitch M. y Steljes J. F., 1969. Can. J. Phys. 47, 2037.
- 8.- Carmichael y Bercovitch M.,1969. Can. J. Phys. 47, 2051.
- 9.- Carmichael, Shea M.A. y Peterson R. W., 1969. Can. J. Phys. 47, 2057.
- 10.- Carmichael y Bercovitch M., 1969. Can. J. Phys. 47, 2073.
- 11.- Ormes J.F. y Webber W.R., 1965. 9th Conf. On Cosmic Rays. (Conf. Papers) 1, 349-54, London, Inglad.
- 12.- Shapiro M.M., Silberberg R. y Tsao C.H., 1973. 13th Conf. Cosmic Rays (Conf. Papers) 1, 178-83, Denver, USA.
- 13.- Shea M.A. y Smart D.F., 1975. Tables of Asymptotic directions and vertical Cutoff rigidities, Air force Cambridge Research Laboratories Massachusetts, USA.
- 14.- Carmichael H., 1968. Cosmic Rays (Instruments) Annals of IQSY, volume 1. Edited by C.M. Minnis The MIT, Press, London, Inglad.
- 15.- Cartwright B. G., Garcia Muñoz M,y Simpson J. A.,1971. 12th Conf. Cosmic Rays (Conf. Papers) 1, 209-20, Hobart Australia.
- 16.- Lezniak J. A. y Webber W.R., 1971. J.G.R. 76, 1605-1624.
- 17.- Smith L.H., Buffington A., Smoot G. F. y Alvarez L.W., 1973. Astrophysics J. 180, 987-1010.

- 18.- Von Rosenvige T.T., Webber W.R. y Ormes J.F., 1969. Astrophys. Sp. Sci. 5, 342-349.
- 19.- Halavac T., Nesterova N.M., Nikolsky S.I. y Romakhin V. A., 1969. Proc. 11th Conf. On Cosmic Rays, 1, 521-525, Budapest.
- 20.- Webber W.R. y Lezniak J.A., 1974. Astrophys. Sp. Sci. 30, 361-80.
- 21.- Ramaty R., Balasubrahmanyam V.K. y Ormes J.F., 1973. Science, 180, 731-33.
- 22.- Lockwood y Webber W.R., 1967. J.G.R. 72, 3395-3402.
- 23.- Carmichael H., 1964. IQSY Instruction Manual No.7.

CAPITULO 3

- 1.- Sakurai, K., 1987. Chapter 3, In The solar Wind and the Earth. Edited by S. I. Akasofu and Y. Kamide. Terra Scientific Publishing Company/Tokio. D. Reidel Publishing Company.
- 2.- Forman M. A., 1988. Solar Modulation of Galactic Rays. 20th International Cosmic Ray Conference, Vol. 8, Moscu.
- 3.- Mc Donald F.B., Lal N., Trainer J.H., Van Hollebeke M.A.I., and Webber W.R., 1981. Ap. J. 249, L71.
- 4.- Perko J.S. and Fisk L.A., 1983. J. Geophys. Res. 88, 9033.
- 5.- Burlaga, Goldstein and Mc Donald, 1985. 19th ICRC, SH 4.1-11. La Jolla, USA.
- 6.- Kóta J., 1985. Modulation and Anisotropy of Galactic Cosmic Rays in the Heliosphere. 19th ICRC, Vol. 8, La Jolla, USA.
- 7.- Sakurai K., 1988. Chapter 2 in "Cosmic Ray Astrophysics". Edited by Oda M., Nishimura J. and Sakurai K.. Terra Scientific Publishing Company, Tokio.
- 8.- Iucci N., 1988. Short-term Variations and Anisotropy of Galactic Cosmic Ray Intensity. 20th Vol. 8, Moscu.
- 9.- Lindholm F., 1928. Gerl. Beitr, z. Geophys. 20, 12.
- 10.- Compton A.H., Bennet R.D. and Stearns J.G., 1932. Phys. Rev. 52, 799.
- 11.- Hess V.F. and Graziadea H.T., 1936. Terr. Mag., 41, 9.
- 12.- Forbush S.E., 1937. Phys. Rev. 51, 1108.
- 13.- Kane R.P. and Thakove J.R., 1960. Proc. Ind. Acad. Sci. A52, 122.
- 14.- Schwachein, 1960. J. G. R., 65, 3149.
- 15.- kitamura M., 1965. proc. Conf. on Cosmic Rays, London, 1, 201.
- 16.- Otaola J.A. y Hurtado A., 1991. Cosmic Ray NM-64 Neutron Monitor Data-I, January-December and Monthly Graphs. Departamento de Física Espacial, Instituto de Geofísica. UNAM, México. Comunicaciones Internas.
- 17.- Otaola J.A. y Valdés J.F., 1992. Los rayos cósmicos: Mensajeros de las Estrellas. FCE, México.
- 18.- Brunberg E.A. and Dattner A., 1954. On the Interpretation of

- the Diurnal Variation of Cosmic Rays. *Tellus* VI 1, 73.
- 19.- Parker E.N., 1960. "The hidrodinamic Theory of Solar Corpuscular Radiation and Stellar Winds". *Astrophysics J.* 132, 735.
 - 20.- Aluwahlia H.J. and Dessler A.J., 1962. Diurnal Variation of Cosmic Radiation Intensity Produced by Solar Wind. *Planetary Space Sci.* 9, 195.
 - 21.- Stern D., 1964. The Cosmic Ray Anisotropy. *Planetary Space Sci.* 12, 973.
 - 22.- Parker E.N., 1964. Theory of Streaming of Cosmic Rays and Diurnal Variation. *Planetary Space Sci.* 12, 735.
 - 23.- Forman M.A. and Gleeson L.J., 1970. Cosmic Ray Anisotropies
 - 24.- Jokipii J.R. and Parker E.N., 1970. On the Convection, Diffusion and Adiabatic Deceleration of Cosmic Rays in the Solar Wind. *Astrophys. J.* 160, 735.
 - 25.- Gleeson L.J. and Axford W.I., 1968. The Compton-Getting Effect. *Astrophys. Space Sci.* 2, 431.
 - 26.- Parker E.N., 1967. Cosmic Ray Diffusion, Energy Loss and the Diurnal Variation. *Planetary Space Sci.* 15, 1723.
 - 27.- Jokipii J.R. and Parker E.N., 1969. Stochastic Aspects of Magnetic Lines of Force with Application to Cosmic-Ray Propagation. *Astrophys. J.* 155, 777.
 - 28.- Mc Cracken K.G. and Ness N.F., 1966. The Collimation of Cosmic Rays by the Interplanetary Magnetic Field. *J. Atmospheric Terrest. Phys.* 1, 205.
 - 29.- Elliot H., 1952. Time Variations of Cosmic Ray Intensity. in *Progress in Cosmic Ray Physics*, Vol. 8, North-Holland Publ. Co. Amsterdam, 455.
 - 30.- Elliot H. and Dolbear D.W., 1951. Directional Measurements of the Diurnal Variation of Cosmic Ray Intensity. *J. Atmospheric Terrest. Phys.* 1, 205.
 - 31.- Forbush S.E. and Venkatesan D., 1960. Diurnal Variation in Cosmic Ray Intensity, 1937-1959, at Cheltham Huancayo and Critchchurch. *J. Geophys. Res.* 65, 2213.
 - 32.- Skripin G.V., Krivoshapkin P.A., Krymskiy G.F. and Kuzmin

- A.I., 1968. The Second Spherical Harmonic of the Diurnal Variation and the Orientation of the Interplanetary Magnetic Field. *Can. J. Phys.* 46, s973.
- 33.- Ables J.G., Mc Cracken K.G. and Rao U.R., 1965. *Proc. Intern. Conf. on Cosmic Rays*, London, p 208.
- 34.- Rao U.R. and Agrawal S.P., 1970. *J. Geophys. Res.* 75, 2391.
- 35.- Subramanian G. and Sarabhai V., 1967. *Astrophys. J.* 149, 417.
- 36.- Quenby J.J. and Lietti B., 1968. *Planetary Space Sci.* 16, 1209.
- 37.- Webber W.R., 1965. *Physics of the Planetary Medium*. Buenos Aires, Argentine National Commission on Space Research, p 32.
- 38.- Venkatesan D. et. al., 1982. *Solar Physics*, 81, 375.
- 39.- Jokipii J.R., 1995. *EOS* Vol.76. Num.10.
- 40.- Fisk L.A., 1979. *Solar System Plasma Physics Vol. 1*. Edited by Parker, Kennely & Lanzerotti. North-Holland Publishing Company.
- 41.- Parker E.N., 1958. *Astrophys. J. Geophys. Res.* 69,1755.
- 42.- Smith E.J., 1974. *Solar Wind Three*, Ed. Russel C.I.. University of California Press.
- 43.- Parker E.N., 1965. *Planet. Space Sci.*, 13, 9-49.
- 44.- Jokipii J.R., 1989. *Adv. Space. Res.* Vol 9, #12, 105-119.
- 45.- Otaola J.A. y Valdez J.F., 1995.
- 46.- Hashim A., 1968. *Tesis Doctoral*. University of London.
- 47.- Gleeson L.J., 1969. *Planetary Space Sci.* 17, 31.
- 48.- Rao U.R., 1972. *Space Science Reviews* 12, 719-809.
- 49.- Moris S., Swinson D.B., Fujimoto K. & Nagashima K., 1981. 17th ICRC Paris France. Vol. 10.
- 50.- Aluwahlia H.S. & Riker J.F., 1981. 17th ICRC, Paris France, Vol 10.
- 51.- Kitakumura M., 1981. 17th ICRC Paris France, vol. 10.
- 52.- Forman M.A., 1988. 20th ICRC Moscow USSR, Vol. 8.
- 53.- Pomerantz M.A. & Duggal S.P., 1971. *Space Sci. Rev.* 12, 75.
- 54.- Topygin I.N., 1985. *Cosmic Rays In Interplanetary Magnetic Fields*. Dr. Reidel Publishing Company.

CAPITULO 4

- 1.- Forbush S.E., 1938. Phys. Rev. 54, 975.
- 2.- Simpson J.A., 1954. Phys. Rev. 94, 426.
- 3.- Fan C.Y., Meyer P. and Simpson J.A., 1960. Phys. Rev. Letters 5, 269.
- 4.- Neher H.V. and Anderson H.R., 1964. J. Geophys. Res. 69, 807.
- 5.- Rao U.R., 1965. J. Geophys. Res. 70, 3765.
- 6.- Bukata R.P., Mc Craken K.G. and Rao U.R., 1968. Can. J. Phys. 46, 994.
- 7.- Lockwood J.A., 1971. Space Science Review, 12, 658-715.
- 8.- Mc Craken K.G. and Rao U.R., 1968. Planetary Space Sci. 14, 649.
- 9.- Bryant D.A., Cline T.L., Desai U.P. and Mc Donald E.B., 1965. Astrophys. J. 141, 478.
- 10.- Rao U.R., Mc Craken K.G. and Bukata R.P., 1967. J. Geophys. Res. 72, 4325.
- 11.- Alfvén H. and Fälthamar C.G., 1963. Cosmical Electrodynamics, Oxford Univ. Press.
- 12.- Alfvén H., 1954. Tellus 6, 232.
- 13.- Sandström A.E., 1965. Cosmic Ray Physics, North Holland Pub. Co., Amsterdam.
- 14.- Dorman L.I., 1957. Cosmic Ray Variations, State Publishing House Technical and Theoretical Literature, Moscow.
- 15.- Dorman L.I., 1963. Progress in Elementary Particle and Cosmic-Ray Physics VII, North Holland Publishing Co. Amsterdam.
- 16.- Gold T., 1960. Astrophys. J. Suppl. 4, 406.
- 17.- Quenby J.J., 1967. Handbook of Physics XLVI/2, 310.
- 18.- Parker E.N., 1963. Interplanetary Dynamical Processes, Interscience, Jhon Wiley and Sons.
- 19.- Morrison P., 1956. Phys. Rev. 101, 1397.
- 20.- Laster H., Lenchek A.M. and Singer S.F., 1962. J. Geophys. 5, 283.
- 21.- Nagashima K., Sakakibara S., Fujimoto K., Tatsuoka R. and Morishita I., 1990. 21st ICR, Adelaide, Australia. Vol. 6, 226.

- 22.- Gall R. and Thomas B.T., 1981. Proc. 17th ICRC, 4, Paris, France.
- 23.- Lockwood J.A. and Webber W.R., 1969. J. Geophys. Res. 74, 5599.
- 24.- Otaola J.A. y Hurtado A., 1991. Cosmic Ray NM-64 Monitor Data-I, January-December 1990. Universidad Nacional Autonoma de México. Depto. de Estudios Espaciales, Instituto de Geofísica.
- 25.- Wada M. & Murakami K., 1988. In Cosmic Ray Astrophysics. Oda M. Vishirora J. & Sakurai K. Editors. Terra Scientific Company, Tokio.
- 26.- Wilson M.D. & Bercovitch M., 1992. Cosmic Ray NM-64 Neutron Monitor Data-XLIX. National Research Council Canada. Herzberg Institute of Astrophysics.

CAPITULO 5

- 1.- Klecker B., Cliver E., Kahler S. and Cane H., 1990. EOS, 71, 1102.
- 2.- Holman G.D., 1985. Astrophys. J. 293, 584.
- 3.- Miller J.A., Guessoum N. and Ramaty R., 1990. Astrophys. J. 361, 701.
- 4.- Forbes T.G., 1986. Astrophys J. 305, 553.
- 5.- Masson G.M., Gloeckler G. and Hovestadt D., 1984. Astrophys. J. 280, 902.
- 6.- Lee M.A., 1991. Solar Particle Production, 22th ICRC, Dublin, Ireland.
- 7.- Sakurai K., 1971. Solar Phys. 20, 147.
- 8.- Chupp E.L., Forrest J.D., Higbie P.R., Suri A.N., Tsai C. and Dunphy P.P., 1973. Nature 241, 333.
- 9.- Ramaty R., Kozlovsky B. and Lingenfelter R.E., 1975. Space Sci. Rev. 18, 341.
- 10.- Kocharor G.E., 1991. Cosmogenic Nuclei, Solar Neutrinos, Neutrons and γ -rays. 22th ICRC Vol. 5, Dublin, Ireland.
- 11.- Shea M.A., Smart D.F. & Pyle K.R., 1991. Geophysical Research Letters, Vol. 18, #9, 1655-1658.
- 12.- Coffey H.E. (Ed.), 1990. Solar-Geophysical Data, National Geophysical Data Center, U.S. Department of Commerce, NOAA. Boulder, Colorado, No. 551, Part I, p 129, and Part II, p 25.
- 13.- NGDC, 1991. Data archived by the National Geophysical Data Center U.S. Department of Commerce, NOAA, Boulder.
- 14.- Debruner H., Lockwood J.A. and Ryan J.M.,. The Solar Flare event on 1990 May 24: Evidence for Separate Particle Accelerations.
- 15.- Hatton C.J., 1971. Prog. in Elemen. Part. and Cosmic Ray Phys. X.3.
- 16.- Hayakawa S., 1969. Cosmic Ray Physics. Wiley-Interscience, New York, London, Sidney and Toronto.
- 17.- ODA et. al., 1988. Cosmic Ray Astrophysics. Edited by ODA M., Nishimura J., and Sakurai K. Terra Scientific Publishing

Company, Tokio.

- 18.- Sakurai K., 1988. Solar-Flare Particles. In Cosmic Ray Astrophysics. Oda M., Nishimura J. & Sakurai K.. Terra Scientific Publishing Company, Tokyo.

APENDICES

- 1.- Dorman L.I., 1957. Cosmic Ray Variations. State Publishing House Technical and theoretical Literature, Moscow.
- 2.- Otaola J.A. y Valdez J.F., 1992. Los rayos cósmicos: Mensajeros de las estrellas. Fondo de Cultura Económica, México.
- 3.- Dorman L.I., 1987. Proc. 20th ICRC Moscow, USSR. Vol. 8.
- 4.- Alexeenko V.V., Chudakov A.E., Sborshinov V.G. & tizenyauzen V.A., 1985. Proc. 19th ICRC, La Jolla, USA. Vol.5.
- 5.- Longair M.S, 1992. High Energy Astrophysics, Vol.1. Cambridge University Press.