

03078

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO
UNIDAD ACADÉMICA DE CICLOS PROFESIONALES Y POSGRADO, CCH

TORMENTAS GEOMAGNETICAS INTENSAS
Y SU RELACION CON
EL VIENTO SOLAR

TESIS CON
FALLA LE ORIGEN

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:
MAESTRA EN ESTUDIOS ESPACIALES
PRESENTA:
ANA LEONOR RIVERA LOPEZ

MEXICO, D.F.

1992



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 está 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.

INDICE

Introducción	1
Capítulo I: "EL CAMPO GEOMAGNETICO DE ORIGEN INTERNO"	4
I.1. Descripción del campo geomagnético.	5
I.1.1. Elementos del campo geomagnético	5
I.1.2. El campo geomagnético dipolar	5
I.1.3. Modelos de alta simulación	6
I.2. Origen del campo principal de la Tierra.	9
I.2.1. Descripción del modelo de dínamo	9
Capítulo II: "LA MAGNETOSFERA TERRESTRE"	12
II.1. El viento solar.	13
II.1.1. Modelo de Parker del viento solar	13
II.1.2. Modelos politrópicos de un fluido del viento	15
II.1.3. Campos magnéticos en el viento solar	17
II.1.4. Características generales del viento solar	19
II.1.5. Perturbaciones del viento solar	19
II.2. Descripción de la magnetósfera	22
II.3. Interacción del viento solar con la Tierra.	24
II.3.1. Posición de la magnetopausa	24
II.3.2. Modelos magnetosféricos.	25
II.3.2.1. Contribución de las corrientes en la magnetopausa	25
II.3.2.2. Contribución de la hoja de corriente	26
II.3.2.3. Contribución de las corrientes intra-magnetosféricas	27
II.3.3. El frente de choque.	29
II.4. Variaciones del campo geomagnético.	30
II.4.1. Variación secular	30
II.4.2. Variaciones magnéticas diurna y lunar	32
II.5. Modelos de magnetósfera abierta y cerrada	33
II.5.1. La magnetósfera cerrada: el modelo de interacción viscosa	33
II.5.2. La magnetósfera abierta: el modelo de reconexión con el campo interplanetario	34
Capítulo III: "PERTURBACIONES GEOMAGNETICAS"	38
III.1. Indices magnéticos.	39
III.1.1. Indices K	39
III.1.2. Indices A	40
III.1.3. Indices aurorales	40
III.1.4. Índice Dst	41
III.2. Perturbaciones principales en la magnetósfera	41
III.2.1. Tormentas Magnéticas	41
III.2.1.1. Fases de una tormenta magnética	42
III.2.1.2. Mecanismos físicos involucrados en una tormenta	43

III.2.2.	Subtormentas Magnéticas	44
III.2.1.1.	Fases de una subtormenta magnética	45
III.2.1.2.	Mecanismos físicos involucrados en una subtormenta	45
III.2.1.3.	Parámetro de subtormentas	46
III.2.3.	Pulsaciones Geomagnéticas	47
Capítulo IV: "RELACION DE LAS TORMENTAS GEOMAGNETICAS CON EL VIENTO SOLAR".		49
IV.1.	La importancia de poder predecir tormentas geomagnéticas	50
IV.2.	Asociación de las tormentas geomagnéticas con fenómenos solares	52
IV.3.	El período del 16 de agosto de 1978 al 28 de diciembre de 1979	56
IV.3.1.	Estudios previos	56
IV.3.2.	Análisis de los eventos	58
Conclusiones.		71
Referencias.		75

INTRODUCCION

La predicción de las tormentas geomagnéticas intensas con base en fenómenos solares o en las características del medio interplanetario es un problema que tiene gran importancia práctica ya que los países que se encuentran en latitudes altas y medias pierden varios millones de dolares cada año a consecuencia de los daños causados por las perturbaciones intensas que afectan satélites, sistemas de comunicación, navegación, radio militar y civil, plantas generadoras de energía eléctrica, sondeo geofísico, control de naves espaciales y campañas de investigación científica.

Actualmente, los métodos de predicción geomagnética se basan directamente en el monitoreo de fenómenos solares como ráfagas, desaparición de filamentos, estallidos de radio tipo II y tipo IV, estallidos en rayos X, etc. Sin embargo, aunque estos fenómenos ocurren frecuentemente en el Sol, observándose cientos de ellos durante un año en períodos de alta actividad solar, el número de días con gran actividad geomagnética es de sólo una decena, es decir, la fracción de los fenómenos observados en el Sol que producen una actividad geomagnética intensa es muy pequeña.

Las perturbaciones geomagnéticas más dañinas son las tormentas geomagnéticas intensas, las cuales son tormentas en las que el promedio diario del índice planetario Ap excede 50, lo cual equivale a perturbaciones con índice Dst < -100 nT. Para tener una idea de los impreciso de los métodos de predicción actuales basta con observar la tabla 1 (tomada de datos del SEL (Space Environment Laboratory), la cual muestra que durante 1989-1991, en EEUU de 30 tormentas geomagnéticas intensas sólo fueron predichas 7, es decir, realmente no se tiene un método eficaz para predecir tormentas.

Esta tesis tiene como objetivo mostrar la asociación de las tormentas geomagnéticas intensas con los parámetros del viento solar y estudiar su causa solar, lo cual contribuye a lograr un mejor

TABLA 1

**PRECISION EN LA PREDICION GEOMAGNETICA
(predicciones diarias, 1989-1991)**

OBSERVADOS

	NO OCURRIO TORMENTA	OCURRIO TORMENTA
PREDICION NO TORMENTA	1052	23
TORMENTA	12	7

DIA CON "TORMENTA" CORRESPONDE A UN DIA CON Ap > 50

FUENTE: SEL, NOAA

pronóstico. Para ello, primero se planteó entender qué es la magnetósfera terrestre, cómo interacciona con el viento solar y cómo afectan las variaciones del viento para producir las perturbaciones geomagnéticas. Posteriormente, se analizó un período de 500 días (de agosto de 1978 a diciembre de 1979), en los cuales se tienen datos del medio interplanetario tanto del satélite ISEE-3 y por medio de centelleo interplanetario (IPS: del inglés "*InterPlanetary Scintillation*"), así como información de los observatorios geomagnéticos sobre las tormentas geomagnéticas intensas (con $Dst < -100$ nT). Además se cuenta con datos de los hoyos coronales, las regiones activas y protuberancias solares y los eventos asociados a ellas (ráfagas y desaparición de filamentos). Finalmente, como resultado de este análisis se propone un modelo respecto a la causa solar de las perturbaciones en el viento solar que ocasionan las tormentas geomagnéticas intensas.

La organización de la tesis es la siguiente: en los tres primeros capítulos se hace una descripción de la magnetósfera terrestre con el fin de tener una imagen clara y global de ella, los mecanismos de interacción con el viento solar y las perturbaciones geomagnéticas y en el cuarto capítulo se analiza los datos disponibles que generan el modelo que relaciona las tormentas geomagnéticas intensas con sus fuentes en el sol.

CAPITULO I

EL CAMPO GEOMAGNETICO DE ORIGEN INTERNO

I.1. DESCRIPCIÓN DEL CAMPO GEOMAGNÉTICO.

I.1.1. Elementos del campo geomagnético.

Dado que el campo magnético es una cantidad vectorial, es necesario medir tres elementos mutuamente independientes (figura 1) para especificar el campo completamente. Usualmente se miden la intensidad horizontal (H), la declinación (D) y la inclinación (I); recientemente se ha vuelto muy común medir la intensidad total (F).

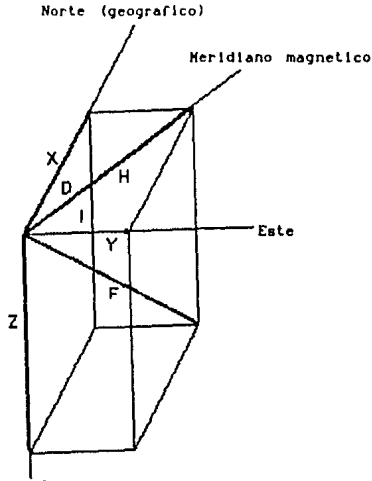


Figura 1. Elementos del campo geomagnético

H: Intensidad horizontal, D: Declinación, I: Inclinación;
X: Componente horizontal Norte, Y: Componente horizontal Este,
Z: Componente vertical; y F: Intensidad total (Rikitake, 1966)

I.1.2. El campo geomagnético dipolar.

Antes de la era espacial, los modelos del campo geomagnético con los que se contaba estaban basados en mediciones magnéticas realizadas sobre la superficie de la Tierra. El campo medido de esta manera corresponde principalmente al llamado *campo geomagnético interna*, cuyas fuentes se encuentran en el interior o en la superficie de la Tierra.

A primera aproximación, el campo geomagnético sobre la superficie de la Tierra puede representarse (con una precisión del 30% para puntos hasta 2 o 3 radios terrestres, R_{\oplus} , arriba de la superficie) por un campo dipolar, cuyos polos tienen las coordenadas geográficas (79°N , 70°O) y (79°S , 70°E). La intensidad del campo está dada por:

$$B(R, \lambda) = \frac{0.32}{R^3} \left[1 + 3 \operatorname{sen}^2 \lambda \right]^{1/2} \quad (\text{I.1})$$

donde 0.32 Gauss es la intensidad del campo en la superficie de la Tierra en el ecuador, R es la distancia radial medida en R_{\oplus} y λ es la latitud magnética (para un desarrollo detallado ver Merrill y McElhinny, 1983). Se obtiene una mejor aproximación con el campo real si el dipolo se desplaza 486 km del centro de la Tierra hacia el punto en 6.5°N , 161.8°E (Van Allen, 1981). El eje de este dipolo excéntrico intersecta la superficie de la Tierra en dos puntos antipodales situados en $(76.3^{\circ}\text{S}, 121.2^{\circ}\text{E})$ y $(80.1^{\circ}\text{N}, 277.3^{\circ}\text{E})$, es decir, el eje está inclinado 11.5° respecto al eje de rotación.

El potencial magnético V del dipolo de momento M está dado por:

$$V_M = - \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{M \cdot r}{r^3} = - \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{M \cos \lambda}{r^2} \quad (\text{I.2})$$

donde M es el momento dipolar magnético y r es la distancia radial (para un tratamiento detallado ver Eleman, 1973). De aquí se pueden obtener los elementos magnéticos como:

$$H = \frac{\partial V}{r \partial \lambda} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{M}{r^3} \operatorname{sen} \lambda = H_0 R^{-3} \operatorname{sen} \lambda \quad (\text{I.3a})$$

$$Z = \frac{\partial V}{\partial r} = 2 \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{M}{r^3} \cos \lambda = 2 H_0 R^{-3} \cos \lambda \quad (\text{I.3b})$$

$$F = (H^2 + Z^2)^{1/2} = H_0 R^{-3} (1 + 3 \cos^2 \lambda)^{1/2} \quad (\text{I.3c})$$

$$\tan I = \frac{Z}{H} = 2 \cot \lambda \quad (\text{I.3d})$$

donde H_0 es el valor superficial de la intensidad horizontal del campo en el ecuador magnético (donde $Z=0$). El momento dipolar magnético se puede escribir como:

$$M = \frac{4\pi}{\mu_0} H_0 R_{\oplus}^3 \quad (\text{I.3e})$$

I.1.3. Modelos de alta simulación.

El campo geomagnético interno puede representarse con bastante precisión por medio de un desarrollo en multipolos de Gauss (*modelos de alta simulación del campo interno*) en el que el término dipolar es el dominante.

Al tratar de desarrollar una expresión general del campo haremos algunas simplificaciones:

- 1) supondremos a la superficie de la Tierra como una superficie esférica de radio R_{\oplus} ,

2) supondremos además que sobre esta superficie no circulan corrientes eléctricas, lo cual esta justificado por la observación de que las corrientes superficiales, aunque si existen, inducen un campo magnético completamente despreciable respecto al campo que queremos describir.

En estas condiciones podemos suponer que el campo magnético es irrotacional ($\nabla \times \mathbf{B} = 0$) y, por lo tanto, derivable de un potencial (es decir: $\mathbf{B} = -\nabla V$) con lo que nuestro problema de hallar una expresión general para el campo se reduce al problema de hallar una expresión para el potencial. Como $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, para este caso debe cumplirse la ecuación de Laplace, y como en nuestro caso la superficie en consideración es una esfera, expresaremos esta ecuación en coordenadas esféricas (r, θ, ϕ) . Así pues, tenemos que debe satisfacerse que:

$$\nabla^2 V = r^2 \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + 2r \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{\partial^2 V}{\partial \theta^2} + \cot \theta \frac{\partial V}{\partial \theta} + \csc^2 \theta \frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} = 0 \quad (\text{I.4})$$

Esta ecuación tiene como solución general:

$$V = R_{\odot} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n P_n^m(\cos \theta) \left[\left\{ \epsilon_n^m \left(\frac{r}{R_{\odot}} \right)^n + (1 - \epsilon_n^m) \left(\frac{R_{\odot}}{r} \right)^{n+1} \right\} A_n^m \cos m\phi + \left\{ S_n^m \left(\frac{r}{R_{\odot}} \right)^n + (1 - S_n^m) \left(\frac{R_{\odot}}{r} \right)^{n+1} \right\} B_n^m \sin m\phi \right] \quad (\text{I.5})$$

Los coeficientes A_n^m y B_n^m son constantes que tienen dimensiones físicas de campo y

$$S_n^m(\theta, \phi) \equiv \sum_{m=0}^n \epsilon_n^m P_n^m(\cos \theta) \cos(m\phi + \epsilon_n^m) \quad (\text{I.6})$$

donde ϵ_n^m y S_n^m (entre 0 y 1) son constantes arbitrarias y $P_n^m(\cos \theta)$ son los polinomios asociados de Legendre.

Para el potencial sobre la esfera misma, o sea, para $r=R_{\odot}$, la expresión (I.5) se reduce a:

$$V_{r=R_{\odot}} = R_{\odot} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n P_n^m(\cos \theta) \left[A_n^m \cos m\phi + B_n^m \sin m\phi \right] \quad (\text{I.7})$$

así pues, conociendo (de mediciones directas) los valores del potencial sobre la Tierra podemos determinar los coeficientes A_n^m y B_n^m pero no podemos determinar ϵ_n^m ni tampoco S_n^m . Una función derivada del potencial que depende de los coeficientes S_n^m y ϵ_n^m , es la componente radial del campo sobre la esfera $\frac{\partial V}{\partial r}$. Derivando la ecuación (I.5) respecto de r y calculando su valor para $r=R_{\odot}$ se obtiene:

$$\left. \frac{\partial V}{\partial r} \right|_{r=R_{\oplus}} = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n P_n^m(\cos\theta) \left[\left\{ n\epsilon_n^m - (n+1)(1-\epsilon_n^m) \right\} A_n^m \cos m\phi \right. \\ \left. + \left\{ nS_n^m - (n+1)(1-S_n^m) \right\} B_n^m \sin m\phi \right] \quad (\text{I.8})$$

Con el objeto de poder determinar de las mediciones los coeficientes, expresamos esta función en la forma general:

$$\left. \frac{\partial V}{\partial r} \right|_{r=R_{\oplus}} = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n P_n^m(\cos\theta) \left[\alpha_n^m \cos m\phi + \beta_n^m \sin m\phi \right] \quad (\text{I.9})$$

Los coeficientes de cada término armónico separado $P_n^m \cos m\phi$ y $P_n^m \sin m\phi$ para cada m y n deben ser iguales en las ecuaciones (I.8) y (I.9) de modo que:

$$\alpha_n^m = \left\{ n\epsilon_n^m - (n+1)(1-\epsilon_n^m) \right\} A_n^m \quad (\text{I.10a})$$

$$\beta_n^m = \left\{ nS_n^m - (n+1)(1-S_n^m) \right\} B_n^m \quad (\text{I.10b})$$

Los coeficientes A_n^m y B_n^m pueden ser obtenidos a través de la expresión para el potencial en $r=R_{\oplus}$ por lo que las ecuaciones del sistema (I.10) solo tendrán como incógnitas ϵ_n^m y S_n^m , como tenemos dos ecuaciones simultáneas las podemos resolver y así obtener los valores deseados. De esta manera, conociendo $V(r=R_{\oplus})$ y $\left. \frac{\partial V}{\partial r} \right|_{r=R_{\oplus}}$ podemos

calcular todas las constantes de la ecuación (I.5) y obtener una expresión general para el potencial en la que se han considerado tanto las fuentes internas del campo como las externas (las fuentes externas como veremos en la sección II.2 se deben a la interacción entre el viento solar y el campo magnético de origen interno de la Tierra).

Sin embargo, la expresión (I.5) para el potencial no tiene explícitamente separados el potencial de origen interno y el de origen externo. Por muchas razones resulta deseable obtener una expresión del tipo (Chapman y Bartels, 1924):

$$V = a \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \left(\frac{r}{a} \right)^n T_n^e + \left(\frac{a}{r} \right)^{n+1} T_n^i \right\} \quad (\text{I.11})$$

con:

$$T_n^{(e)} = \sum_{m=0}^n (q_n^{m(e)} \cos m\phi + h_n^{m(e)} \sin m\phi) P_n^m(\cos\theta) \quad (\text{I.11}')$$

donde $g_n^{m(e)}$ y $h_n^{m(e)}$ se llaman los *Coefficientes de Gauss* ya que él fue el primero en utilizarlos al describir el campo magnético terrestre. De las expresiones (I.11), (I.11') y (I.5) podemos ver que la relación entre los coeficientes es:

$$\begin{aligned} g_n^{m(e)} &= G_n^m A_n^m & g_n^{m(1)} &= (1 - G_n^m) A_n^m \\ h_n^{m(e)} &= S_n^m B_n^m & h_n^{m(1)} &= (1 - S_n^m) B_n^m \end{aligned} \quad (I.12)$$

por lo que conociendo los coeficientes G_n^m , S_n^m , A_n^m y B_n^m podemos obtener las expresiones generales y separadas para los potenciales de origen interno y externo.

Actualmente los modelos de alta simulación incluyen coeficientes hasta $n > 10$ para describir el campo geomagnético de origen interno. Debido a la variación secular del campo, los coeficientes deben recalcularse periódicamente. Tablas de los coeficientes de Gauss aparecen en Barraclough (1987) para $n=10$.

I.2. ORIGEN DEL CAMPO PRINCIPAL DE LA TIERRA.

Si no hay movimientos del fluido conductor, el campo magnético decae con el tiempo. La escala de tiempo (como se discute en Russell, 1986) para el decaimiento libre del campo terrestre es unas pocas decenas de miles de años lo cual es mucho menor que la edad del sistema solar, por lo que un origen primordial para los campos magnéticos planetarios es muy poco probable. Por esto, la generación de los campos magnéticos planetarios ha intrigado a los científicos durante siglos, pero desafortunadamente, todavía no existe un modelo completamente satisfactorio. Aunque se han propuesto multitud de modelos (para una revisión de los modelos ver Rivera-López, 1992a), todos tienen algún defecto, inclusive los modelos de dínamo no pueden explicar campos como el de Saturno, Urano y Neptuno.

I.2.1. Descripción del modelo de dínamo.

La única teoría que se creía capaz de proporcionar los campos observados era la teoría de dínamo. Como se sabe un dínamo es cualquier máquina que convierta energía mecánica en energía eléctrica (para un desarrollo detallado ver Zeldovich et al., 1983). Además, la fuerza electromotriz de un dínamo es proporcional al producto del campo magnético y la velocidad de rotación. Estas dos ideas continúan siendo válidas cuando consideramos la generación del campo magnético en un medio conductor en movimiento.

En las teorías de dínamo, un campo magnético se mantiene por

corrientes inducidas en un plasma por su movimiento a través de las líneas de fuerza. Esto es, un movimiento (\mathbf{v}) a través de un campo magnético (\mathbf{B}) produce un campo eléctrico inducido ($\mathbf{v} \times \mathbf{B}$) el cual genera una corriente eléctrica por la ley de Ohm ($\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$) y da un campo magnético a partir de la ley de Ampère ($\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B} / \mu$). El campo magnético crea tanto un campo eléctrico de acuerdo a la ley de inducción de Faraday ($\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t$) como una fuerza de Lorentz ($\mathbf{j} \times \mathbf{B}$), la cual se opone a la fuerza que conduce el movimiento y así completa el circuito de causa y efecto. Para obtener una solución completa a este problema de dínamo no lineal, se necesita resolver el sistema de ecuaciones magnetohidrodinámicas completo y demostrar que:

- (i) este es un movimiento (\mathbf{v}) que puede mantener un campo magnético oscilante;
 - (ii) este movimiento se mantiene por las fuerzas disponibles.
- Estos dos pasos involucran resolver la ecuación de inducción:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} \quad (\text{I.13})$$

y la ecuación de movimiento, respectivamente. El problema completo es tan difícil que la mayoría de la atención se restringe únicamente al primer paso, lo cual se conoce como el *problema de dínamo cinemática*. Sin embargo, el problema completo de construir un *dínamo magneto-hidrodinámico* realista apenas se empieza a trabajar.

Si, por simplicidad, suponemos que el núcleo es un conductor infinitamente bueno, todas las líneas de campo originales -digamos por ejemplo, las debidas a los materiales magnéticos fuera del núcleo- serán arrastradas por las corrientes en el núcleo, como si estuvieran "congeladas" en el material. Ahora, si la rotación del núcleo *no es uniforme* con la profundidad, las líneas de campo se torcerán alrededor del eje de rotación en dirección tal que se opondrían al campo inicial. La acción de torcedura implica que las líneas se van a ir amontonando, de manera que el campo crece en intensidad, este crecimiento continúa hasta que se neutraliza el campo inicial; incluso es posible una inversión. El proceso de movimiento del conductor para intensificar el campo ilustra como la energía cinética puede convertirse en energía del campo magnético.

La figura 2 muestra como un dínamo planetario puede regenerarse (Russell, 1986). La figura de la izquierda muestra un campo inicialmente poloidal, esto es, confinado a planos meridionales. La figura de enmedio muestra la distorsión de este campo poloidal por movimientos diferenciales en el núcleo la cual crea un campo toroidal o azimutal. Esta distorsión del campo poloidal por movimientos diferenciales es lo que se llama efecto ω . Celdas convectivas que suben en la figura de la derecha recrean un campo poloidal a partir del campo toroidal y el proceso continúa. Esta creación del campo poloidal es llamada el efecto α y el proceso global de dínamo esquematizado aquí se conoce como un dínamo $\alpha\text{-}\omega$.

Para que el campo magnético se mantenga por el proceso de dínamo, la contribución al movimiento del fluido que hace que el campo crezca debe balancear la tasa de decaimiento por difusión. El cociente de estas dos contribuciones para la acción de dínamo es del orden del número de Reynolds magnético, VL/ξ , donde V y L son las escalas de las velocidades características del conductor y de longitud magnética, respectivamente, y ξ es la difusividad la cual es proporcional a la resistencia eléctrica del conductor. Típicamente se necesita un número

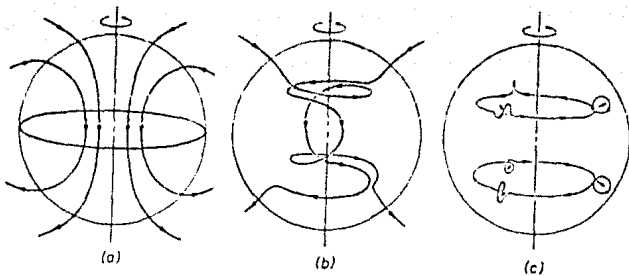


FIGURA 2: Representación esquemática del dinamo α - ω

a) el campo poloidal inicial, b) la acción de la rotación diferencial en el interior del conductor, la cual tuerce el campo poloidal inicial alrededor del eje de rotación produciendo un campo toroidal, c) el surgimiento de celdas convectivas que tuercen el campo toroidal en planos meridionales que reestablecen el campo poloidal.

de Reynolds magnético mayor a 10 para mantener un dinamo auto-sostenido.

Las teorías de dinamo modernas se basan en tres aproximaciones que en conjunto resuelven el problema (más detalles en Moffatt, 1983). La primera de ellas es de Parker (1955, 1970), la cual se basa en la idea de representar turbulencias como un campo de "eventos ciclónicos aleatorios". La segunda es la de Braginsky (1955), elaborada y clarificada posteriormente por Soward (1972); esta aproximación fue desarrollada al principio en el contexto geofísico y se basa en la idea de que el campo de velocidades en el núcleo de la Tierra es probablemente casi simétrico alrededor del eje de rotación, de forma que la teoría utiliza desviaciones débiles de la simetría. La tercera es la teoría electrodinámica de campo-medio iniciada por Steenbeck et al. (1966) y por Krause y Rädler (1980) que provee de la formulación más simple y general del problema y la cual es hasta el momento la más aceptada (más detalles de estos modelos se pueden encontrar en Rivera [1992a]).

CAPITULO II

LA MAGNETOSFERA

TERRESTRE

II.1. EL VIENTO SOLAR

El viento solar es básicamente una extensión y expansión supersónica (y superAlfvénica) de la atmósfera solar en el espacio interplanetario. Como tal, mapea en una forma a veces complicada los aspectos espaciales de la superficie solar (arcos, hoyos coronales, etc.) hasta la órbita de la Tierra y más allá, mientras que las formaciones temporales (ráfagas y transitorios) dan lugar a variaciones y choques en el viento que alteran la magnetósfera terrestre. En Rivera-López, (1992b) se presenta una revisión de los principales modelos y características del viento solar; aquí haremos solamente una breve descripción.

II.1.1. Modelo de Parker del Viento Solar.

En 1960 Parker propuso que la corona, que se comporta como una atmósfera estática cerca del Sol, debe convertirse en una corriente de alta velocidad moviéndose hacia afuera del espacio a partir de una cierta distancia. Esta expansión de la corona fue lo que él llamó "*Viento solar*". Si en un principio sus teorías no fueron muy aceptadas, pues se consideraba que el espacio interplanetario era vacío y tranquilo, es un hecho que el viento solar existe y las teorías de este viento están basadas en el modelo original de Parker.

Para simplificar matemáticamente el problema, Parker (1960) considera simetría esférica, un Sol que no rota rodeado por vacío (lo cual implica que la presión en infinito es cero), que todo el plasma solamente es hidrógeno ionizado (esto es, protones y electrones) y desprecia el efecto del campo magnético por lo que utiliza las ecuaciones hidrodinámicas ordinarias:

1) la ecuación de Eüler en el caso estacionario es:

$$NMv \frac{dv}{dr} + \frac{d}{dr} (2NkT) + \frac{GM_0M}{r^2} = 0 \quad (\text{II.1})$$

2) la ecuación de conservación de la masa:

$$N v r^2 = N_0 v_0 a^2 \quad (\text{II.2})$$

donde N es la densidad de partículas, M la masa de las partículas, v la velocidad del viento, r la distancia radial desde el centro del Sol, $r=a$ corresponde a la base de la corona, v_0 es la velocidad en $r=a$, N_0 es la densidad en $r=a$, T es la temperatura y k , G y M_0 son constantes.

El estado de equilibrio estacionario de una atmósfera se puede deducir, como lo hizo Parker (1965), a partir de las propiedades matemáticas generales de las ecuaciones (II.1) y (II.2).

La velocidad térmica característica del fluido (la cual puede interpretarse como la velocidad de propagación de las ondas de compresión [sonido] en el fluido) está dada por:

$$c(r) = \sqrt{2kT/M} \quad (\text{II.3})$$

y la velocidad de escape característica desde la superficie solar es:

$$w(a) = \sqrt{GM_0/a} \quad (\text{II.4})$$

Podemos despejar $N(r)$ de la ecuación (II.2) sustituir en (II.1) y usar (II.3) y (II.4) para llegar a:

$$\boxed{v \frac{dv}{dr} \left\{ 1 - \frac{c^2}{v^2} \right\} = -r^2 \frac{d}{dr} \left(\frac{c^2}{r^2} \right) - \frac{w^2 a}{r^2}} \quad (\text{II.5})$$

Llamemos:

$$\mathcal{R}(r) = -r^2 \frac{d}{dr} \left(\frac{c^2}{r^2} \right) - \frac{w^2 a}{r^2} \quad (\text{II.6})$$

En la base de la corona se tiene que:

$$\mathcal{R}(a) = \frac{2c_0^2 - w^2}{a} \quad (\text{II.6}')$$

Como $w^2 > c_0^2$, la función $\mathcal{R}(r)$ es negativa en la base de la corona.

Consideremos que la temperatura $T(r)$ decrece monotonamente más lentamente que el inverso de la distancia, esto es que:

$$T = \alpha r^{-n} \quad \text{con } 0 < n < 1 \text{ y } \alpha \text{ una constante}$$

entonces el término:

$$-r^2 \frac{d}{dr} \left(\frac{c^2}{r^2} \right) = \frac{2(n+2)\alpha k}{Mr^{1+n}}$$

es positivo y como $n < 1$, este término decae más lentamente que r^{-2} de forma que para r grande $\mathcal{R}(r)$ se vuelve positivo.

Para estudiar la forma de las soluciones debemos tomar en cuenta que, en la base de la atmósfera, v es pequeña y por tanto $1 - c^2/v^2$ es negativa al igual que $\mathcal{R}(r)$ (como se mostró arriba), por lo que para que (II.6) se satisfaga, $\frac{dv}{dr}$ debe ser positiva; esto indica que la velocidad del flujo aumenta con la distancia. De los diferentes tipos de soluciones, la única posible es aquella en la cual v alcanza el valor de c en el punto crítico r_c donde $\mathcal{R}(r)$ se hace cero. Esta solución pasa suavemente por el punto crítico ($r_c, c(r_c)$) del plano vr y se mantiene creciente con $\frac{dv}{dr} > 0$ hasta $r \rightarrow \infty$. La densidad de acuerdo con la ecuación (II.2), decae más rápido que $1/r^2$ y la presión en infinito es cero, como se exige físicamente.

Por lo tanto, cuando la temperatura decae más lentamente que el inverso de la distancia, el único estado de equilibrio estable para una atmósfera rodeada por vacío es una expansión con velocidades super sónicas lejos de la estrella.

En la figura 3 se muestran graficamente las soluciones a la ecuación (II.6') que se discutieron arriba. Aunque este modelo simple es cualitativamente aceptable, cuando se introduce, por ejemplo, que la temperatura es constante, los valores de densidad a la altura de la Tierra (10 cm^{-3}) están por arriba del valor observado y los de velocidad por debajo.

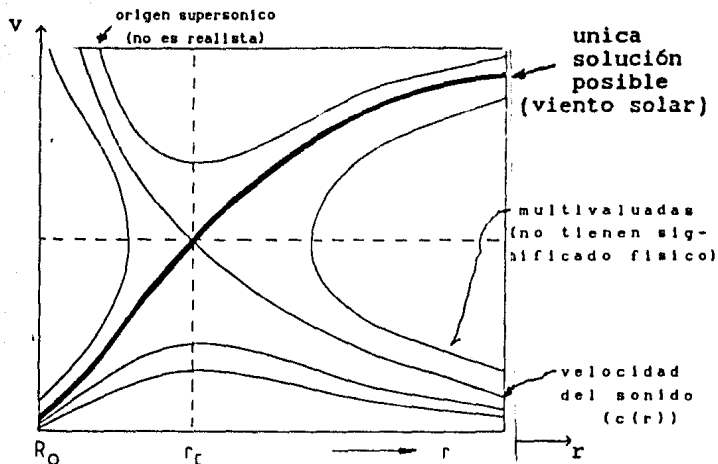


Figura 3: Soluciones para una corona en la que $T(r)$ decrece más lentamente que $1/r$. (Parker, 1964)

II.1.2. Modelos politrópicos de un fluido del viento solar.

El modelo más simple del viento solar (Schwartz, 1985) lo trata como un sólo fluido (es una generalización del modelo de Parker). Aunque sabemos que el viento solar está hecho de varias especies de partículas (protones, electrones, partículas alfa y otras) que no están en equilibrio térmico, la interacción colectiva entre estas y los campos hace esta aproximación fructífera. Dado que las ecuaciones de un fluido básicamente expresan la conservación de masa, momento y energía, tal vez no es tan sorprendente que la existencia global del viento solar sea accesible vía esta aproximación. En este tratamiento se supone que el flujo es estacionario, puramente radial y esféricamente simétrico sin campo magnético. Entonces la conservación de masa y momento se expresan por las ecuaciones (II.1) y (II.2). Por simplicidad, supondremos que la ecuación de energía puede representarse por una ecuación politrópica de estado:

$$\frac{d}{dr} (P \rho^{-\gamma}) = 0 \quad (\text{II.7})$$

en lugar de por una ecuación de energía más complicada cuyos coeficientes de transporte no sean conocidos. γ se conoce como el índice politrópico. Las soluciones se trabajan variando el valor de γ en el rango $1 \leq \gamma \leq \frac{5}{3}$. El valor mínimo ($\gamma=1$) corresponde a una corona isotérmica, mientras que el valor máximo ($\gamma=5/3$) es el caso adiabático. Es importante mencionar que en general, γ no tiene ningún significado físico y que se introduce en las ecuaciones como un artificio matemático de utilidad. Los resultados teóricos que mejor ajustan las mediciones experimentales utilizan $\gamma=1.1$ (valor que tal vez representa que la temperatura de la corona se mantiene casi constante por calenta-

miento y por conducción). Manipulando las ecuaciones (II.1), (II.2) y (II.7) se puede establecer la relación:

$$\frac{M^2 - 1}{M^2} \frac{dM^2}{dr} = \frac{2}{r} \left[(\gamma - 1)M^2 + 2 \right] \left(1 - \frac{\gamma + 1}{4(\gamma - 1)} \frac{(GM_{\odot}/r)}{E + (GM_{\odot}/r)} \right) \quad (\text{II.8})$$

escrita en terminos del número de Mach, $M = \sqrt{(\rho u^2 / \gamma P)}$, el cual es la razón de la velocidad del flujo entre la velocidad local del sonido c . El primer término entre parentesis en el lado derecho de la ecuación (II.8) es siempre positivo (para $\gamma > 1$) mientras que es fácil ver examinando para los límites de r pequeña y grande que el segundo término cruza por cero para algún valor de r dado que $\gamma < 5/3$. Este valor de r , conocido como el radio crítico r_c se encuentra que es:

$$r_c = \frac{3}{4} \frac{\left(\frac{5}{3} - \gamma \right)}{\gamma - 1} \frac{GM_{\odot}}{E} \quad (\text{II.9})$$

A $r=r_c$, entonces, el lado izquierdo de (II.8) debe valer cero. Esto ocurre si M^2 pasa a través de un mínimo o máximo local en este radio, o si $M^2=1$ en ese punto, con dM^2/dr no nula. Este último caso corresponde a la transición suave de sub a supersónico o viceversa. Las soluciones coinciden con las mostradas en la figura 3. La solución relevante al problema del viento solar está determinada por las condiciones a la frontera:

- (1) $M^2 < 1$ en $r=R_{\odot}$ como se observa y
- (2) la presión debe tender a cero conforme $r \rightarrow \infty$ para igualar la del medio interestelar.

Solo la curva gruesa mostrada en la figura 3, que pasa suavemente de subsónico a supersónico en el radio crítico y que permanece supersónico después, satisface ambas de estas condiciones. En la realidad, la frontera exterior (heliopausa) está probablemente marcada por un choque de transición de regreso al regimen sub-sónico como el del medio interestelar, el cual se encuentra a distancias que se creen del orden de 100 unidades astronómicas. Típicamente, el radio crítico esta localizado en la vecindad de $5 R_{\odot}$ para los parámetros solares.

Ha habido multitud de intentos de mejorar nuestra descripción del viento solar incrementando el nivel de sofisticación del modelo de fluido. Algunos de estos incluyen:

- (i) Fuerzas adicionales, tales como presión por ondas o turbulenta, viscosidad, fuerzas rotacionales, presión de radiación, etc. Algunas de estas, particularmente la aceleración por ondas hidromagnéticas, se ha usado para modelar el viento solar de "alta velocidad" que las teorías mucho más simples no han podido explicar.
- (ii) Ecuaciones de energía más realistas. Este es el aspecto más débil de la solución mostrada por Parker. Las adiciones que se realizan incluyen conducción de calor (la conductividad a través de un plasma sin colisiones tal como el viento solar no se entiende muy bien), adición de energía debida a disipación por ondas y/o calentamiento viscoso, y otros. La conductividad, como la viscosidad, hacen las ecuaciones de orden mayor y mucho más inestables desde el punto de vista numérico.
- (iii) Ecuaciones de dos fluidos, uno para electrones y uno para protones, cada uno con su temperatura propia. Esto es mucho más realista

- dado que los electrones y protones están desacoplados colisionalmente durante la mayor parte del medio interplanetario.
- (iv) Tensores de presión anisotrópicos. Con casi ausencia de colisiones, las distribuciones de partículas no permanecen como Maxwellianas isotrópicas. Dentro de una descripción de fluido, esto se logra permitiendo que la temperatura de las especies sea diferente a lo largo y a través del campo magnético.
 - (v) Geometría no esférica, modelando la interacción del campo y del flujo en regiones inhomogéneas, tales como las fronteras de los hoyos coronales.

Desafortunadamente hasta el momento ninguno de estos modelos concuerda cuantitativamente con los valores medidos experimentalmente.

II.1.3. Campos magnéticos en el viento solar.

A pesar de que en el desarrollo de los modelos que tratan de explicar el viento solar, el campo magnético no se toma en cuenta, no debe olvidarse que éste se encuentra presente tanto en el Sol como en todo el medio interplanetario y que puede modificar de manera importante el comportamiento del plasma solar. De hecho, si el campo magnético es muy intenso confinaría a la corona impidiendo la existencia del viento solar. Como plasma y campo magnético están congelados, el viento solar arrastra las líneas de campo magnético hacia afuera al espacio interplanetario. Las líneas tienen sus pies en el sol. Si el Sol no rotase se extenderían radialmente hacia afuera del Sol, pero como el Sol gira, las líneas de campo magnético forman una estructura espiral en el plano del ecuador solar (*espiral de Arquímedes*). El ángulo entre el radio vector y la tangente a la espiral de Arquímedes se llama el ángulo de regadera de jardín (en inglés es el "garden hose angle"). En la figura 4 se muestra una instantánea de la espiral de Arquímedes de la línea de campo magnético en el sexto día después de que la fuente pasó la línea Sol-Tierra. En la órbita de la Tierra si consideramos v_s como 400 km/s y r como 1.5×10^8 km encontramos que el ángulo de regadera es igual a 45° .

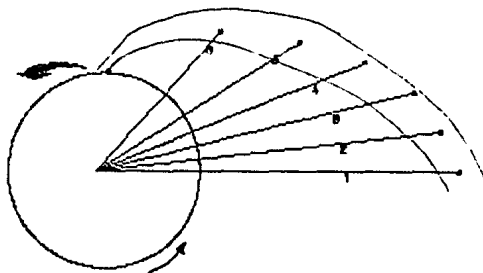


Figura 4: Geometría del campo magnético interplanetario, el cual forma una espiral de Arquímedes. Las líneas rectas son las trayectorias de las partículas del viento solar para seis días consecutivos en el plano ecuatorial (White, 1970).

Dado que las líneas de campo magnético siguen la trayectoria espiral, los valores del campo magnético paralelo y perpendicular a las líneas son:

$$B_{\parallel} = B_b \left(\frac{b}{r} \right)^2 \quad (\text{II.10a})$$

y

$$B_{\perp} = B_b \frac{\Omega_0}{v_s} \left(\frac{b}{r} \right)^2 (r - b) \quad (\text{II.10b})$$

donde b es la distancia desde el Sol donde la velocidad supersónica del viento solar se vuelve casi constante, v_s es la velocidad del viento solar, y Ω_0 es la velocidad angular del Sol.

Para r grande, es decir, $r \gg b$, el campo magnético total es:

$$B_T = B_b \left(\frac{b}{r} \right)^2 \left(1 + \frac{\Omega_0^2 r^2}{v_s^2} \right)^{1/2} \quad (\text{II.10c})$$

Debido a que las líneas de campo magnético "abiertas" que salen del Sol lo hacen únicamente por las regiones conocidas como hoyos coronales, esta estructura espiral en el espacio tridimensional tiene la forma de la falda de una bailarina (ver figura 5). Esta estructura evoluciona en el tiempo porque los hoyos coronales son formaciones solares que varían con el ciclo solar.

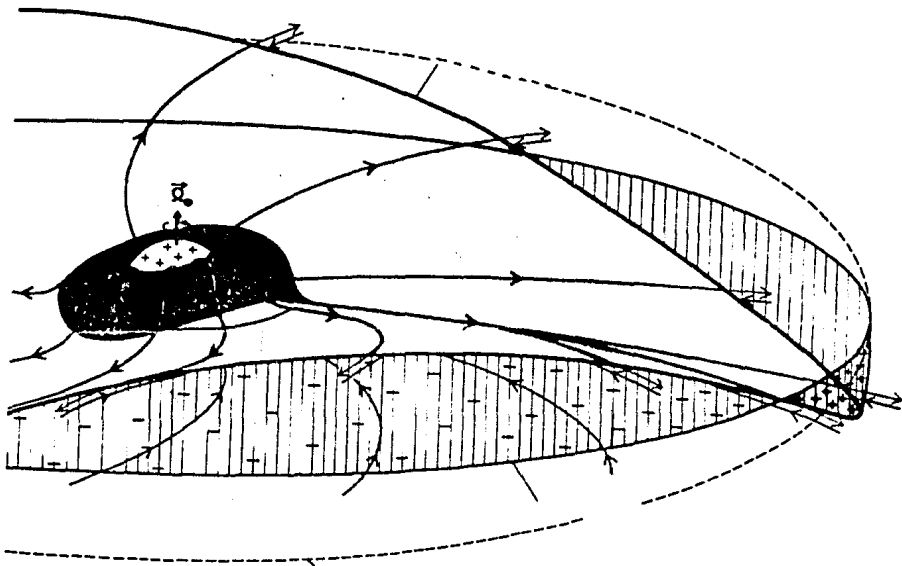


Figura 5. Dibujo esquemático de la hoja de corriente neutra (falda de la bailarina) del campo interplanetario.

II.1.4. Características generales del viento solar.

El lanzamiento de naves espaciales hizo posible la medición de las densidades de iones y electrones en el espacio interplanetario fuera de la magnetósfera de la Tierra, sin la influencia del campo magnético terrestre. Estas mediciones confirmaron la existencia del viento solar predicho por Parker. El primer satélite que realizó estas mediciones (Gringauz, 1961) fue el Lunik 2 lanzado en diciembre de 1959, el cual a una distancia de $29 R_{\odot}$ midió un flujo de 2×10^8 iones positivos/cm²-s con energías de más de 15 eV. Sin embargo, no fue hasta después de las mediciones del Mariner 2 (Neugebauer y Snyder, 1962) que hubo la suficiente evidencia para la aceptación universal del viento solar. Los parámetros principales del viento solar promedio a una unidad astronómica se presentan en la tabla II.1 tomada de Schwartz (1985).

II.1.5. Perturbaciones del viento solar.

Esta imagen estacionaria del flujo del viento solar promedio que resumimos en la tabla II.1, está muy lejos de reflejar el comportamiento real de viento solar, el cual es un flujo altamente variable como se muestra en la figura 6 que son datos del medio interplanetario medidos por el satélite ISEE-3. En particular, la velocidad del viento solar puede ser tan baja como 200 kms^{-1} o tan alta como 1000 kms^{-1} y a veces más. Es fácil entender por qué el viento solar presenta tantas variaciones si uno considera que su fuente es el Sol, el cual tiene una gran actividad debida a cambios en su campo magnético.

Las observaciones del viento solar desde la década de los 60's revelaron un patrón importante en las variaciones que se repite cada 27 días, el período de rotación del Sol (Neugebauer y Snyder, 1966). Se encontraron cambios sistemáticos grandes conectados con el paso de un sector magnético a otro, detectándose una velocidad del viento solar baja *de 300 a 400 kms^{-1} en las fronteras entre sectores (donde la polaridad magnética del campo magnético interplanetario cambia de signo), la cual subía a valores altos (mayores a 700 kms^{-1}) al pasar por el sector, disminuyendo más lentamente hasta adquirir el valor bajo cuando se observaba el siguiente sector. Este patrón recurrente de flujos de alta velocidad se ilustra en la figura II.4.

Estas variaciones recurrentes en las propiedades del viento solar pueden explicarse como una dependencia espacial de la velocidad de expansión coronal en el campo magnético. Esta observación es lo que se esperaría de una velocidad de expansión que variara con el desplazamiento angular de la hoja de corriente, ya que ésta provocaría variaciones temporales en la velocidad del viento solar que mostrarían un patrón espacial recurrente que rotara con el Sol (para más detalles ver Hundhausen, 1990). El origen de esta variación espacial todavía es motivo de discusión.

TABLA II.1

Parámetros del viento solar promedio a 1 UA (1.5×10^{11} m)

Parámetro	Valor
<i>Macroscopicos</i>	
densidad (n)	5 cm^{-3}
velocidad (v)	300 - 800 Km/s
temperatura (T)	10^5 K
campo magnético	$6 \gamma = 6 \times 10^{-5} \text{ G}$
<i>Velocidades (km/s)</i>	
v_{termica} (protones)	30
v_{termica} (electrones)	1000
v_{Alfven}	50
<i>Frecuencias (rad/s)</i>	
ion plasma (ω_{p1})	3000
electron plasma (ω_{pe})	10^5
ciclotrón iónico (Ω_1)	0.5
ciclotrón electrónico (Ω_e)	1000
colisión iónica ($2\pi\nu_{ep}$)	$2\pi \times 3 \times 10^{-7}$
<i>Escalas de tiempo (s)</i>	
período de giro iones	12
período de giro electrones	6×10^{-3}
tiempo entre colisiones	3×10^6
expansion (r/V)	3×10^5
<i>Escalas de longitud</i>	
longitud de Debye (λ_D)	10 m
camino libre medio	$0.6 \text{ UA} = 9 \times 10^{10} \text{ m}$
radio Larmor iónico (r_{L1})	60 km
radio Larmor elect. (r_{Le})	1 km
<i>Parámetros no dimensionales</i>	
Número de Debye ($N_D = n\lambda_D^3$)	5×10^9
beta del plasma iónico (β_1)	0.5 - 1

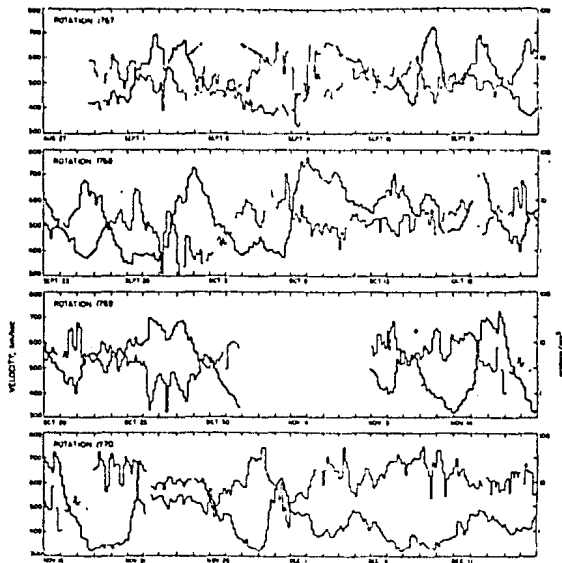


Figura 6: Velocidades y densidades del viento solar observadas con instrumentos a bordo del Mariner 2 en 1962. Se muestran estas cantidades como función del tiempo en 4 paneles de 27 días para enfatizar la tendencia del flujo de alta velocidad de aparecer con dicho período.

(Neugebauer y Snyder, 1966)

II.4. DESCRIPCIÓN DE LA MAGNETOSFERA.

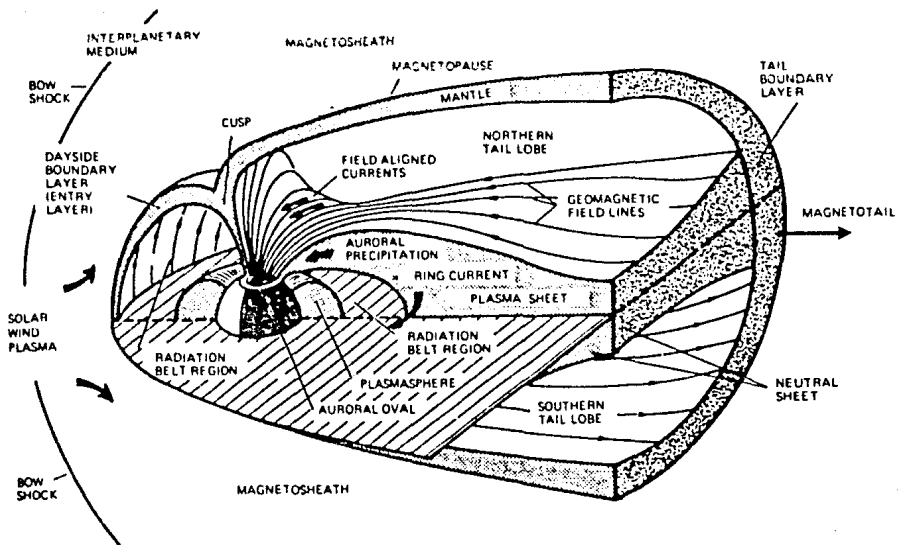


Figura 7

Regiones de plasma en la magnetosfera (Roederer, 1992)

En la comunicación técnica dedicada a la magnetosfera de la Tierra (Rivera-López, 1992d) se hace una descripción de las diferentes corrientes y regiones de plasma que se muestran en la figura 7 y que a continuación describiremos brevemente.

La magnetofunda es el plasma del viento solar chocado que tiene una densidad mayor, de 2 a 50 iones/cm³; una temperatura más alta, de 5×10^5 a 5×10^6 K para iones y una velocidad menor, de 200 a 500 km/s, respecto al viento en el medio interplanetario (Roederer, 1992). Conforme el plasma fluye alejándose del punto subsolar a lo largo de la magnetocola, se acelera desde estos valores sub-Alfvénicos, de forma que en la órbita de la Luna (60 R_{\odot}) se ha encontrado que tiene propiedades similares al viento solar.

Es importante tener una idea clara de las implicaciones de una velocidad de flujo finita en la magnetofunda. Para ello, conviene tener en la mente que a cualquier discontinuidad en la magnetofunda le toma entre 7 y 10 minutos para viajar de la "nariz" de la magnetosfera al meridiano mañana-tarde (Roederer, 1992) y le toma de 15 a 20 min. alcanzar 20 R_{\odot} en la magnetocola. Es decir, es imposible que una condición dada del viento solar alcance de manera simultánea toda la magnetosfera terrestre. Para que la parte principal de la magnetosfera (digamos del punto subsolar hasta 60 R_{\odot} en la magnetocola) esté inmersa en una nueva condición del viento solar, la duración de ésta debe ser al menos de 30 a 40 minutos.

Partículas en el rango de energías de keV's en la magnetosfera exterior no pueden derivar todo el camino y llegar a la ionósfera

en las regiones ecuatoriales, aún si hay un campo eléctrico de intensidad razonable, de forma que la sola deriva E·B pueda hacer esto; debido a la deriva por el VB se forma una región prohibida alrededor de la Tierra. En la región prohibida el campo de las cargas (considerándolas como un capacitor) cancela el campo externo, entonces la frontera de la región prohibida es una equipotencial, donde las partículas no se pierden en la ionósfera. Esta región es la llamada *plasmósfera* (Block, 1973).

Observacionalmente, se ha encontrado una frontera interior del lado solar, la cual se llama la *plasmopausa* porque la densidad electrónica cae bruscamente desde 100 cm^{-3} en el interior a menos de 1 cm^{-3} afuera (Gringauz, 1963). Se ha encontrado que la plasmósfera corrota con la Tierra y que la plasmopausa no es simétrica, principalmente en el sector nocturno (Block, 1973).

La cola se divide en dos partes. En la mitad norte el campo es hacia la Tierra, en la mitad sur se aleja de la Tierra. En equilibrio, cuando no hay convección, es posible imaginar una situación en la cual la presión de la cola balancea la presión del viento solar afuera. El tamaño de la cola es de más de $60 R_{\odot}$. La relativa estabilidad y persistencia de la cola aún cuando la convección es débil indica que la hoja neutra es estable bajo condiciones quietas. Sin embargo, durante condiciones perturbadas, parece que se excitan reconexiones transitorias debidas a inestabilidades, tal vez por el campo eléctrico del viento solar.

A través de la magnetósfera interior existe una región de partículas atrapadas (los cinturones de radiación de Van Allen). Estos cinturones representan un importante almacén de energía en la magnetósfera, ya que ahí se acumulan de 2×10^{15} a 2×10^{18} Joule (Lyons y Williams, 1984). La deriva de estas partículas debida a gradientes y curvaturas del campo geomagnético, establece una *corriente anular*, la cual es responsable de las altas depresiones a nivel mundial del campo magnético superficial de la Tierra que se observan durante las tormentas geomagnéticas. Durante tiempos de grandes perturbaciones de los cinturones de radiación, la densidad de energía de las partículas es mucho mayor que la densidad de energía del campo magnético ambiente y entonces las corrientes producidas por estas partículas pueden ocasionar variaciones del campo superficial de hasta varios cientos de nanoteslas (recordemos que $1 \text{ nanoTesla} = 10^{-5} \text{ Gauss}$).

La densidad de energía global de las partículas en la corriente anular va de 1 a 200 keV y tiene una media de $\approx 85 \text{ keV}$. Este plasma de alta β ($\frac{1}{2} \rho v^2 > B^2 / 2\mu_0$) decae principalmente por el intercambio de carga y la generación de ondas ión-ciclotrón. La corriente anular está formada por protones, helio y oxígeno (Lyons y Williams, 1984), pero las contribuciones relativas de estos elementos no se conocen con certeza. Las fuentes de las partículas en los cinturones de radiación son la ionósfera terrestre y el viento solar (Nishida, 1982).

II.3. INTERACCION DEL VIENTO SOLAR CON EL CAMPO MAGNETICO DE LA TIERRA

Las huellas más obvias de la interacción frontal del viento solar con el campo magnético de la Tierra son (Hasegawa y Sato, 1989): el frente de choque (bow shock), la dispersión del flujo alrededor del obstáculo magnético (la magnetofunda), la interfase bien definida con el campo magnético de la Tierra (la magnetopausa), los canales polares (cusp), la capa frontera interna, el sistema de corrientes alineadas con el campo entre la última y la ionósfera, y los patrones de convección característica y corrientes establecidos en la ionósfera polar. Los procesos físicos que juegan un papel primordial en el establecimiento de estos fenómenos son mecanismos de disipación sin colisiones en el choque, reconexión sin colisiones entre las líneas de campo magnético internas y externas, disipación ohmica anómala en la capa de corriente de la magnetopausa y la difusión que la acompaña, convección eddy en la capa frontera, inestabilidades Kelvin-Helmholtz del flujo dentro de esta capa, y alguna clase de resistencia anómala entre la región de la magnetopausa y la ionósfera, la cual ocasiona caídas de potencial alineadas con el campo y un cierto grado de desacoplamiento entre estas dos regiones. Como vemos el tema es tan complicado que aún no se han desarrollado las herramientas teóricas para una descripción autoconsistente de los procesos dominantes (Rivera-López, 1992c).

II.3.1. Posición de la magnetopausa.

Una gruesa estimación de la posición de la magnetopausa en el lado día se obtiene al balancear la presión del viento solar con la presión del campo geomagnético (Lyons y Williams, 1984):

$$\frac{1}{2} N m_p V_s^2 = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (\text{II.11})$$

donde:

N es la densidad del viento solar,

m_p es la masa de protones,

V_s es la velocidad del viento solar,

$B = 0.311 \times 10^{-4} / R^3$ es el campo magnético de la Tierra en el ecuador magnético y

R es la distancia geocéntrica en unidades de radios terrestres. Usando como valores del viento solar $V_s \approx 400$ km/s y $N \approx 6$ cm⁻³ se obtiene que la magnetopausa está a $10.4 R_\odot$, (el valor promedio observado es $10.8 R_\odot$). Que el valor observado sea un poco mayor que

el predicho por la expresión anterior indica que se deben considerar todos los términos en la ecuación de balance de presiones, principalmente el término que representa la presión de la población de partículas en la magnetósfera terrestre.

II.3.2. Modelos Magnetosféricos.

El campo magnético neto en toda la magnetósfera es la suma de dos términos:

$$B = B_{\text{interno}} + B_{\text{externo}} \quad (\text{II.12})$$

donde B_{interno} y B_{externo} son campos producidos por sistemas de corrientes eléctricas en el interior terrestre y externas a la Tierra, respectivamente. El campo B_{interno} puede aproximarse bastante bien como un campo dipolar como vimos en el capítulo I, por lo que de aquí en adelante lo denotaremos como B_{dip} .

El campo magnético externo recibe contribuciones de:

- (i) la corriente superficial de Chapman-Ferraro que fluye en la magnetopausa,
- (ii) el sistema de corrientes en la magnetocola,
- (iii) la corriente anular,
- (iv) corrientes alineadas con el campo, y
- (v) corrientes ionosféricas.

En esta sección analizaremos como se ha modificado nuestra imagen de la magnetósfera al incluir estas contribuciones al campo magnético B_{externo} .

II.3.2.1. *Contribución de las corrientes en la magnetopausa.*

Basándose en los resultados de Mead y Beard (1964) respecto a la forma de la frontera de la cavidad geomagnética y de las corrientes que en ella fluyen y usando la ley de Biot-Savart, Mead en 1964 calculó el campo magnético debido a estas corrientes, es decir el campo debido a las corrientes en la magnetopausa, que denotaremos B_s . Este campo se ha expresado en armónicos esféricos, lo cual permite utilizarlo con mayor facilidad. Si se considera la expansión en multipolos externos hasta segundo orden, se obtienen las expresiones:

$$B_{\theta} = (B_{\theta})_{\text{dip}} + (B_{\theta})_s \quad (\text{II.13a})$$

$$B_{\theta} = - \frac{0.31 \text{sen} \theta}{r^3} + \bar{q}_1^0 \text{sen} \theta - \sqrt{3} \bar{q}_2^1 r (2 \cos^2 \theta - 1) \cos \lambda$$

$$B_{\varphi} = (B_{\varphi})_s = \sqrt{3} \bar{q}_2^1 r \cos \theta \text{sen} \lambda \quad (\text{II.13b})$$

$$B_r = (B_r)_{\text{dip}} + (B_r)_s \quad (\text{II.13c})$$

$$B_r = - \frac{0.62 \cos \theta}{r^3} + \bar{q}_1^0 \cos \theta - 2\sqrt{3} \bar{q}_2^1 r \text{sen} \theta \cos \theta \cos \lambda$$

donde, \bar{q}_1^0 y \bar{q}_2^1 toman los valores -0.2515×10^{-3} Gauss y $+0.1215 \times 10^{-4}$ G, respectivamente, si la frontera del lado día en en el ecuador está situada a $10 R_\oplus$.

En este modelo, se supone por simplicidad que el plano del ecuador geomagnético coincide con el de la eclíptica. El campo de Mead está comprimido respecto al dipolar (figura 8). Dicha compresión es mayor del lado día. Las líneas que salen de la Tierra con un latitud mayor de 83° , en el lado día, son desviadas hacia el lado noche, también se encuentran puntos neutros, pero el lado noche no presenta la cola magnetosférica.

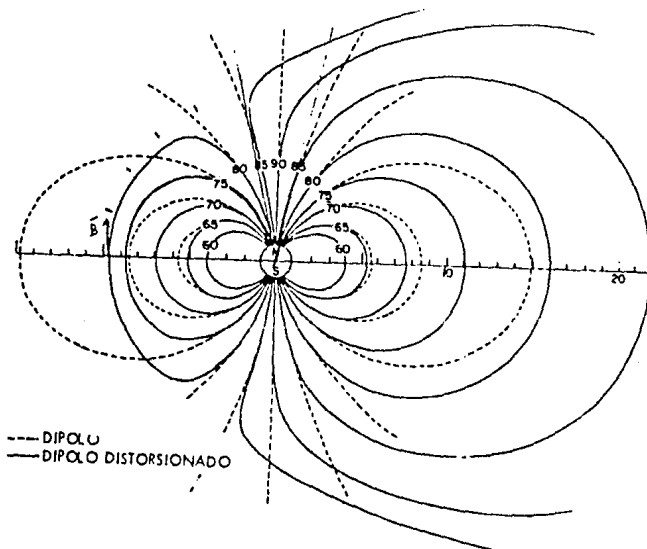


Figura 8: Modelo del campo magnético de la Tierra distorsionada por el viento solar (Mead, 1964)

II.3.2.2. Contribución de la hoja de corriente.

Al poco tiempo Williams y Mead (1965) agregaron la contribución de la hoja de corriente. Nuevamente se tomó el campo interno representado por un dipolo central, B_s como el campo debido a las corrientes en la magnetopausa y se agregó el campo B_{cs} que representa el campo debido a las corrientes en la cola. Así, en cada punto en el interior de la magnetósfera:

$$B = B_{dip}(r, \theta) + B_s(r, \theta, \tau) + B_{cs}(r, \theta, \tau) \quad (II.14)$$

B_s se representa mediante el siguiente desarrollo en armónicos

esféricos del sistema de ecuaciones (II.13) y

$$\begin{aligned} B_{CS} = & (B_x \operatorname{sen}\theta \operatorname{cost} - B_y \operatorname{cos}\theta) \hat{e}_r + (B_x \operatorname{cos}\theta \operatorname{cost} + \\ & B_y \operatorname{sen}\theta) \hat{e}_\theta + (-B_x \operatorname{sent}) \hat{e}_\varphi \end{aligned} \quad (\text{II.15})$$

Estas expresiones están dadas en coordenadas geomagnéticas r , θ y τ , donde τ es la longitud medida en grados, desde la línea Sol-Tierra, a partir del lado noche, lo cual corresponde a la hora local geomagnética. En la figura 9 se muestra un esquema de la hoja de corriente en la cola (que se considera plana e infinita) que modelaron Mead y Williams.

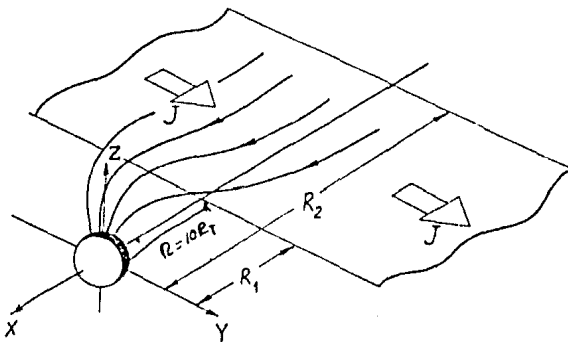


Figura 9: Un esquema del sistema de corrientes de la cola del modelo de Williams y Mead (1965).

II.3.2.3. Contribución de las corrientes intramagnetosféricas.

Las representaciones descritas arriba del campo magnetosférico están basadas en un modelo físico conceptualmente claro que hace posible reducir a un mínimo los parámetros empíricos requeridos. Al menos, para la magnetósfera cercana, el efecto de las corrientes de Chapman-Ferraro (que circulan en la magnetopausa) puede evaluarse de una manera más o menos adecuada, una vez que se da el flujo de momento del viento solar.

La situación es más difícil con respecto a los otros sistemas de corrientes debido a que su existencia está relacionada con la penetración de partículas del viento solar y campos en la magnetósfera. Comparado con el efecto fundamental del confinamiento del campo dipolar, estos procesos constituyen una combinación de fenómenos mucho más complejos que modifican globalmente la forma de la magnetósfera. Afortunadamente, el sistema de corrientes en la magnetocola se ha modelado y se entiende bastante bien desde la década pasada (Beard et al., 1982). Sin embargo, hay una gran cantidad de dudas acerca de los mecanismos básicos de las corrientes alineadas con el campo, la corriente anular y las corrientes ionosféricas, por lo que se utiliza una aproximación semi-empírica o empírica al modelar estos sistemas de corrientes en los estudios magnetosféricos (Tsyganenko, 1989).

En esta aproximación semi-empírica, el modelo más simple fue propuesto por Mead y Fairfield (1975), quienes describen la contribución de todas las fuentes externas incluyendo las corrientes distribuidas en el plasma magnetosférico y en la magnetopausa por un conjunto de expresiones analíticas que contienen los polinomios cuadráticos en coordenadas solar-magnetosféricas y una dependencia lineal en la inclinación del eje dipolar:

$$B_x = a_1 z + a_2 xz + \psi (a_3 + a_4 x + a_5 x^2 + a_6 y^2 + a_7 z^2) \quad (\text{II.16a})$$

$$B_y = b_1 yz + \psi (b_2 y + b_3 xy) \quad (\text{II.16b})$$

$$B_z = c_1 + c_2 x + c_3 x^2 + c_4 y^2 + c_5 z^2 + \psi (c_6 z + c_7 xz) \quad (\text{II.16c})$$

Debido a la condición $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, se imponen tres restricciones adicionales en los coeficientes:

$$a_2 + b_1 + 2c_5 = 0 \quad (\text{II.17a})$$

$$a_4 + b_2 + 2c_6 = 0 \quad (\text{II.17b})$$

$$a_5 + b_3 + 2c_7 = 0 \quad (\text{II.17c})$$

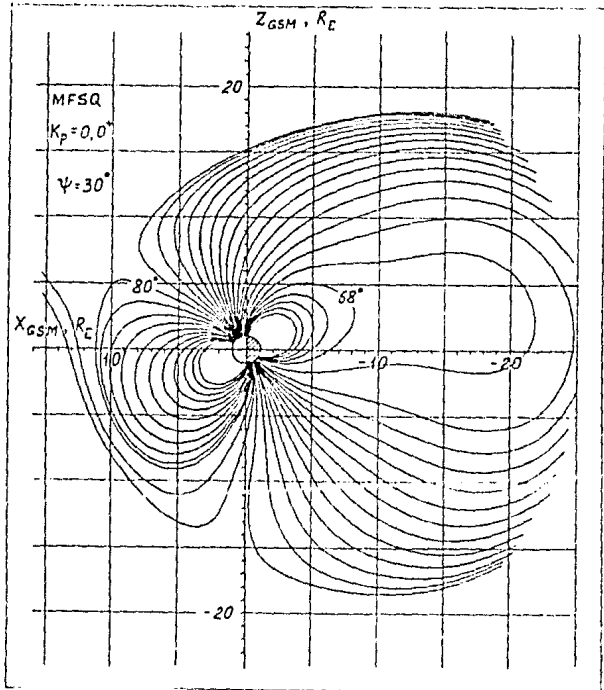


Figura 10: Configuración del campo magnético utilizando el modelo de Mead y Fairfield para una inclinación dipolar de $\psi = 30^\circ$

Así, el modelo contiene 14 parámetros libres, cuyos valores se calculan por un ajuste de mínimos cuadrados del sistema de ecuaciones (II.16) a los datos experimentales obtenidos por mediciones de naves espaciales. La figura 10 muestra una configuración magnética obtenida con este modelo.

II.3.3. El frente de choque.

Debido a que el viento solar se acerca a la magnetósfera con una velocidad supersónica, se forma un frente de choque de proa que permite que el flujo sea desviado alrededor del obstáculo magnetosférico. Los aspectos macroscópicos del frente de choque de proa se describen bastante bien con la analogía de dinámica gaseosa. Cerca de la órbita de la Tierra, las colisiones coulombianas ordinarias entre las partículas del viento solar son tan poco frecuentes que pueden ser ignoradas, por lo tanto, el frente de choque representa una onda de choque sin colisiones (Sagdeev y Kennel, 1991).

Debido a las grandes dificultades matemáticas, la mayoría de los análisis y discusiones de los frentes de choque planetarios se basan en la teoría magnetohidrodinámica sin disipación (Russell, 1985). Esto evita las incertidumbres asociadas con la forma adecuada de los términos disipativos, y todas las dificultades matemáticas asociadas con las regiones delgadas pero finitas de variaciones rápidas que representan el frente de choque, la magnetopausa, etc.

La solución más trabajada para un flujo magnetohidrodinámico sin disipación que cruza un obstáculo planetario es el de Spreiter y Rizzi (1974) para el caso especial de un obstáculo asimétrico en un flujo en el cual B es paralelo a v en el viento solar incidente. Bajo estas condiciones $B = \lambda \rho v$ en todo lugar y las ecuaciones magnetohidrodinámicas sin disipación se pueden transformar a las ecuaciones hidrodinámicas introduciendo nuevas variables. Estas ecuaciones pueden resolverse usando los métodos desarrollados en la hidrodinámica

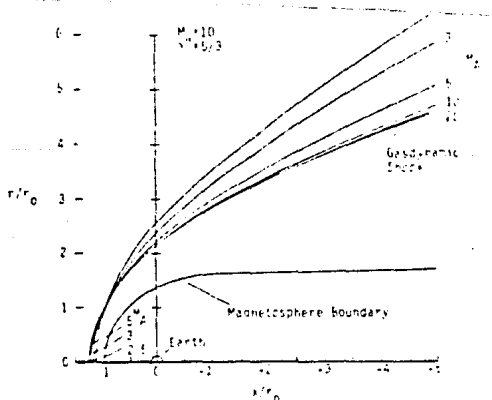


Figura 11: Posición del frente de choque calculada para varios números de Mach alfvénicos M en un flujo magnetohidrodinámico con $M_s = 10$ y $\gamma = 5/3$

ordinaria y producen resultados como los que se muestran en la figura 11. La figura muestra, para un obstáculo de forma asimétrica y $M_{so} = 10$ y $\gamma = \frac{5}{3}$ fijos, la posición del frente de choque para un valor seleccionado de M_{aw} , entre 2.5 y 20. La conclusión que se puede obtener de estos resultados es que la posición del frente de choque magnetohidrodinámico es casi independiente de M_{aw} , para valores mayores de 10, y que es prácticamente idéntico a los de hidrodinámica en los cuales todos los efectos del campo magnético se han ignorado. También muestran que para M_{aw} pequeña, el frente de choque se aleja más que los flancos, pero se acerca más al obstáculo cerca de la nariz.

II.4. VARIACIONES DEL CAMPO GEOMAGNÉTICO.

El campo geomagnético presenta variaciones temporales muy lentas como la llamada "*variación secular*" de las fuentes internas y las *variaciones diurna* y *anual* de las fuentes externas, estas variaciones son las que se estudian en esta sección. Es importante señalar que estas últimas variaciones son debidas a la inclinación del eje dipolar de la Tierra respecto a la eclíptica. El campo geomagnético también presenta *variaciones esporádicas* muy rápidas e intensas producidas por fluctuaciones en la velocidad y densidad del viento solar, las cuales analizaremos en el capítulo III.

II.4.1. Variación secular.

El campo magnético de origen interno de la Tierra varía en el tiempo a una tasa que es muy lenta comparada con las variaciones transitorias producidas por la actividad solar, pero extremadamente rápido en la escala geológica. Esta variación que puede detectarse en términos de cambios de año a año en un observatorio magnético se llama la *variación secular* (ver figura 12).

La variación secular tiene su origen en los movimientos del material conductor en el interior de la Tierra. Esta se puede definir a partir de las derivadas temporales de los elementos magnéticos del campo geomagnético principal (ver figura 12). Esta variación se puede describir como la suma de cuatro componentes:

- 1) un decremento en la intensidad del dipolo (la intensidad del dipolo ha decrecido a una tasa promedio de 0.05% por año, es decir, 16 nT por año en el ecuador),
- 2) una deriva de las anomalías regionales hacia el oeste (de $\approx 0.2\%$ por año)
- 3) un movimiento del dipolo hacia el norte (con una velocidad de 2 km por año) y
- 4) variaciones residuales.

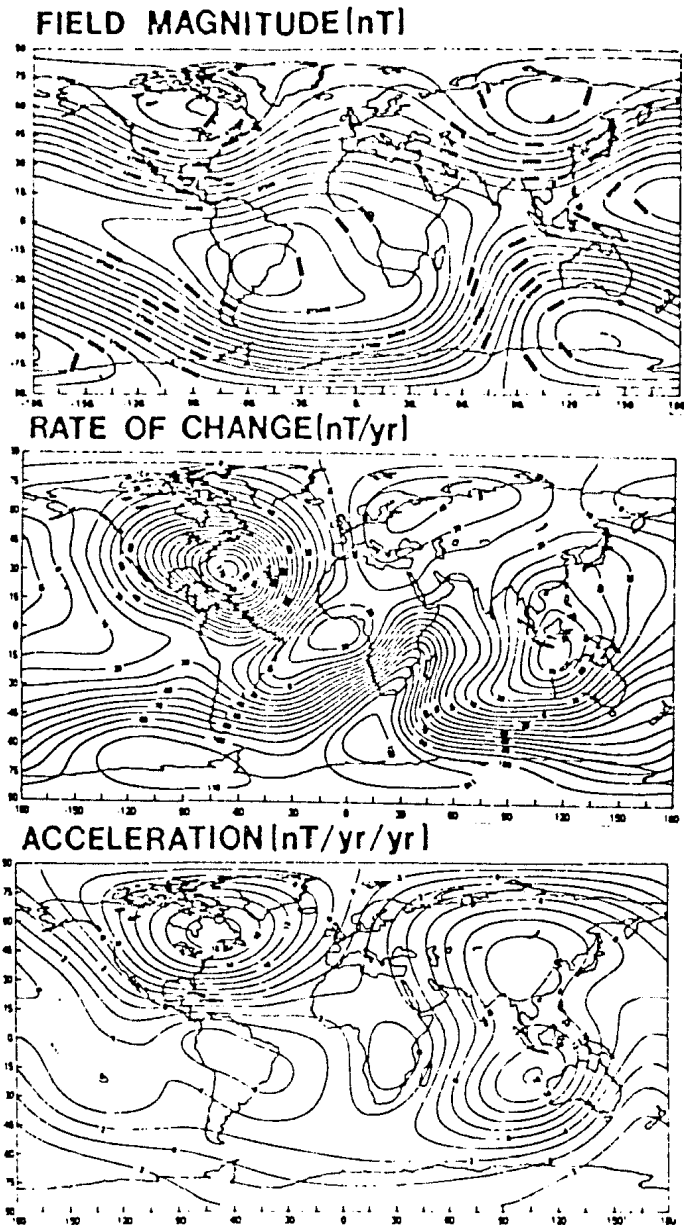


Figura 12: La variación secular del campo total para 1980. En la figura superior esta la magnitud total del campo, en el central la primera derivada temporal y en el inferior la segunda derivada temporal (Valley, 1965).

II.4.2. Variación magnética diurna y lunar.

Cuando se examina un registro continuo de un observatorio magnético las trazas de los tres elementos magnéticos muestran variaciones en las cuales casi se repite el mismo patrón cada día quieto (cuando no hay perturbaciones esporádicas). Las variaciones ocurren en su mayoría durante la mañana y si alguna aparece en la noche, es de amplitud muy pequeña. Estas son las llamadas *variaciones diurnas*. El patrón de la variación de cada elemento cambia sistemáticamente con la latitud. En un observatorio dado, las amplitudes de las variaciones diurnas cambian con la estación del año: a latitudes altas son menores en invierno que en verano, por ejemplo, en el centro de Escandinavia (Eleman, 1973), la variación en H es menor de ± 10 γ en invierno, pero mayor de ± 20 γ en verano. Cuando se estudian colectivamente las variaciones de los tres elementos en todo el mundo, se vuelve claro que representan una variación magnética de una escala global. Como estas variaciones están controladas por el Sol y es la variación representativa de un día magnéticamente quieto se llama la *variación diurna quieta solar* y se denota por el símbolo S_q (S=solar, q= quiet). Curvas de promedios mensuales típicos para D en Lovö, Estocolmo, durante un año, se muestran en la figura 13.

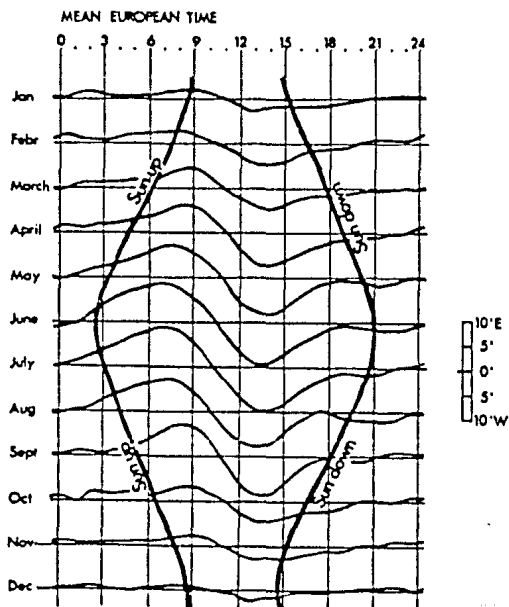


Figura 13: Variación diurna para la componente D en el observatorio de Löva en 1937 (Eleman, 1973)

Cuando se analizan una gran serie de valores horarios de los elementos magnéticos, es posible detectar por métodos estadísticos, otra variación regular que tiene un período de medio día lunar y cambia sistemáticamente con la fase lunar. Esta variación se llama la

variación magnética lunar y se denota por L. La amplitud de L es mucho menor que la de Sq y la longitud del día lunar es casi igual a la del día solar, el primero es mayor que el segundo solo por 50 minutos. Estos dos factores hacen difícil determinar L, y se requiere un análisis matemático cuidadoso para obtener esta variación.

En la sección I.1 se describió un análisis en armónicos esféricos del campo principal de la Tierra. Aplicando el mismo método al análisis de los datos magnéticos de una red de observatorios distribuidos sobre el mundo, una variación magnética tal como Sq o L puede analizarse en dos partes: la parte producida por fuentes arriba de la Tierra y la parte producida por fuentes dentro de la Tierra. Cuando se hace tal análisis de Sq y L, se encuentra que aproximadamente dos tercios de las variaciones son debidas a fuentes externas a la Tierra y solo un tercio a fuentes internas (Eleman, 1973). Cuando la Tierra está en un campo magnético que varía con el tiempo, se inducen corrientes eléctricas porque la Tierra es un buen conductor. La parte de Sq y L que es de origen interno puede explicarse como el campo magnético producido por la corriente eléctrica inducida en la Tierra por el campo magnético variable de origen externo.

Durante mucho tiempo se ha considerado que las variaciones diurnas deben ser producidas por corrientes eléctricas que fluyen en la atmósfera superior. El descubrimiento de las capas conductoras en la ionósfera hizo esta hipótesis plausible. Ahora se acepta que Sq y L se deben a movimientos de gran escala del aire en la ionósfera. Las principales fuentes de energía son las acciones de marea solar y lunar y el calentamiento solar. Las ideas actuales favorecen como asiento de la mayoría de las corrientes Sq (y L) a la capa E ionosférica (altitudes entre 90 y 130 km). Para Sq esto se ha confirmado experimentalmente con magnetómetros en cohetes que atraviesan la ionósfera.

II.5. MODELOS DE MAGNETÓSFERA ABIERTA Y CERRADA.

Se puede idealizar el viento solar como un plasma unidireccional, homogéneo, totalmente ionizado y con un débil campo magnético, en el cual el flujo magnético está congelado al plasma. El campo geomagnético rodeado por el viento solar es entonces comprimido y confinado a una cavidad, en la que fluyen corrientes eléctricas en la frontera, las cuales generan campos magnéticos que cancelan exactamente el campo magnético afuera de la cavidad. Tal cavidad idealizada en la que no puede penetrar el campo magnético externo es lo que se conoce como una *magnetósfera cerrada*. Sin embargo, en el caso real, algunas de las líneas del campo geomagnético están conectadas con el campo interplanetario. Una magnetósfera con algunos flujos de tubo abiertos se dice que es una *magnetósfera abierta*.

II.5.1. La magnetósfera cerrada: el modelo de interacción viscosa.

Axford y Hines (1961) propusieron una magnetósfera cerrada como se muestra en la figura 14, en la cual el viento solar ejerce una presión contra la frontera pero sin embargo pasa fluyendo suavemente a su alrededor. La mayoría de los objetos moviéndose a alta velocidad a

través de un fluido sufren cierta fricción y algo de esto debe experimentar la magnetósfera conforme viaja a velocidades super-Alfvénicas a través del plasma solar. La fuerza de fricción da un medio por el cual la energía puede transferirse del viento solar a la magnetósfera (Lemaire y Roth, 1991).

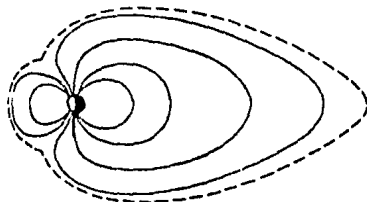


Figura 14: Magnetósfera cerrada de Axford y Hines (1961)

El modelo de Axford-Hines postula que el plasma de la magneto- funda ejerce una fuerza viscosa en una capa de espesor no especificado adentro de la magnetopausa. Las líneas de campo magnético inmersas en esta capa son arrastradas en la dirección antisolar y son comprimidas a grandes distancias en la magnetocola. Conforme los tubos de flujo elongados se mueven hacia afuera, la interacción viscosa de la capa los "empuja" hacia una configuración más dipolar. En el sistema de referencia en reposo respecto a la Tierra, este movimiento de las líneas de campo magnético aparece como un campo eléctrico, $E = -v \times B$. Cuando se mapea a latitudes ionosféricas, suponiendo que $E \cdot B = 0$, el modelo reproduce los aspectos generales del sistema de corrientes polar-ecuatorial. El plasma atrapado en los tubos de flujo elongados se calienta adiabáticamente conforme los tubos de flujo convergen hacia la Tierra y se encoge su volumen. En este modelo, el mecanismo físico no se conoce pero se cree que tiene que ser equivalente a la fricción. La dificultad al considerar la fricción es que esta fuerza depende de las colisiones entre las partículas del gas, y con un camino libre medio de 10^7 km en el viento solar, las colisiones son tan poco frecuentes que no deben tener mucho efecto. Se ha sugerido (Lemaire y Roth, 1991) que alguna irregularidad o turbulencia generada en la frontera posiblemente involucrando una interacción onda-partícula puede jugar el mismo papel.

II.5.2. La magnetósfera abierta: el modelo de reconexión con el campo interplanetario.

Este modelo fue desarrollado por Dungey en 1961. La figura 15 muestra el campo geomagnético en la sección polar al cual se le agrega un campo interplanetario dirigido hacia el norte o hacia el sur. En el segundo caso se forman puntos neutros en el plano ecuatorial y algunas de las líneas de campo interplanetario se conectan a las líneas del campo geomagnético. En el primer caso los puntos neutros están en los ejes del dipolo y no hay conexión entre los dos campos. De hecho, el IMF tiende a estar en el plano solar-eclíptico, orientado con el ángulo de regadera de jardín (ángulo que forma el IMF con el

plano de la eclíptica). Sin embargo, el campo usualmente tiene alguna componente afuera del plano de la eclíptica y esta componente puede conectarse con el campo geomagnético que está dirigido hacia el sur.

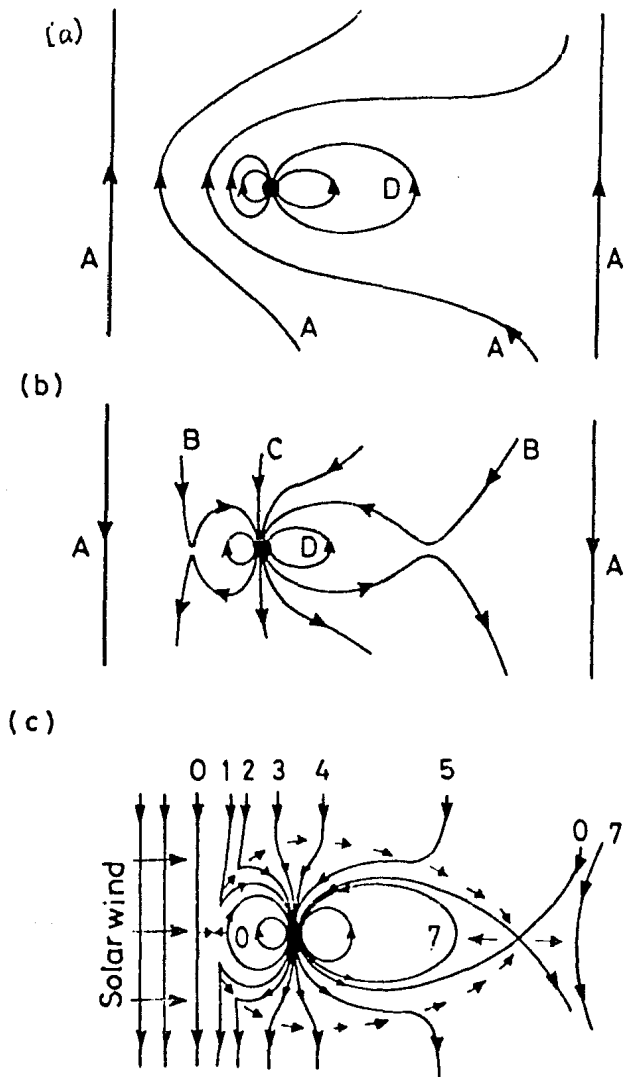


Figura 15: Campos terrestres y del viento solar:
 (a) con una componente norte del IMF, produciendo una magnetósfera cerrada, (b) con una componente sur del IMF, produciendo una magnetósfera abierta, (c) circulación debida al flujo del viento solar.
 (Russell, 1972)

El modelo de Dungey postula que la interacción dinámica entre el viento solar y la magnetósfera ocurre mediante un proceso de reconexión magnética. Los aspectos más simples de este fenómeno se ilustran en la figura 16. Consideremos un campo magnético que a grandes distancias arriba (abajo) del plano X-Y apunta en la dirección $X + (-)$. En presencia de un campo eléctrico E_y , las líneas de campo magnético convergen hacia el plano XY. En la línea neutra ($X=0, Z=0$) las líneas de campo magnético de la mitad superior del espacio se reconectan con líneas de campo de polaridad opuesta de la mitad inferior del espacio. A la izquierda (derecha) de la línea neutra, las líneas de campo magnético reconectadas cruzan el plano X-Y con una componente $Z + (-)$ y hay una convección E·B alejandose de la línea neutra en la dirección $+ (-)$. Las dos condiciones necesarias para reconexión magnética son campo magnético de polaridad opuesta a través del mismo plano y una componente del campo eléctrico que es tangente al plano.

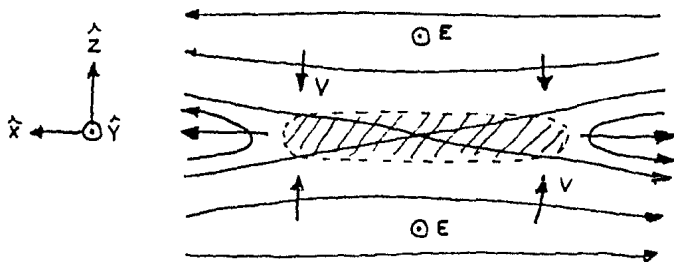


Figura 16: Reconexión magnética

La idea de Dungey (1961) se ilustra en la figura 15c la cual puede verse como la historia temporal de una línea de campo individual o una instantánea. Conforme las líneas del IMF con componente sur se acercan a las líneas de campo dipolar comprimidas, ocurre la reconexión en el tiempo (1). Debido a que un pie de la nueva línea de campo reconectada está embebido en el viento solar, la línea de campo total es arrastrada en la dirección antisolar ($-X_{sm}$). En el sistema de referencia estacionario con la Tierra, el movimiento del pie ionosférico de la línea de campo aparece como resultado de un campo eléctrico de amanecer a anochecer. Los tiempos (2) a (5) muestran varias etapas del movimiento antisolar de una línea de campo abierta. En el instante (6) una porción de la línea de campo ha llegado al plano ecuatorial magnético donde se reconecta con una línea de campo abierta. Bajo la influencia del campo eléctrico de amanecer a anochecer, la línea de campo se mueve hacia la Tierra (tiempos (7) a (9)). Eventualmente, las líneas reconectadas se mueven hacia el lado día (tiempo (10)) donde están en posición de continuar con el ciclo de reconexión.

Los patrones de convección magnetosféricos predichos por los modelos de interacción viscosa y reconexión magnética son muy similares. Evidencia empírica cerca de la magnetopausa indica que ocurren ambos procesos. Las altas correlaciones que se han encontrado entre la existencia de una componente sur del IMF y el surgimiento de actividad magnética indica el papel dominante de la transferencia de

energía por un proceso de reconexión, el cual parece proveer de más del 90% de la energía que transfiere el viento solar a la magnetósfera. Finalmente, mencionaremos que la reconexión se cree que ocurre esporádicamente en lugar de ser un proceso estacionario (Haerendel et al., 1978) y tiene lugar en la vecindad de los canales (cusp) en el lado día en vez de cerca del punto subsolar (Crooker, 1977).

CAPITULO III

PERTURBACIONES

GEOMAGNETICAS

III.1. INDICES MAGNÉTICOS.

En el estudio de las relaciones Sol-Tierra es importante tener una medida cuantitativa del nivel de disipación de energía dentro de la magnetósfera en cualquier momento. Con este propósito se han usado y definido una gran variedad de *índices magnéticos* (para más detalles ver Rivera, 1992e) para cuantificar los estados perturbados de la magnetósfera. Actualmente, los índices más usados son Kp, Ap, AE y Dst. Mientras que los índices de rango planetario como Kp y Ap describen la perturbación global hay dos índices que cuantifican la perturbación y disipación de energía en regiones específicas, el índice auroral AE y el de corriente anular Dst. Debido a esto son los que se usan más frecuentemente en estudios de acoplamiento viento solar-magnetósfera (para una discusión más amplia ver Baumjohann, 1986).

III.1.1. Índices K.

Bartels y Veldkamp (1949) introdujeron el índice K (K=Kennziffern) que es un índice cuasi-logarítmico trihorario, basado en el índice H en una escala de 0 a 9 (Parkinson, 1983). Los índices K miden las variaciones de perturbaciones que no tienen nada que ver con las variaciones diurnas. La figura III.1 muestra un ejemplo de como se escalan los índices K de un magnetograma.

Dado que el índice K se basa en una sola estación, representa las condiciones regionales, por lo que incluiremos aspectos locales tales como la variación diurna sistemática en la actividad geomagnética en dicha región además de presentar una variación estacional. Para construir un índice que exprese aspectos globales de la perturbación geomagnética, primero se traduce el índice K en un índice estandarizado K_s , corregido de estas variaciones locales. Los promedios de K_s sobre 12 observatorios seleccionados en la zona subauroral (Lincoln, 1967), se conocen como el *índice K planetario* o K_p . K_p puede expresarse con más precisión que K y usualmente se expresa en tercios de unidad, es decir, en la escala 0o, 1-, 1o, 1+, 2-, ...8o, 8+, 9-, 9o.

No es correcto afirmar que no hubo actividad de subtormentas sólo porque Kp se mantuvo pequeño durante cierto intervalo. Sin embargo, un valor grande de Kp (mayor que 2+) generalmente garantiza una subtormenta, aunque el hecho de que Kp es un índice trihorario

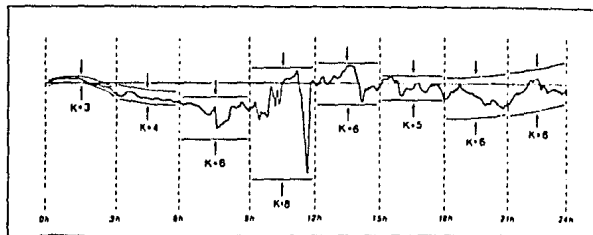


Figura III.1: Un magnetograma típico (únicamente se muestra la traza de H) mostrando los rangos correspondientes de los índices K asignados a cada intervalo trihorario (Elean, 1973)

hace imposible identificar el tiempo del surgimiento de la actividad de subtormenta utilizando unicamente Kp. Por lo tanto, Kp no es un buen indicador cuantitativo de la intensidad de una subtormenta dada o del nivel de actividad de subtormenta. El valor de Kp como índice esta en su uso en análisis estadísticos de períodos grandes de actividad magnetosférica con el propósito de determinar tendencias de gran período.

III.1.2. Indices A.

Para ciertos propósitos es deseable tener un índice directamente proporcional a los rangos mismos en lugar de sus logaritmos ya que hay desventajas obvias al tomar la media aritmética de los índices basados en una escala logarítmica. Con este fin Bartels (1951) introduce el índice "ak" (a= amplitude) convirtiendo cada índice K a su rango equivalente. Se puede encontrar un índice diario "Ak" promediando los 8 valores ak de un día (UT). Se puede seguir exactamente el mismo procedimiento con K_p para obtener los índices de amplitud planetaria "ap" y su promedio diario, conocido como la *amplitud planetaria equivalente diaria Ap*.

III.1.3. Indices Aurorales.

Aunque el índice Kp es capaz de describir el estado general de actividad geomagnética contiene contribuciones de al menos dos fuentes mayores, el electrojet auroral y la corriente anular (Rostoker, 1972). Para estudiar la actividad de la zona auroral es deseable maximizar la contribución del electrojet auroral. Los índices AU, AL y AE hacen esto. Los índices aurorales AE, AU y AL fueron introducidos por Davis y Suigura (1966) y fueron usados por vez primera en estudios de acoplamiento viento solar-magnetósfera por Arnoldy (1971). Desviaciones de la componente H del promedio global (incluyendo las variaciones diurnas) se grafican en intervalos de 2.5 minutos en UT para estaciones en la zona sub-auroral. Las envolventes superior e inferior de las curvas definen AU y AL respectivamente. AU representa el máximo valor positivo de ΔH , el cual esta relacionado con la máxima perturbación geomagnética generada por el electrojet dirigido al este; mientras AL corresponde al máximo valor negativo que se debe a la máxima perturbación geomagnética generada por el electrojet dirigido al oeste. Es usual combinar estos indices para tener una medida directa de la amplitud máxima total de las corrientes del electrojet al este y oeste definiendo $AE=AU-AL$. Entonces, el índice AE, que se deriva de estaciones localizadas cerca del ovalo auroral, refleja principalmente la intensidad de los electrojets aurorales y por lo tanto, monitorea el nivel de intensidad del proceso de subtormenta.

Uno no puede descartar la presencia de actividad de subtormentas basados en un índice AE bajo. Sin embargo, un valor grande de AE generalmente puede usarse para inferir la presencia de actividad de subtormentas. La fuerza de AE es que describe el nivel de actividad geomagnética durante intervalos de tiempo relativamente cortos y que puede indicar subtormentas que no son facilmente identificables por el índice Kp.

III.1.4. Indice Dst.

Aunque los índices Kp y AE son los indicadores principales de la actividad de subtormentas, el índice Dst fue desarrollado para dar una indicación de la intensidad de la corriente anular únicamente (Rostoker, 1972). El índice Dst, se designa para indicar la intensidad de la corriente anular libre de los efectos de los electrojets auroral y ecuatorial. Se basa en magnetogramas de estaciones de baja latitud (no ecuatoriales) en las cuales se ha restado S_q . Como el índice AE, para el cálculo de Dst solo se usan promedios horarios de la componente H de la variación magnética. A Dst, se le suele llamar el índice de tormentas porque monitorea la intensidad del proceso de tormentas magnéticas. El índice Dst fue introducido por Sugiura (1964) y fue usado por vez primera en estudios de acoplamiento viento solar-magnetósfera por Burton et al. (1975).

En contraste con el índice AE, donde la mayoría de las incertidumbres descansan en una distribución no uniforme y muy espaciada de la red de estaciones, las incertidumbres en Dst son causadas principalmente por contribuciones magnéticas a la componente H de otras fuentes distintas a la corriente anular, como (Rostoker, 1972):

- 1) corrientes de la magnetopausa,
- 2) corriente anular asimétrica y
- 3) corrientes de subtormenta.

El mayor problema respecto al índice Dst es su incapacidad para describir cuantitativamente la intensidad de la corriente anular ecuatorial. Esta incapacidad se debe a la escases de estaciones de las cuales se calcula este índice, junto con la tendencia de la corriente anular de ser asimétrica durante toda la tormenta magnética. La fuerza del índice Dst es su habilidad para detectar todas las tormentas magnéticas, lo cual se debe a que la corriente anular es un fenómeno global, así que no hay ninguna posibilidad de que el índice Dst no se percate del crecimiento de la corriente anular. Más aún, dentro de un margen de dos horas, el índice Dst es capaz de identificar el surgimiento y terminación de la fase principal de una tormenta magnética (tiempo durante el cual la mayor parte de la energía de la tormenta es disipada en la magnetósfera). Entonces el índice Dst da una buena descripción cualitativa del nivel de actividad magnetosférico en cualquier momento, aunque no se puede utilizar para revelar la presencia de subtormentas.

Al utilizar los índices geomagnéticos es importante no olvidar que *Los índices de actividad geomagnética dan sólo un límite inferior del nivel de actividad.*

III.2. PERTURBACIONES PRINCIPALES EN LA MAGNETOSFERA.

III.2.1. Tormentas magnéticas.

En 1741 Celsius y Hiorter (Hultqvist, 1973) reconocieron que cuando se podía ver una aurora en Uppsala la dirección en la que apuntaba la aguja de una brújula exhibía variaciones irregulares hasta de un grado. Por correspondencia con Graham en Londres ellos concluyeron que las variaciones del campo magnético en tales ocasiones

se podían ver sobre grandes partes de la superficie de la Tierra, de hecho era un fenómeno global al que se le llama "*tormenta magnética*". Las tormentas magnéticas son la respuesta más energética al acoplamiento viento solar-magnetósfera.

III.2.1.1. *Fases de una tormenta magnética.*

No hay un criterio fijo que defina una tormenta magnética, pero ciertos intervalos de perturbaciones altas puede encontrarse que se designan normalmente como tormentas magnéticas por ejemplo la de la figura III.2. Aunque no hay dos tormentas magnéticas iguales, la mayoría de las tormentas tienen ciertos aspectos en común:

1) *Comienzos repentinos de tormentas (SC)*: Muchas, aunque no todas las tormentas empiezan con un cambio repentino en H, usualmente un aumento. Esto ocurre simultáneamente en todo el mundo (en menos de un minuto). Antes del SC las trazas de todos los elementos están comparativamente quietas, después del SC, están marcadamente más perturbados, frecuentemente muestran fluctuaciones irregulares del orden de 10 nT y períodos del orden de unos pocos minutos. Algunas veces un aumento inicial pequeño en H es seguido por una gran disminución durante 2 o 3 minutos.

Muchas tormentas magnéticas empiezan lentamente y a veces es difícil decidir cuando empezaron. Sin embargo, las grandes tormentas tienen un SC.

El SSC se debe a la compresión del campo geomagnético por un aumento en la presión del viento solar. Cuando se excita la convección magnetosférica por el campo eléctrico del viento solar, se incrementa la corriente anular, disminuyendo el campo sobre todo el mundo y produciendo la fase principal.

2) *Fase inicial*: Frecuentemente antes de que pase una hora del SC, H aumenta y permanece de 30 a 50 nT mayor que su valor pretormenta durante una o dos horas. Esto se conoce como la *fase inicial*. Muchas tormentas no tienen una fase inicial, parece que no es una parte esencial en una tormenta. La fase inicial se debe a una compresión de la magnetósfera por la llegada de plasma solar en la magnetopausa.

3) *Fase principal*: Como el nombre implica, esta es la esencia de una tormenta magnética. En un tiempo que varía de 2 a 10 horas después del comienzo, la fase principal inicia. Es una disminución continua en H, usualmente por uno o dos cientos nT, durando algunas horas. La amplitud de la disminución en H es máxima cerca del ecuador y disminuye hacia los polos. El cambio correspondiente en Z es un aumento numérico en ambos hemisferios, el cual es cero en el ecuador y aumenta hacia ambos polos. El cambio en Z es siempre menor que el que tiene H. La fase principal se debe a una corriente eléctrica que circula la Tierra (la corriente anular).

Siendo la fase principal una variación temporal del campo magnético, induce corrientes eddy en la Tierra conductora, las cuales modifican el campo magnético. La fase principal está bien representada por un campo externo uniforme dirigido a lo largo del eje geomagnético de norte a sur. Este campo externo aumenta el campo verticalmente hacia abajo en el polo norte y el verticalmente hacia arriba en el polo sur, y se opone al campo horizontal hacia el norte en el ecuador. El efecto de las corrientes es aumentar la

componente horizontal del campo tormenta y disminuir la componente vertical.

- 4) *Fase de recuperación:* Después de que el valor de H ha alcanzado un mínimo, lentamente y más o menos exponencialmente recupera su valor normal. Esto toma varios días; un tiempo mucho mayor que la disminución durante la fase principal.
- 5) *Fluctuaciones irregulares:* Empezando en el tiempo de la SSC y durando hasta casi el final de la fase de recuperación hay invariablemente una serie complicada de fluctuaciones en los tres elementos del campo. Estas tienen un amplio período espectral, desde algunas horas a una fracción de minuto. Una fluctuación típica durante una tormenta consiste de una desviación y regreso de los tres elementos desde su posición previa teniendo gruesamente la forma, en el tiempo, de una curva gaussiana. Tal fluctuación se ve en un magnetograma como un mapa de una línea costera, por lo que se conocen como *bahías*. La duración puede ser de unos pocos minutos hasta algunas horas. La amplitud puede llegar hasta cien nT.

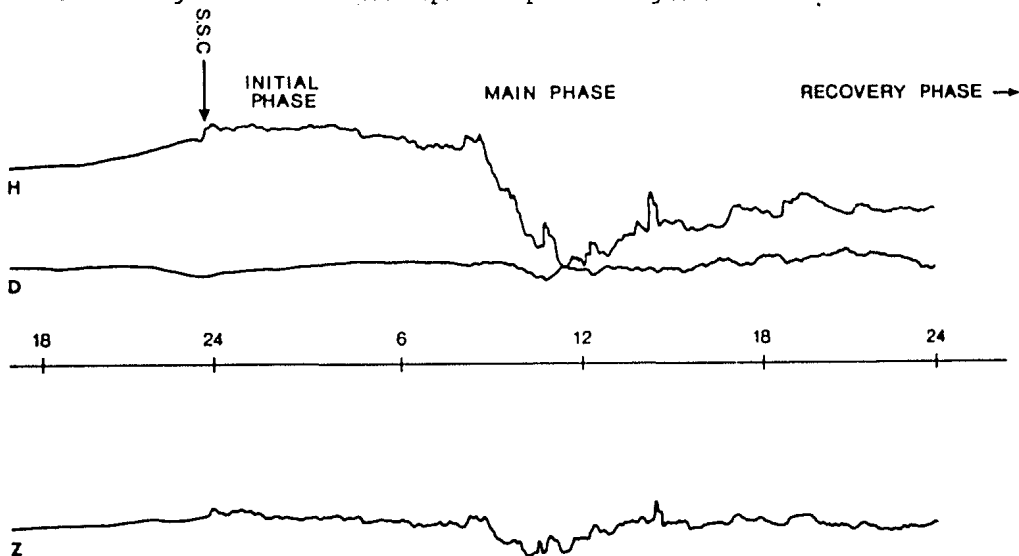


Figura III.2. Fases de una tormenta magnética (Parkinson, 1983)

III.2.1.2. Mecanismos físicos involucrados en una tormenta.

La manera mencionada de organizar los datos de tormentas magnéticas es la más clásica y la más ampliamente usada, aunque es arbitraria. Recientemente (Hultqvist, 1973) se han desarrollado otros sistemas relacionados directamente con los mecanismos físicos involucrados. El campo perturbado D, está compuesto de al menos tres fuentes físicas principales distintas simbolizadas por (figura III.3):

$$D = DCF + DR + DP + DT$$

DCF se debe a la perturbación del campo debida al impacto del plasma solar. El aumento en la presión del plasma solar ocasiona una compresión de la cavidad magnetosférica, se inducen corrientes en la superficie de la cavidad (la magnetopausa). El SC y la fase inicial de la tormenta son manifestaciones del campo DCF como se ilustra en la figura III.3 (Hultqvist, 1973).

La parte DR es la fase principal de la tormenta, la cual es causada principalmente por una corriente anular localizada en la magnetósfera interior. Las partículas que producen la corriente anular se han medido por satélites y se ha encontrado que la mayoría de ellas son protones con energías desde una fracción de keV hasta varios cientos de keV que circulan la Tierra a distancias desde unos pocos R_0 hasta 8 o 10 R_0 . La corriente anular usualmente no es simétrica alrededor de la Tierra. A veces se ve el campo DR separado en dos partes, DR1 y DR2 (ver figura III.3) las cuales difieren en términos de las constantes de tiempo. Mientras que la componente DR1 tiene una constante de tiempo de decaimiento de varias horas, la DR2 tiene un valor correspondiente de varios días.

La componente DP se debe a corrientes que fluyen en la ionósfera y probablemente a lo largo de las líneas de campo geomagnético a y desde la ionósfera. Las corrientes ionosféricas son más intensas en las regiones aurorales, donde hay una corriente de jet. La duración de un evento DP es del orden de una hora, esto es mucho más corto que una tormenta magnética. Tal evento individual es llamado una *subtormenta magnética polar*. Usualmente hay muchas subtormentas en el curso de una tormenta magnética. Además de la subtormenta magnética polar (DP1) se ha identificado otra componente de DP, el campo DP2. Este tiene un sistema de corrientes horizontales equivalentes que consiste de dos grandes vortices que cubren las regiones polares pero también alcanzan latitudes bajas y no tienen un sistema de corrientes de jet asociados con él. Esta componente de DP parece estar muy relacionada con la convección de plasma y líneas de campo magnético dentro de la magnetósfera.

La DT simboliza el efecto magnético debido a corrientes en la magnetocola. No es muy claro que tan grande debe ser una perturbación en las corrientes de la magnetocola para causar efectos cerca de la superficie de la Tierra pero probablemente no es una parte muy importante, al menos no en altas latitudes.

Por análisis de armónicos esféricos se ha mostrado que en la superficie de la Tierra aproximadamente un 60% de la componente horizontal de la perturbación observada es causada por sistemas de corrientes eléctricas afuera de la Tierra sólida, mientras el resto es debido a corrientes inducidas dentro de la Tierra como un efecto secundario.

III.2.2. Subtormentas magnetosféricas.

La actividad auroral tiende a ocurrir en emisiones esporádicas, es decir, la aurora parece estar activa durante períodos de aproximadamente 1 hora espaciados con períodos tranquilos de 2 a 3 horas. Una subtormenta corresponde al período en el cual parece estar activa la aurora (Hargreaves, 1979).

III.2.2.1. Fases de una subtormenta magnética.

Fenomenológicamente, una subtormenta se describe en términos de las fases (Hargreaves, 1979):

- 1) *Fase de crecimiento:* Fase anterior al surgimiento de la expansión, durante la cual el almacenamiento de energía en la magnetocola domina a la disipación de energía en la ionósfera auroral.
- 2) *Fase expansiva:* Fase de aumento explosivo en luminosidad en la mayor parte del arco ecuatorial, intensificación del electrojet auroral y emisión de micropulsaciones Pi2. La fase expansiva ocurre desde este surgimiento hasta el momento en el cual los arcos del sector nocturno han alcanzado una latitud máxima. En esta fase hay una liberación explosiva de la energía de la magnetocola.
- 3) *Fase de recuperación:* Período en el cual los arcos del sector nocturno regresan al Ecuador. Durante este período, la energía almacenada en la magnetocola se disipa lentamente y la magnetósfera se relaja a su estado base.

III.2.2.2. Mecanismos físicos involucrados en una subtormenta.

Aunque actualmente la subtormenta se define en términos de los siguientes tres procesos físicos (Rostoker, 1987):

- I) *Proceso Conductor:* Este proceso se refiere al depósito de energía en la magnetósfera interior y la disipación de esta energía en la ionósfera a latitudes altas. Es producido directamente por el dínamo viento solar-magnetósfera y no involucra ningún almacenamiento intermedio de energía en la magnetósfera. Este es un proceso directo en el cual la energía del viento solar se deposita directamente en la ionósfera, por lo cual puede predecirse a partir de parámetros del viento solar tales como B y v .
- II) *Proceso de Almacenamiento:* Este proceso involucra el almacenamiento de energía proveniente del viento solar en la forma de energía del campo magnético debida a corrientes eléctricas que fluyen transversales al campo magnético en la magnetósfera exterior.
- III) *Proceso de Liberación:* En este proceso, la energía previamente almacenada en el campo magnético es liberada repentinamente y es disipada en la ionósfera auroral o es inyectada de regreso al viento solar.

Es importante señalar que estos tres procesos pueden operar simultáneamente dentro del sistema magnetósfera-ionósfera.

Utilizando los tres procesos físicos anteriores se puede definir la evolución de una subtormenta desde el período en el cual el campo magnético interplanetario ha tenido una componente B_z norte. Se establece el inicio de la subtormenta cuando esta componente se vuelve sur, con lo cual el flujo de energía desde el viento solar hacia la magnetósfera aumenta notablemente. Si el evento durante el cual el campo magnético interplanetario adquiere una componente sur es rápido (es decir, tarda unos cuantos minutos) y la nueva dirección sur se mantiene de forma que el flujo de energía en la magnetósfera es constante durante un intervalo mayor a una hora, entonces se establece una subtormenta; los electrojets del sistema conductor aumentan en intensidad mientras la energía se almacena en el sistema de corrientes transversales de la magnetósfera. En este momento empieza la aceleración

ción de partículas aurorales de baja latitud y surge la fase expansiva marcada por la primera iluminación auroral (que no es más que la primera liberación de energía de la cola en la ionósfera auroral). Después de que surge la fase expansiva, la intensidad de los electrojets continua aumentando. Conforme aumenta la demanda de corriente hacia arriba en el lado noche aumenta, se crean impulsivamente nuevos volúmenes de espacio capaces de acarrear estas corrientes mediante la activación de la región de aceleración. Cada activación tiene asociada una aurora y produce un electrojet que viaja al oeste. Estas formaciones impulsan la actividad de pulsaciones geomagnéticas y aumentan el calentamiento Joule en la ionósfera. Mientras la entrada de energía proveniente del viento solar permanece constante, el sistema conductor aumenta durante 2-4 horas hasta que los electrojets alcanzan una intensidad constante (llegan a su estado estacionario). Bajo estas circunstancias, la actividad del arco auroral continuará desplazándose hacia altas latitudes hasta que el sistema conductor sea capaz de disipar toda la energía proveniente del viento solar de forma que no se almacene ninguna energía adicional en la magnetocola y no exista una energía neta que se descargue desde la magnetocola. Entonces el proceso de liberación de energía se vuelve dominante y la magnetocola descarga la energía almacenada en ella durante la parte anterior de la subtormenta. Antes de que el sistema conductor decaiga debido al corte de energía del viento solar, la disipación de energía en la ionósfera a latitudes altas, puede mantenerse a través de la descarga de energía de la cola. Esto es, la disminución de la entrada de energía del viento solar no marca necesariamente el inicio de la fase de recuperación, sino que ésta señala el fin de la activación de los sistemas de corrientes. Durante la fase de recuperación tanto el proceso de almacenaje como el de liberación ya no operan y lo que se observa es el decaimiento del sistema de corrientes.

III.2.2.3. Parámetro de subtormentas de Akasofu.

Como hemos visto, las subtormentas son la manifestación de la liberación repentina de la energía magnética almacenada en la magnetocola. Es por esto que para entender los procesos involucrados en una subtormenta se necesitan correlacionar las variaciones temporales del flujo de energía del viento solar que entre en la magnetósfera con cambios en la cantidad de energía magnética depositada en la magnetocola. Con este objetivo, Akasofu (1980) propuso el parámetro del viento solar ϵ (el cual encontró que correlaciona bien con la tasa de energía total U que es consumida por la magnetósfera y se disipa en la ionósfera).

El parámetro de subtormentas de Akasofu se define como:

$$\epsilon = \ell^2 v_{\odot} B_{\odot}^2 \sin^4 \left(\frac{\theta}{2} \right)$$

donde:

- v_{\odot} es la velocidad del viento solar en cm/s,
- B es la magnitud del campo magnético interplanetario medido en Gauss,
- ℓ es una constante que representa un tamaño lineal típico de la magnetósfera ($\approx 7 R_{\odot}$) y
- θ es el ángulo polar del campo magnético interplanetario

proyectado en un plano perpendicular a la línea Sol-Tierra y medido desde el eje norte geomagnético ($\theta = \arctan[B_y/B_z]$)

Este parámetro se puede interpretar como el flujo de potencia electro-magnética que entra en la magnetósfera proveniente del viento solar (D'Angelo y Goertz, 1979).

A primera aproximación (Akasofu, 1980):

$$c(t) \approx U_T(t)$$

donde U_T es la energía total que es disipada en la ionósfera y depositada en la magnetósfera. U_T tiene tres contribuciones principales:

$$U_T = U_R + U_A + U_J$$

donde:

U es la tasa de inyección de energía en las corrientes anulares que fluyen en el plano ecuatorial magnetosférico y en la hoja neutra,

U es la tasa de inyección de partículas aurorales, es decir, es la tasa de disipación de energía cinética de las partículas aurorales perdidas en la ionósfera debido a colisiones,

U es la tasa de disipación de energía asociada con el calentamiento Joule debido al flujo de corriente eléctrica en la ionósfera resistiva.

Es interesante examinar la relación entre la función de acoplamiento de energía del viento solar-magnetósfera (c), la densidad de energía magnética ($B_T^2/8\pi$) en la magnetocola, donde B_T denota el campo de la magnetocola en el lóbulo de alta latitud, y el índice de subtormenta AE (nT) $\approx \bar{U}_j/10^{15}$ ergs⁻¹. Una implicación importante de este resultado es que el desarrollo de subtormentas magnetosféricas es una consecuencia directa de un aumento de c y de la potencia almacenada por el dínamo viento solar-magnetósfera.

III.2.3. Pulsaciones geomagnéticas.

Las fluctuaciones del campo geomagnético con períodos de 0.2 s a más de 10 min se llaman *pulsaciones geomagnéticas*. La tabla III.1 (Saito, 1978) da una clasificación numérica de las pulsaciones observadas. Se suele distinguir entre pulsaciones casi-periódicas (pc de Pulsación Continua) y pulsaciones irregulares (pi de Pulsación Irregular).

Las pulsaciones Pc1 son excitadas por resonancia ciclotrónica dentro de regiones en el ecuador magnetosférico mientras que los eventos Pc2, Pc3 y Pc4 pueden interpretarse como las eigen-oscilaciones toroidales en un régimen de capa L localizada en la magnetósfera (como se muestra en la figura III.4). Estas oscilaciones se cree que se deben a excitaciones perturbativas de las líneas de campo en la magnetopausa por el plasma de la magnetofunda (inestabilidades Kelvin-Helmholtz). Los eventos Pc6 probablemente están asociadas con perturbaciones de los campos magnéticos de la magnetocola.

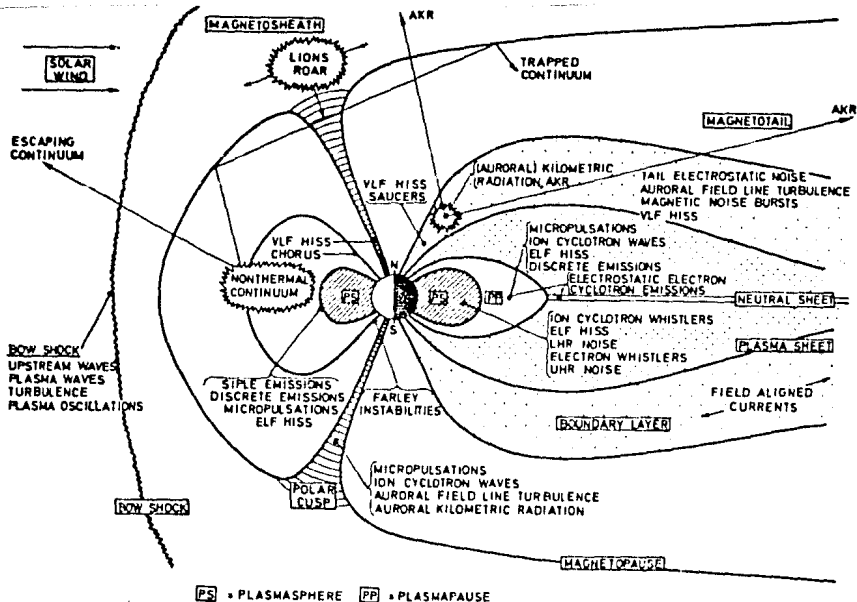


Figura III.5: Generación de las emisiones de plasma magnetosféricas (Rostoker, 1979)

TABLA III.1
CLASIFICACION DE LAS PULSACIONES MAGNETICAS

CLASIFICACION NUMERICA	CLASIFICACION FISICA					
FORMA DE LA ONDA	PERIODO (s)	TIPO	NOMBRE	L ^a	D ^b	ORIGEN
C	0.2-0.5	pc1	Pulsación de perla	S		
O			Eco hidromagnético	A	D	Resonan
N			Emisión continua	A	E	ciclotró
T			Intervalos de pulsaciones	S		
I	5 - 10	pc2	Pulsación auroral irregular	A	M	
N	10 - 45	pc3	pc3	A	M-D	Oscilaci
U	45 - 150	pc4	pc4	S	D	propi
A			Pulsación gigante	A	M	toroidea
	150 - 600	pc5	pc5	A	D	
	> 600	pc6	Modificación de la cola	T	N	
I	1 - 40	pi1	Tren de pulsaciones cortas	A	N	
R			Emisiones espontaneas pi	A	N	
R			Emisiones continuas pi	A	M	
E			Pi diurnas	A	D	
G	40 - 150	pi2	pi2	A	N	
U			Pulsación asociada a pc4	S	D	
L	> 150	pi3	Pulsación asociada a pc5, pc6	A	D	
A			Pulsación irregular polar	A	N	
R			Pulsaciones de periodo largo asociadas con subtormentas	A	N	

CAPITULO IV

RELACION DE LAS TORMENTAS GEOMAGNETICAS INTENSAS CON EL VIENTO SOLAR

IV.1. LA IMPORTANCIA DE PODER PREDECIR TORMENTAS GEOMAGNETICAS.

Una prueba definitiva de nuestro conocimiento del acoplamiento entre el viento solar y la magnetósfera es la predicción exitosa del comportamiento detallado del campo geomagnético. Sin embargo, aunque este fin ha sido objeto de una investigación científica intensa durante más de tres décadas, la predicción de la actividad geomagnética es un problema actual de importancia práctica. Para entender su importancia basta con analizar los sistemas afectados por la actividad geomagnética. Estos sistemas los podemos clasificar en las siguientes categorías (para una discusión más amplia de ellas ver Lanzerotti, 1979):

1. Corrientes inducidas.

Las fluctuaciones del campo geomagnético inducen corrientes en cables y líneas de alta tensión. En los cables, los efectos son interrupciones de período corto en el flujo que encuentran y ocasionan la corrosión de los sistemas de monitoreo. En las líneas de alta tensión, los problemas son más críticos ya que las corrientes directas inducidas pueden sumarse a la fase de los transformadores produciendo saturación y eventualmente un estallido del transformador y eventualmente un corte de la potencia. Una vez que ocurre esto, se necesitan varias horas para regresar el transformador a servicio si no hay un daño severo. El impacto económico en este sector es muy grande como refleja el hecho de que en EEUU se gastaron \$22 millones de dolares en 1989 por pérdida de transformadores.

2. Deriva de satélites.

La precipitación de partículas y la generación de corrientes ionosféricas asociadas con la actividad geomagnética calientan la atmósfera superior neutra haciendo que ésta se expanda. La densidad del aire a altitudes orbitales mayores a 800 km puede aumentar hasta en un orden de magnitud, ocasionando una deriva por fricción adicional seria. La deriva de los satélites es de interés para todas las agencias que deben predecir los tiempos de vida orbitales de los satélites. Además, la pérdida de satélites se considera un problema de seguridad nacional, por el cual se gastaron más de \$100 millones de dolares en 1989.

3. Carga de naves espaciales y control.

El movimiento de satélites y otros objetos (incluyendo astronautas en actividades extravehiculares) en la ionósfera y atmósfera superior provoca la acumulación de carga en diferentes porciones de estos objetos. Antes de que los objetos se descargen espontáneamente, pueden sufrir daños que van desde la generación de señales o comandos espureos hasta daños permanentes de los subsistemas electrónicos. La probabilidad de que la nave se cargue aumenta cuando se incrementa la actividad geomagnética.

Algunos satélites usan el campo geomagnético de la Tierra para mantener su orientación espacial. De aquí la importancia de prevenir a sus operadores sobre una tormenta geomagnética para permitirles inhibir los sistemas de control y utilizar cohetes para mantener la orientación del satélite. Alertas falsas pueden provocar que se agote el combustible del satélite prematuramente.

4. Comunicaciones por radio y radares.

Asociadas con la precipitación de partículas que producen la aurora, hay perturbaciones ionosféricas en latitudes altas y medias. En particular, los sistemas de alta frecuencia (HF de 3 a 30 MHz) que operan a latitudes medias pueden sufrir una depresión de la máxima frecuencia usable hasta de un 50%. Además, en la zona auroral ($\lambda=60$ a 75°) frecuentemente se forman capas E ionosféricas esporádicas que afectan la propagación HF (por absorción de estas ondas). Los sistemas LF (30 a 300 kHz) y VLF (3 a 30 kHz) que operan en las regiones polares y aurorales experimentan avances de fase. Los radares VHF (30 a 300 MHz) y UHF (300 MHz a 3 GHz) de la zona auroral pueden sufrir una retardación y refracción inusuales de la señal, lo cual provoca errores de señalamiento (ranging y pointing). Por último, los sistemas de comunicación vía satélite VHF, UHF, e inclusive SHF (de 3 a 30 GHz) que operan a través de la ionósfera perturbada pueden sufrir un realce de fase y centelleos de amplitud.

5. Prospección geofísica.

Para la búsqueda de petróleo, minerales o análisis arqueológicos, los geofísicos utilizan mapeos geomagnéticos del terreno, lo cual obviamente conducirá a un sondeo erróneo en días naturalmente perturbados. Por otro lado, para el método magnetoteléurico son deseables condiciones de tormenta magnética ya que este método se basa en las oscilaciones naturales del campo geomagnético a frecuencias menores a 1 Hz para explorar la resistividad eléctrica profunda en sitios específicos.

Los sondeos mineralógicos mediante percepción remota en días magnéticamente activos ocasionan errores de posición, los cuales, por ejemplo, en 1989 causaron pérdidas mayores a los \$5 millones de dolares.

6. Apoyo científico.

Hay multitud de áreas de investigación científica en las que sería de gran utilidad la predicción de tormentas geomagnéticas y que van desde estudios geofísicos, satélites, biología, etc. A continuación planteamos dos de estos tipos de apoyo.

Existen multitud de campañas de investigación científica que incluyen observaciones coordinadas de lanzamiento de globos, sondas atmosféricas, percepción remota por satélites y observaciones terrestres y que tienen como objetivo estudiar las auroras. Como siempre que hay tormentas geomagnéticas intensas, la actividad auroral aumenta, la predicción de ellas permitiría observaciones exitosas de este tipo.

Hay una gran evidencia de que cambios en el campo geomagnético afectan los sistemas biológicos (magnetobiología). En particular, existen algunas especies migratorias que aparentemente utilizan el campo geomagnético para su navegación. Estas especies podrían ser auxiliadas en caso de perturbaciones geomagnéticas intensas.

Como vemos, la lista de usuarios del eventual sistema de alarma de tormentas geomagnéticas es diversa. Dichos usuarios necesitan descripciones precisas y predicciones responsables de la actividad geomagnética en un lenguaje claro y tan universal como sea posible. Esto motivó el estudio que presentamos en este capítulo.

IV.2. ASOCIACION DE LAS TORMENTAS GEOMAGNETICAS CON FENOMENOS SOLARES.

Empezando con la observación de Carrington de una ráfaga en luz blanca del 1° de septiembre de 1859 y la asociación de este evento de ráfaga con una aurora la noche siguiente (Chapman y Bartels, 1924), las ráfagas se han ligado con tormentas geomagnéticas. Sin embargo, no todas las ráfagas, aún las más grandes, ocasionan tormentas. La figura IV.1 ilustra la frecuencia de tormentas que siguieron las mayores ráfagas en rayos X. Estas ráfagas se dividen en dos tipos:

- a) las ráfagas de clase M en las que hay una liberación de energía desde 10^{-2} hasta 10^{-1} ergcm $^{-2}$ s $^{-1}$,
- b) las ráfagas de clase X en las que hay una liberación de energía mayor a 10^{-1} ergcm $^{-2}$ s $^{-1}$.

Las ráfagas de clase X constituyen menos del 1% de todas las ráfagas que se observan, mientras que las de clase M son hasta el 9%.

Una de las mayores ráfagas observadas (agosto de 1972) estuvo asociada con una velocidad del viento solar > 1500 kms $^{-1}$ y un campo magnético interplanetario > 100 nT a una unidad astronómica. Sin embargo, este evento interplanetario extraordinario solo causó una tormenta con Dst ≈ -14 nT no obstante que Kp $> 9+$. Esto se debió a que el campo se mantuvo orientado principalmente al norte durante este flujo de alta velocidad (Tsurutani et al., 1990).

TORMENTAS GEOMAGNETICAS Y EVENTOS EN RAYOS X JUNIO 1976 - DICIEMBRE 1984

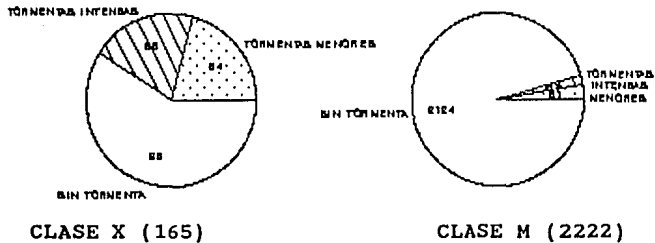


Figura IV.1: Datos para el ciclo solar 21 que ilustran la escasa correspondencia entre las ráfagas más intensas y las tormentas geomagnéticas (Joselyn, 1986)

Desde que se hicieron las primeras observaciones del viento solar en los 60's, se encontraron frentes de choque que viajan en el medio interplanetario (Hundhausen, 1972) a los cuales rápidamente se les achacó la culpa de las tormentas geomagnéticas. Después de que se asociaron los choques con las tormentas magnéticas, la gente se dedicó a buscar la causa solar de los choques en el medio interplanetario, pero hasta la fecha el origen solar de los choques interplanetarios no es claro.

El primer intento fue asociar los choques con ráfagas, lo cual presenta problemas difíciles ya que a veces se detectan choques en el medio interplanetario y se registran comienzos repentinos (SC) de tormentas geomagnéticas cuando no se observan ráfagas.

El hecho de que muchos choques intensos ocurren en la ausencia completa de ráfagas ha llevado a la idea de que también están relacionados con la desaparición de filamentos (Joselyn y McIntosh, 1981). Los filamentos solares son un aspecto cromosférico que se ve en las imágenes H- α como una formación oscura que atraviesa el disco solar. Cuando se observan en emisión sobre el limbo fotosférico, se conocen como prominencias. Los eventos de erupción de filamentos (que producen la desaparición de todo o parte del filamento) se han asociado físicamente con eventos transitorios coronales lentos y eyecciones de masa coronal (Schwenn, 1983). Sin embargo, sólo un 15% de las desapariciones de filamentos se han asociado con una actividad magnética importante (ver figura IV.2).

ACTIVIDAD GEOMAGNETICA

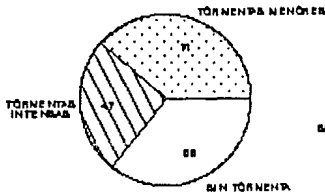
Y

HOYOS CORONALES He10830

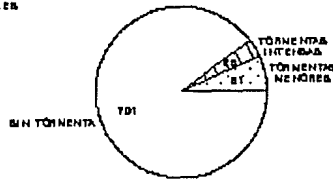
1982-1984

DESAPARICION DE FILAMENTOS

JUNIO 1976 - DICIEMBRE 1984



184 HOYOS CORONALES



780 FILAMENTOS

Figura IV.2: Datos para el ciclo 21 que muestran la escasa correspondencia entre hoyos coronales y desaparición de filamentos con las tormentas geomagnéticas (Joselyn, 1986)

Otra fuente establecida de perturbaciones geomagnéticas son los flujos de alta velocidad que emanan de hoyos coronales (Hundhausen, 1977). Estos flujos son de larga vida y recurrentes con un período de 27 días (que corresponde al de rotación solar) parecen ser responsables de la actividad geomagnética recurrente. Esta asociación también tiene el problema de que se observan mucho más hoyos coronales que tormentas geomagnéticas, por ejemplo, para el período de 1982 a 1984 menos de la mitad de los hoyos coronales observados produjeron tormentas geomagnéticas (ver figura IV.2).

Con un arreglo de 3.6 hectáreas en Cambridge sensible a una frecuencia de 81.5 MHz (Bravo y Hewish, 1988) se hizo un monitoreo diario de 900 fuentes estelares de radio (de julio de 1978 a septiembre de 1979) que permitió hacer mapas diarios del cielo donde se pueden distinguir las perturbaciones del medio interplanetario. Este método se llama centelleo interplanetario (IPS del inglés *InterPlanetary Scintillation*). La figura IV.3 muestra un ejemplo de tales mapas en los cuales las regiones de centelleo mayor al normal se indican con (+) y las regiones de centelleo abajo del normal se señalan con (-). Tapin et al. (1984) mostraron que el índice de centelleo está correlacionado directamente con ΔN (donde N es la

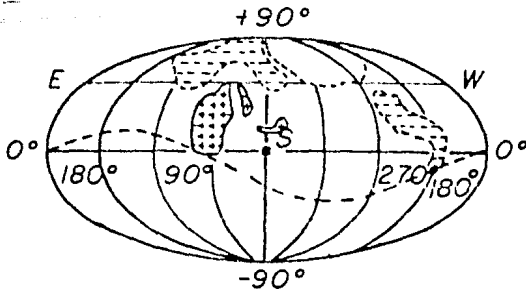


Figura IV.3: Estructuras de densidad del viento solar para el 26 de agosto de 1978 obtenidas mediante observaciones del centelleo interplanetario de fuentes de radio estelares. (Bravo y Hewish, 1988)

densidad de partículas del viento solar), de forma que las regiones (+) corresponden a zonas de compresión y las regiones (-) corresponden a zonas de rarefacción en el medio interplanetario. Frecuentemente, las regiones de compresión son frentes de choque y las zonas de rarefacción corresponden a flujos de viento solar de alta velocidad.

Hewish y Bravo (1986) encontraron al analizar los datos de Cambridge (de julio de 1978 a septiembre de 1979), 96 perturbaciones en el medio interplanetario, cuyas fuentes en el Sol incluyeron siempre la presencia de hoyos coronales de latitudes medias y bajas y sugirieron que los choques se debían a flujos de viento solar no constantes en estos hoyos. 44 de las perturbaciones rastreadas con IPS se relacionan con comienzos repentinos de tormenta cuando golpearon la Tierra (Bravo y Hewish, 1988) y durante todo el período se registraron 48 SC, de forma que sólo no se observaron cuatro choques en los mapas de IPS, principalmente por la suspensión del monitoreo debido a mantenimiento.

Es importante señalar que no todos los choques que se observan en el medio interplanetario producen tormentas geomagnéticas. La figura IV.4 ilustra una secuencia de observaciones del 8 de septiembre de 1981, en las cuales el ISEE-3 detectó un choque a las 21:00 UT, el cual llegó a Tierra a las 21:46 UT. Este es un ejemplo de un impulso repentino que no fue seguido por una actividad geomagnética importante. Como veremos en la próxima sección, lo que parece disparar la tormenta es el campo magnético que sigue al choque, siempre y cuando éste tenga una componente B_z en la dirección sur (en el sistema coordenado solar-magnetosférico).

Actualmente, el Space Environment Laboratory (SEL) de NOAA en Boulder, principalmente describe y predice las condiciones geomagnéticas usando los índices K y A. La figura IV.5 ilustra los seis términos descriptivos que indican el nivel general de actividad. Como los índices K y A no representan la actividad geomagnética actual y predicha de la mejor forma, se han hecho intentos de convertir esto a un formato probabilístico que permita decir, por ejemplo, que hay un 40 % de oportunidad de que mañana exista una condición quieta y un 60 % de tener condiciones perturbadas. La utilidad de los índices K y A es que se pueden utilizar para definir condiciones de tormenta. En Boulder, Colorado se usa el término "tormenta menor" para describir días en los cuales el índice Ap diario estuvo entre 30 y 49 y "tormenta intensa" para describir días para los cuales $A_p \geq 50$ (Joselyn, 1986).

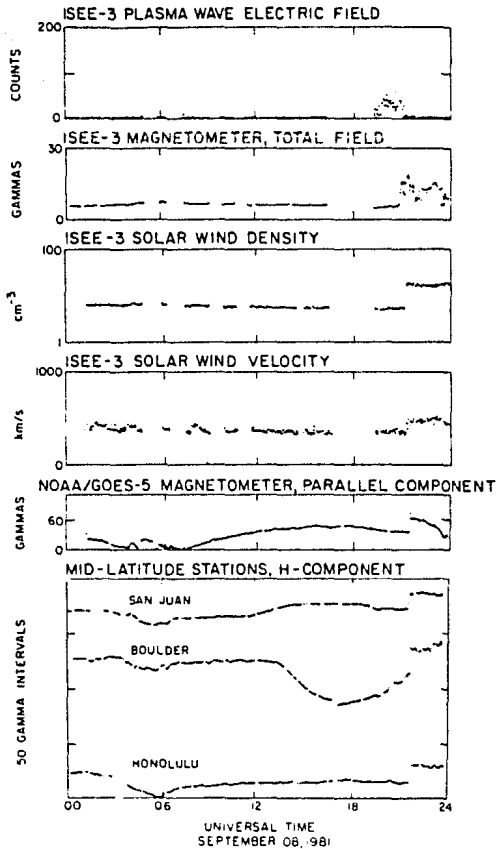


Figura IV.4: Datos del ISEE-3 que muestran un choque que no produjo perturbaciones magnéticas intensas en la Tierra.

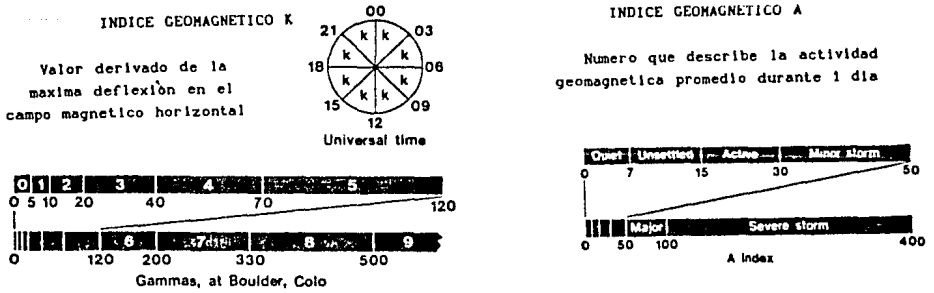


Figura IV.5: Descripción esquemática de los índices K y A (Joselyn, 1986)

En esta tesis se analiza detalladamente el período de 500 días que comprende del 16 de agosto de 1978 al 28 de diciembre de 1979, en el cual se observaron 10 tormentas geomagnéticas intensas ($Dst < -100$ nT). Primero se mencionaran los estudios realizados por otros autores y después describiremos el estudio que se realizó en esta tesis de las fuentes solares de dichos eventos.

IV.3.1. Estudios previos.

De las 10 tormentas geomagnéticas intensas observadas en este período, 9 fueron precedidas por la llegada de choques a 1 unidad astronómica, identificados en los datos de campo magnético y plasma colectados por la nave espacial ISEE-3 y el otro esta asociado con una región de alta densidad de plasma. El principal aspecto del medio interplanetario asociado con estas tormentas intensas fue (González et al. 1992) la presencia de una componente negativa del IMF de gran amplitud ($B_z < -10$ nT) y gran duración (>3 horas). En la magnetósfera este campo sur se reconecta con el campo geomagnético produciendo una transferencia de momento y energía efectiva mediante el dínamo magnetosférico. En la figura IV.6 se muestra esta configuración de acoplamiento viento solar-magnetósfera. En esta figura se señalan dos de las regiones de disipación más importantes en la magnetósfera, la zona auroral y la corriente anular. La primera se relaciona con el proceso de subtormentas cuyo nivel de intensidad es monitoreado por el índice auroral AE, y el último se refiere al proceso de tormenta cuya intensidad es monitoreada por el índice de tormenta Dst.

González y Tsurutani (1987) no encontraron otros eventos interplanetarios que cumplieran con el criterio de ser de gran duración (>3 horas) y de B_z grande y negativa (< -10 nT) durante el

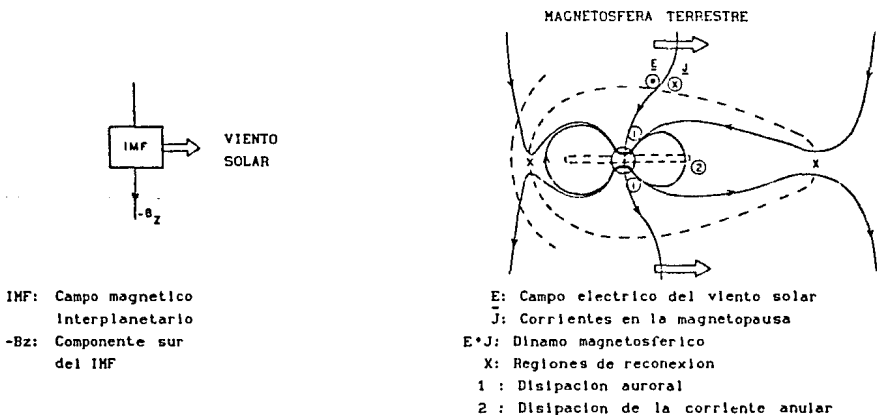


Figura IV.6. Esquema del acoplamiento viento solar-magnetosfera (Gonzalez et al. 1992)

intervalo de estudio, produciendo una correspondencia uno a uno entre las tormentas magnéticas intensas y los eventos Bz interplanetarios de este tipo.

Los valores del flujo Bz cuando se integran a través de su duración correspondiente (>3 horas), muestran una buena correlación con los valores Dst pico (coeficiente de correlación ≈ 0.75). Cuando se ignora el factor de duración, la correlación disminuye drásticamente (González y Tsurutani, 1987). Por lo tanto, al menos para tormentas intensas, no sólo la amplitud, sino también la duración del evento Bz contribuye en el desarrollo de la tormenta.

Respecto a la asociación entre las tormentas geomagnéticas intensas y los choques es importante señalar que durante el intervalo de tiempo estudiado (González et al., 1992), el satélite ISEE-3 midió 56 choques pero de estos, sólo 9 precedieron la ocurrencia de una tormenta geomagnética intensa, es decir, sólo 14% de los choques durante un máximo solar produjeron tormentas intensas.

Con respecto a cualquier influencia de la intensidad del choque en la intensidad de la tormenta resultante, desde hace mucho se sabe (Akasofu y Chapman, 1963) que no hay ninguna asociación.

Después de algunas tormentas magnéticas se observa una actividad del electrojet auroral (detectada por el índice AE) que dura varios días continuamente y es muy intensa. Estos eventos se conocen como HILDCAAs: High Intensity (el pico de AE es mayor a 1000 nT), Long Duration (duran más de 48 horas) Continuos AE Activity (AE no

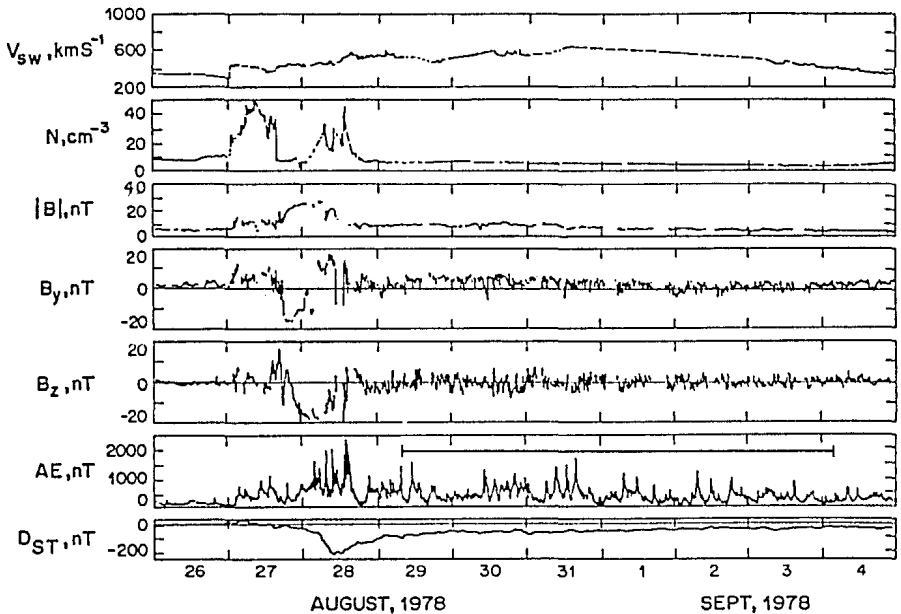


Figura IV.7: Ejemplo del choque del 27 de agosto de 1978, donde se asocia una nube de plasma con la intensa tormenta del 28 de agosto (pico $D_{ST} = -220$ nT). Fue seguida por un evento HILDCAA, la cual estuvo acompañada por grandes fluctuaciones alfvénicas en B_y, B_z

disminuye de 200 nT por más de dos horas). El evento HILDCAA se asocia con fluctuaciones de las componentes del IMF, que tal vez puedan ser ondas de Alfvén que siguen el flujo de viento solar de alta velocidad (Tsurutani et al., 1990).

En la figura IV.7 (González et al., 1992) se ilustra el choque que fue observado a las 02:00 UT del día 27 de Agosto de 1978, la zona de compresión (y calentamiento) duro aproximadamente hasta las 18:25 UT del día 27. Esta figura también ilustra la ocurrencia de una actividad HILDCAA señalada por la barra horizontal en el panel del índice AE (la actividad inicio el 28 de agosto y termino el 4 de septiembre).

Para el intervalo estudiado Tsurutani y González (1987) reportaron la ocurrencia de 8 eventos HILDCAA, cinco de los cuales siguieron una tormenta intensa. Ellos asocian estos eventos HILDCAA a la ocurrencia simultanea de fluctuaciones Alfvénicas de gran amplitud y proponen que la reconexión magnética entre el campo con componente Bz sur de estas fluctuaciones y el campo geomagnético es el responsable de la energetización magnetosférica.

La mejor función de acoplamiento para las 10 tormentas es ϵ (Perrault y Akasofu, 1978), $p^{1/6} v_{Bsen}^4(\theta/2)$ (Bargatze et al. 1986) y $p^{1/2} v_{Bz}$ (Murayama, 1986). Todos estos parámetros producen altos coeficientes de correlación cuando se correlacionan con Dst. Estos parámetros son una fuerte evidencia de que no solo la reconexión con la magnetopausa (dependencia en Bz), sino también la presión del viento solar también juega un papel importante.

IV.3.2. Análisis de los eventos.

Para estudiar el período de 500 días del 16 de agosto de 1978 al 28 de diciembre de 1979, primero se trato de establecer la conexión entre las 10 tormentas geomagnéticas observadas y los parámetros relevantes del viento solar. En la tabla IV.1 se presentan dichos parámetros y datos de la tormenta geomagnética. Los parámetros del viento solar se obtuvieron de King (1983) y se grafican en las figuras IV.8. Los datos de las tormentas geomagnéticas se tomaron de Tsurutani et al., 1990.

La primera columna de la tabla IV.1 enumera los eventos y la segunda y tercer columnas la fecha y hora en tiempo universal (UT, del inglés: *Universal Time*) que se asocia al inicio de la tormenta, tradicionalmente esta fecha es la del comienzo repentino (SC), o en los casos en que la tormenta no tuvo un SC (como los eventos 6 y 7) con el arribo del choque a la magnetopausa (Gonzalez y Tsurutani, 1987). Conviene señalar que para los 7 casos en los que se detectaron SC (eventos 1-5, 8 y 9), el tiempo del SC corresponde prácticamente a la hora de arribo del choque a la magnetopausa (menos de una hora después de que el choque fue detectado por los instrumentos del satélite ISEE-3).

En la cuarta columna se da la hora (en UT) de lo que se considera el inicio de la tormenta. Esta hora se fijo como el momento del desplome en Dst que se da abruptamente en las figuras IV.7 y IV.8 de los eventos 1, 7 y 10 se ve que esta caída coincide con el aumento de la componente Bz sur. De aquí en adelante se denota Bz a este campo magnético importante (de magnitud grande) dirigido al sur, que dura mucho tiempo y empieza con una caída brusca hacia valores negativos. Como lo que dispara la tormenta es que el campo magnético

interplanetario (IMF, del inglés "Interplanetary Magnetic Field") tenga una componente importante en la dirección sur, es natural asociar el inicio de la tormenta con la aparición de B_z^* . Para los eventos en que no se cuenta con el registro Dst (marcados en la tabla con *), esta hora de inicio de la tormenta se tomó como la hora de inicio de B_z en los datos del medio interplanetario.

Las columnas 5 y 6 de la tabla presentan la hora en la cual Dst adquirió su máximo valor y este valor de Dst, respectivamente. Un buen índice de la intensidad de la tormenta es este valor de Dst, entre más intenso sea el evento, más negativo es Dst.

TABLA IV.1: TORMENTAS GEOMAGNETICAS INTENSAS DEL 16-AGO-78 AL 28-DIC-79

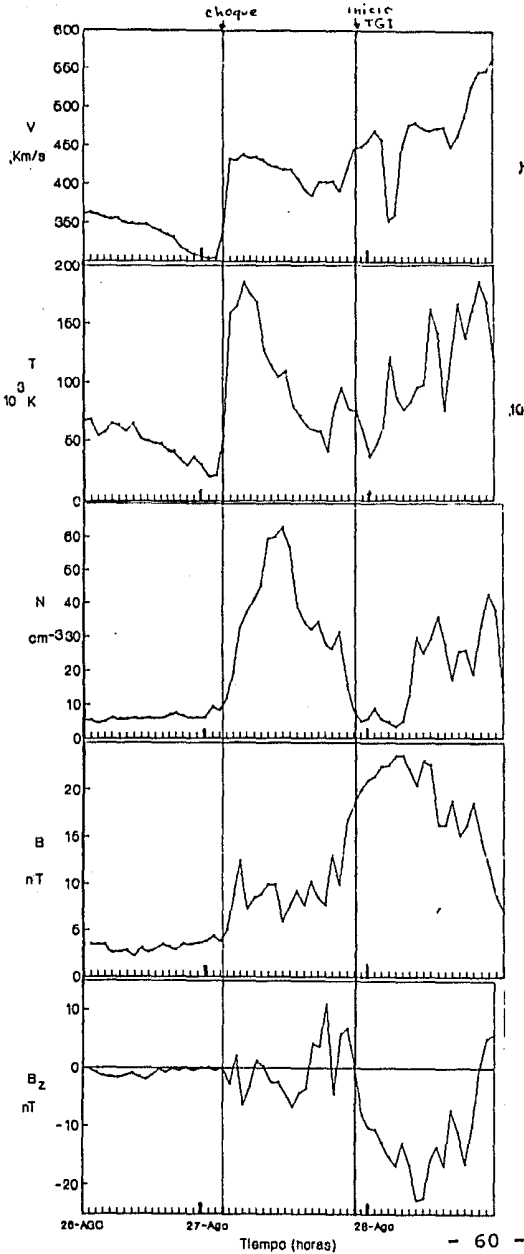
No.	FECHA	SC (UT)	Ini.TG (UT)	Dst max.		No.Mach sonloc	Bz (nT)	B (nT)	B/B _z (%)	Durac. B _z [*]
				(UT)	(nT)					
1	27-Ago-78	02:48	24 (27-Ago)	10	-220	3.3	-22.8	23.6	97	18
2	28-Sep-78	03:01	7 (29-Sep)	11	-215	1.3	-24.4	25.0	98	11
3	26-Nov-78	12:22	13 (25-Nov)	19	-150	1.0	-15.3	17.8	86	20
4	21-Feb-79	03:02	17 (21-Feb)	22	-110	2.2	-18.2	22.7	80	5
5	9-Mar-79	08:08	17 (10-Mar)	24	-140	1.1	-14.1	16.3	86	9
6	28-Mar-79	*08*	6 (29-Mar)	22	-120	1.5	-11.2	12.2	92	26
7	3-Abr-79	*09*	16 (3-Abr)	30	-200	1.0	-9.7	11.8	82	18
8	24-Abr-79	23:58	8 (25-Abr)	15	-140	3.5	-15.9	32.5	49	20
9	29-Ago-79	04:59	9 (29-Ago)	19	-140	2.3	-11.3	16.6	88	17
10	17-Sep-79	NCDE	6 (18-Sep)	18	-150	X	-18.	18.	100	9

Las siguientes columnas de la tabla están relacionadas con los parámetros del viento solar durante la tormenta. La columna 7 proporciona el número de Mach sónico (razón entre la velocidad del viento solar y la de las ondas magnetosónicas rápidas) del choque que precedió a la tormenta, el cual da una idea cuantitativa de la intensidad del choque.

En las columnas 8 y 9 se da el máximo valor que adquirieron Bz y la magnitud del IMF (B), respectivamente y en la columna 10 se muestra el porcentaje Bz/B. Como se ve en esta columna, durante todos eventos, salvo el 8, el IMF estaba dirigido casi completamente hacia el sur.

FIGURA IV.8

EVENTO 1
DATOS DEL MEDIO INTERPLANETARIO



EVENTO 2
DATOS DEL MEDIO INTERPLANETARIO

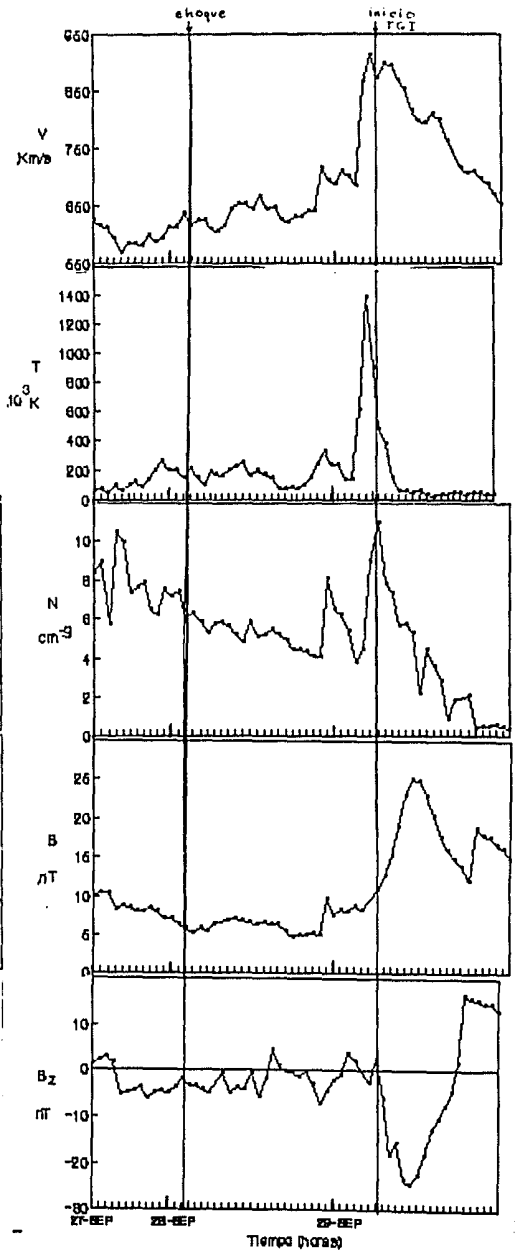
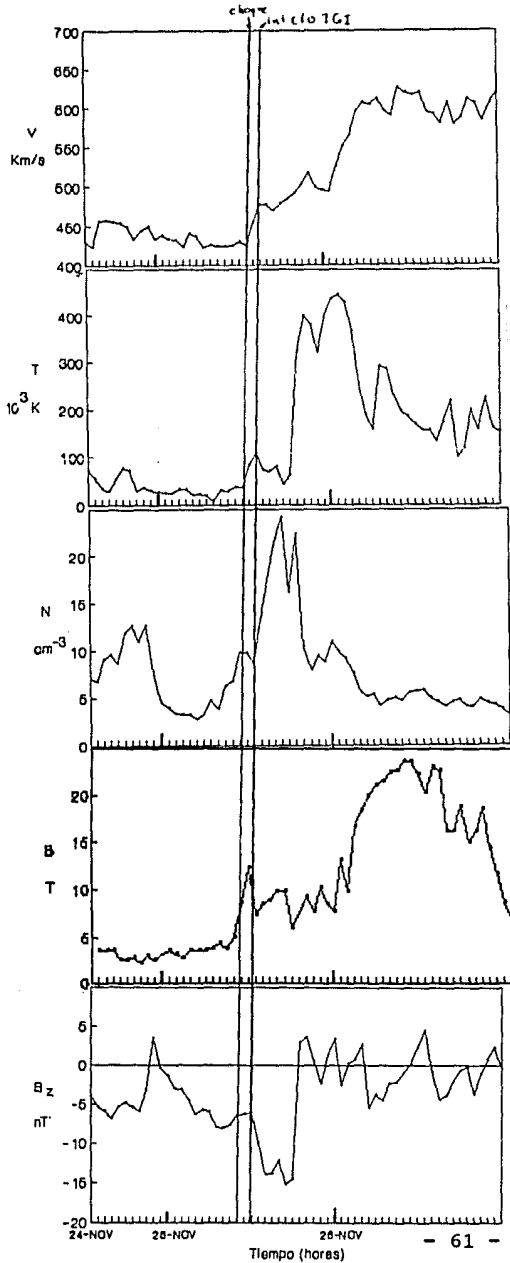


FIGURA IV.8

EVENTO 3
DATOS DEL MEDIO INTERPLANETARIO



EVENTO 4
DATOS DEL MEDIO INTERPLANETARIO

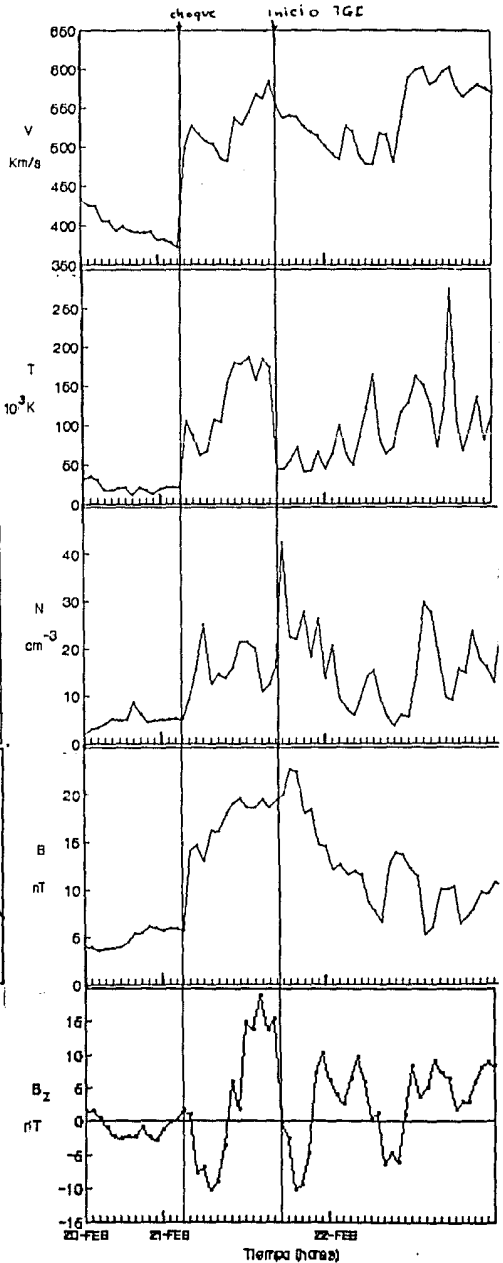
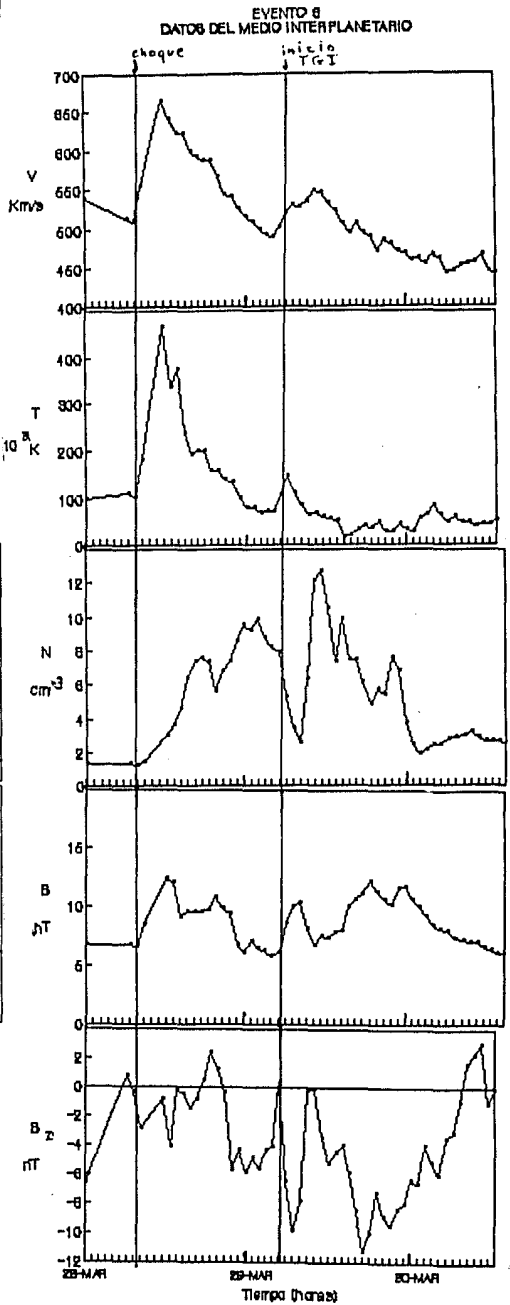
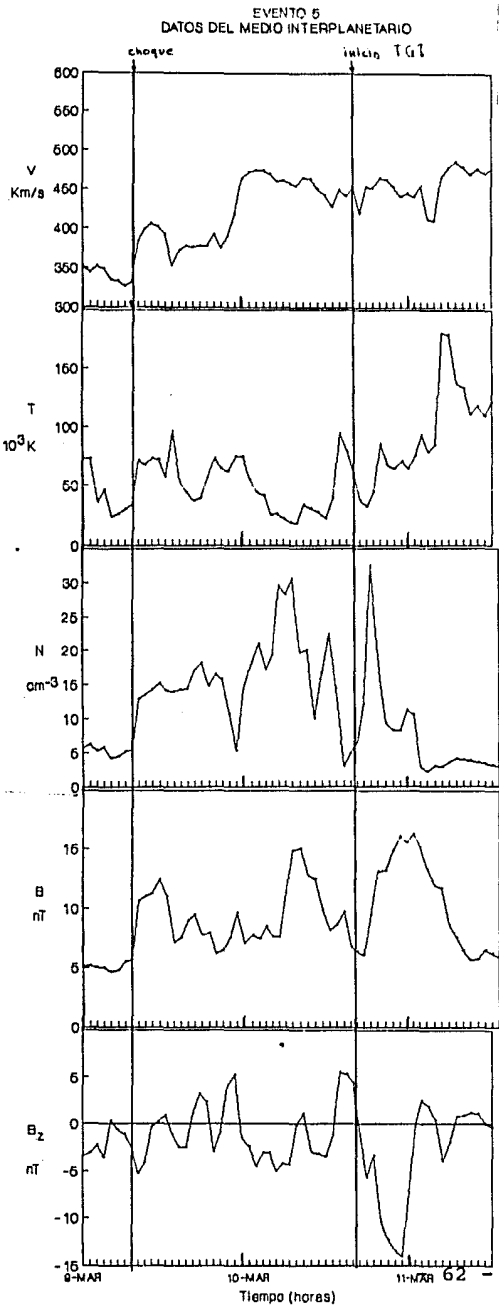


FIGURA IV.8



EVENTO 7

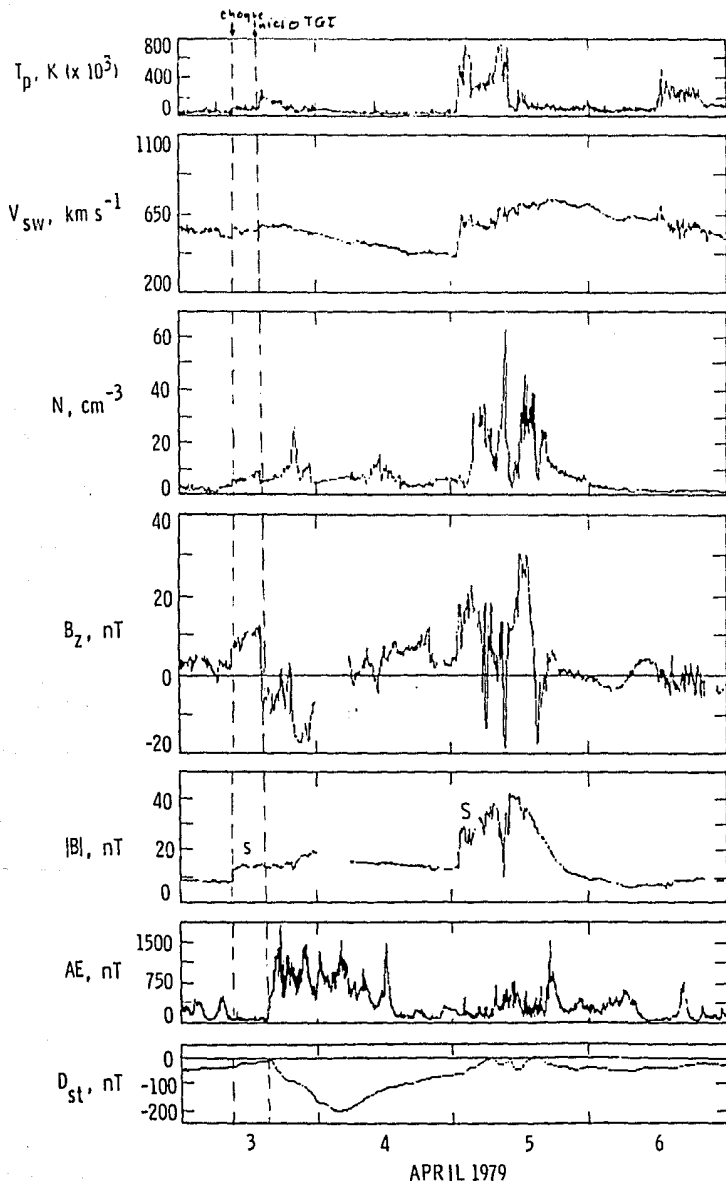
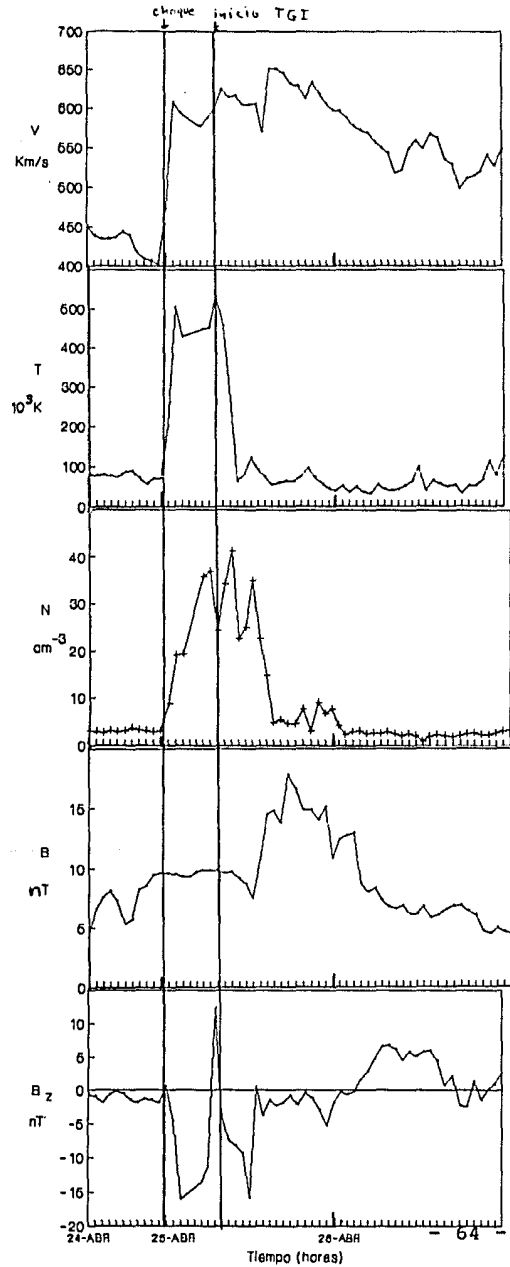
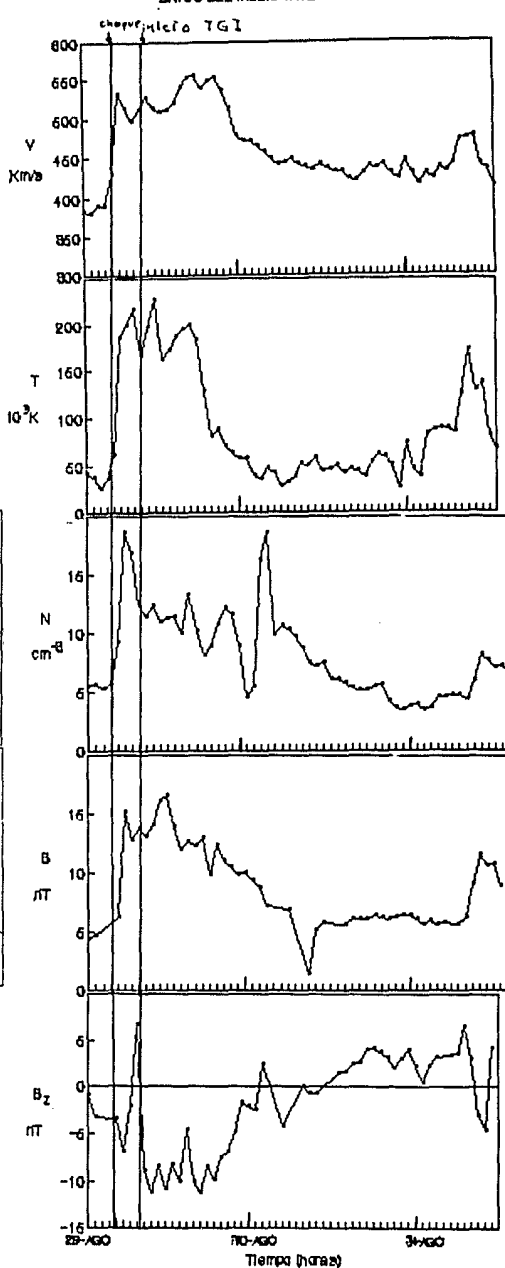


FIGURA IV.8

EVENTO B
DATOS DEL MEDIO INTERPLANETARIO



EVENTO B
DATOS DEL MEDIO INTERPLANETARIO



Evento 10

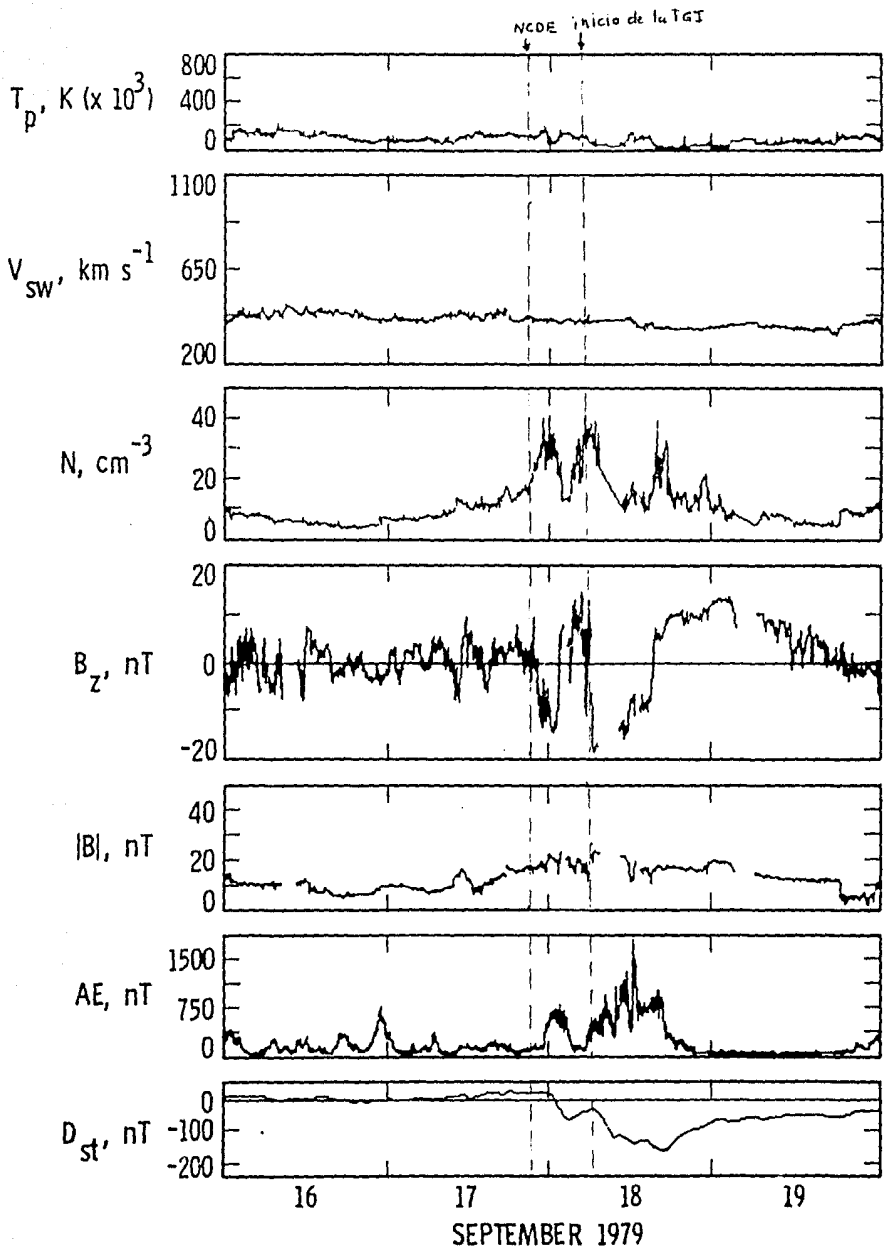


FIGURA IV.8

La última columna da el número de horas en que el IMF tuvo una dirección hacia el sur. Como la B_z que en este trabajo se considera que es importante para que la tormenta geomagnética inicie no es la que sigue inmediatamente al choque, sino que es la del desplome brusco, la duración que se asocia a la B_z sur es diferente a la de Gonzalez y Tsurutani (1987). Otra razón de tomar esta B_z en la mayoría de los eventos (por ejemplo ver el evento 5 en la figura IV.8) es que el máximo de Dst ocurrió a las 24 UT del 10 de marzo, la B_z sur que se asocia aquí empieza su caída brusca a las 17 UT del 10 de marzo, pero el choque (y el SC) ocurrieron a las 8 UT del 9 de marzo, así que la componente B_z sur atrás de éste es muy difícil creer que fue el que ocasiona la tormenta. Es importante tener presente que el hecho de que todos los eventos respecto al sistema de referencia solar-magnetosférico duren mucho significa que son estructuras "anchas" en el viento solar.

Es importante resaltar que aunque en el evento 10 no hubo propiamente un choque antecedente, ya que durante todo el tiempo que duro la tormenta, el viento solar tuvo una velocidad promedio (400 kms^{-1}), la densidad fue extremadamente alta (35 cm^{-3}). Este evento de plasma se conoce como un aumento de densidad no compresivo (como lo bautizo Gosling et al., 1977: "Non-Compressional Density Enhancement" NCDE). Desafortunadamente no se entiende muy bien la causa de estos eventos.

Para rastrear el origen solar de estos eventos se utilizaron las regiones fuentes de las perturbaciones en el medio interplanetario estimadas por IPS (Hewish y Bravo, 1986). En las figuras IV.9 se muestran mapas del Sol para cada uno de los eventos, en los que se muestra con un círculo la región fuente estimada por IPS y los hoyos coronales determinados por $\text{HeI}0830\text{\AA}$. Los filamentos que desaparecieron bruscamente y las ráfagas que estallaron (* en los mapas) en esa región de 1 a 5 días antes del evento en la Tierra. Como se ve en las figuras, en todos los casos (salvo el 6 en el que solo estallo una ráfaga en la región), en la vecindad del hoyo hay filamentos que estallaron.

FIGURA IV.9
FUENTE SOLAR DE LOS EVENTOS

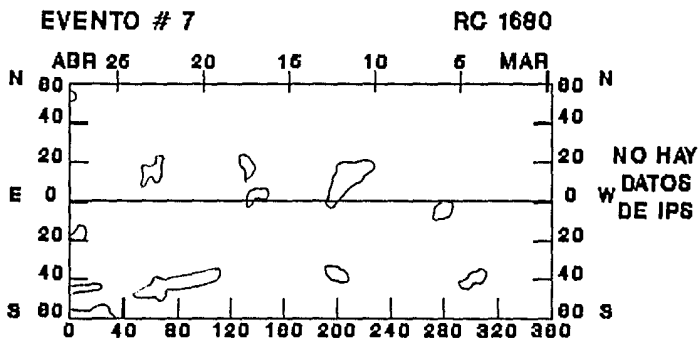


FIGURA IV.9

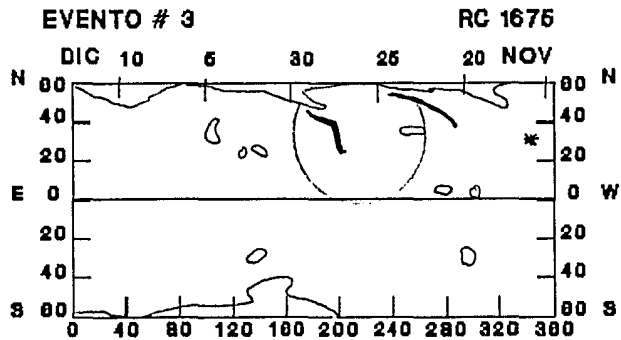
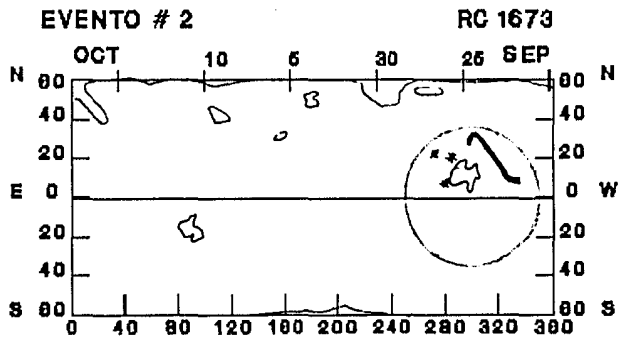
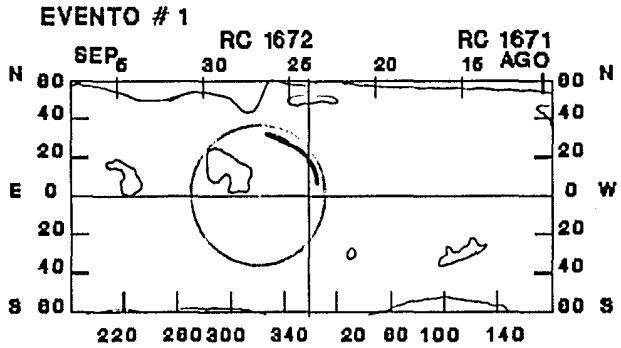


FIGURA IV.9

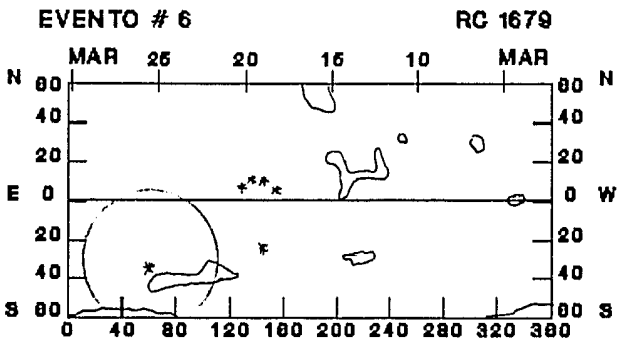
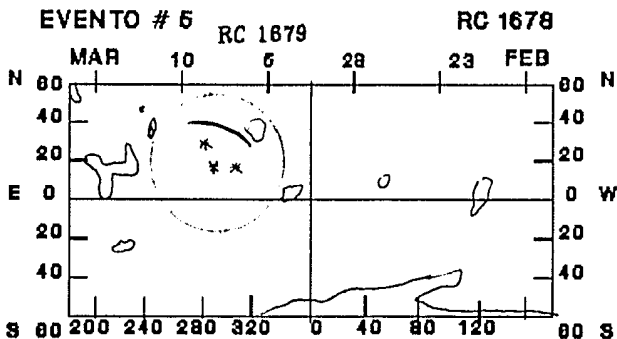
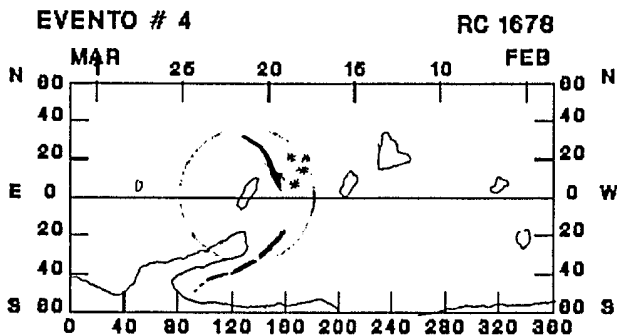
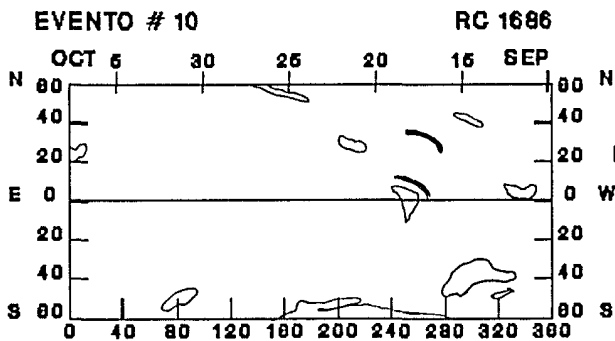
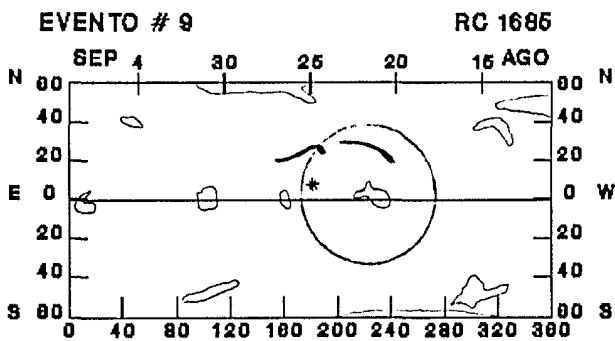
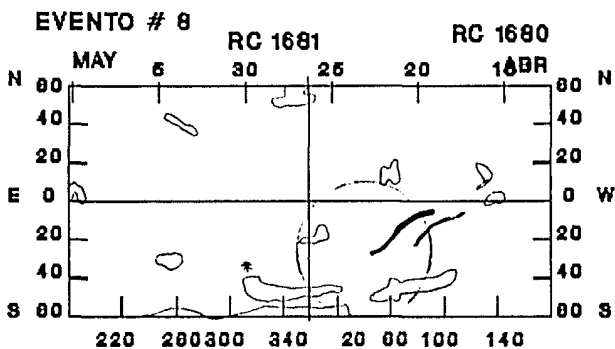


FIGURA IV.9



NO HAY
DATOS
DE IPS

En la tabla IV.2 se analiza el origen solar de los eventos. En la primer columna aparecen los eventos numerados de acuerdo con la tabla IV.1. En la segunda columna se menciona si se encontró una nube de plasma atrás del choque y que puede ser la responsable del Bz sur. Las columnas 3 y 4 corresponden a la causa solar que propusieron Tang et al. (1989) y nosotros señalamos en la última columna si hubo una erupción de protuberancia (P) en la vecindad de un hoyo de 1 a 5 días antes de la tormenta geomagnética, o bien una explosión de ráfaga (R). Los eventos propuestos por Tang et al., salvo el 6, caen en la región rastreada por centelleo. Para ese evento aquí se asocia la ráfaga que se muestra en la figura y que estalló el 25 de marzo.

TABLA IV.2.
CAUSA DE LOS EVENTOS DEL PERIODO DEL 16 DE AGOSTO DE 1978
AL 28 DE DICIEMBRE DE 1979

Evento	Causa ⁽¹⁾ Bz sur	ORIGEN SOLAR ⁽¹⁾ Evento	Fecha/Loc	Evento en la vec. de un HC
1	Nube (SE)	Erupción Prominencia	23-Ago N15E15	P
2	Nube (SW)	Ráfaga 2/M3	27-Sep N27W19	P
3	Bz chocado	Erupción Prominencia	20-Nov N35W50	P
4	Nube (SO)	Ráfaga	18-Feb	P
5	DSF	Ráfaga 1/M1	5-Mar N11E38	P
6	DSF	Ráfaga ^(*) 2/X1	26-Mar N5W78	R
7	Nube (SE)	Ráfaga 1/M1	30-Mar S25E31	P
8	DSF	Erupción Prominencia	22-Abr S25E0	P
9	DSF	Ráfaga 2/X2	26-Ago N5W11	P
10	Nube (S)	Ráfaga X2	14-Sep > E90	P

⁽¹⁾ De acuerdo con Tang et al. 1989

^(*) Esta ráfaga se encuentra fuera de la región fuente estimada por centelleo.

CONCLUSIONES

De los eventos analizados podemos concluir que:

1. Como se sabe desde hace mucho (Valley, 1965), los SC son producidos por la llegada a la magnetopausa de choques en el medio interplanetario. Sin embargo, es interesante señalar que no todos los choques producen SC (por ejemplo, los eventos 6 y 7), no obstante que se han asociado a tormentas geomagnéticas intensas.

2. El hecho de que siempre que hay un SC, se detecta un choque (o un NCDE) en el medio interplanetario, llevó a la imagen ampliamente difundida de que las tormentas geomagnéticas son ocasionadas por choques que viajan en el viento solar y llegan a la magnetopausa terrestre (Tsurutani et al., 1990). No obstante no parece haber una relación física entre el choque y las tormentas geomagnéticas intensas ya que:

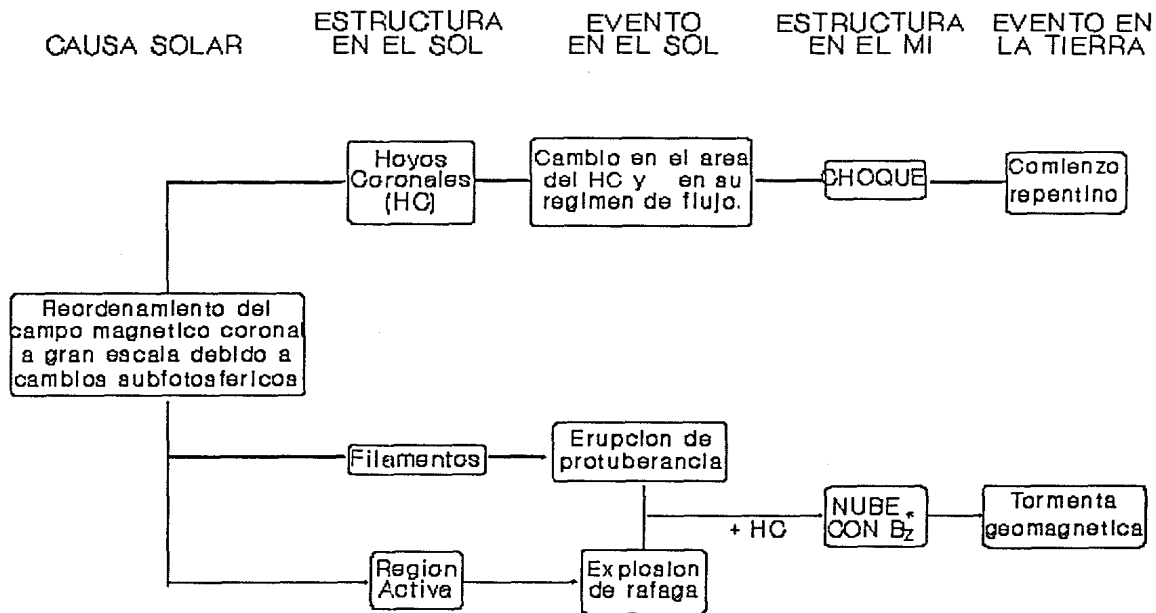
- a) durante el intervalo de tiempo estudiado, se detectaron 56 choques, pero solo 9 precedieron a tormentas geomagnéticas intensas (Gonzalez et. al., 1992).
- b) la intensidad del choque (número de Mach sónico) y de la tormenta (máximo valor de Dst) no muestran ninguna correlación como se ve claramente al comparar las columnas 6 y 7 de la tabla IV.1. Este hecho ya lo habían reportado desde 1963 Akasofu y Chapman.
- c) el tiempo entre la ocurrencia del choque en el medio interplanetario y se observación del inicio de la tormenta, en algunos casos (como se ve en la figura IV.8 y de la tabla IV.1) es enorme (hasta 28 horas). Es más, salvo el evento 3, en el cual el arribo del choque y el inicio de la tormenta parecen haber ocurrido simultáneamente, el intervalo de tiempo es mayor a 4 horas y aún para el viento solar promedio (viajando a 400 kms^{-1}), la magnetósfera terrestre es atravesada en menos de una hora (Roederer, 1992).

3. Se necesita que el campo magnético interplanetario (IMF) este dirigido principalmente hacia el sur para producir la tormenta ya que:

- a) para todos los eventos estudiados, salvo el 8, como se observa en la penúltima columna de la tabla IV.1, el IMF está casi totalmente dirigido al sur ($B_z/B > 80\%$).
- b) para todos los eventos, B_z sur es grande ($B_z < -10 \text{ nT}$) y de larga duración (en el sistema de la Tierra, esta estructura dura más de cinco horas) como se ve en la tabla IV.1. Este hecho ya lo habían reportado Gonzalez y Tsurutani (1987), pero ellos afirmaron que larga duración era mayor a 3 horas. La diferencia entre este valor y el de este trabajo es que la B_z asociada fue distinta, ellos toman la que viene inmediatamente atrás del choque y aquí la que implica una caída brusca del campo hacia valores negativos de B_z .

Para referirnos a este campo grande, casi todo dirigido al sur y de larga duración diremos que el evento tiene asociado un "campo B_z ".

- c) Hay una alta correlación (coeficiente de correlación ≈ 0.8) entre el flujo B_z cuando se integra sobre la duración del evento (es decir, $\int B_z dt$) y la intensidad de la tormenta. González y Tsurutani (1987) reportan un coeficiente de correlación de 0.75 debido a la diferencia en causa asociada.
- d) Siempre que en el medio interplanetario se detectó un campo con B_z , en la Tierra hubo una tormenta geomagnética intensa, es decir, durante el período estudiado los únicos 10 casos con B_z son los que corresponden a las tormentas intensas (González y Tsurutani, 1987). No hubo eventos B_z sin tormen-



Esquema que muestra las estructuras y la secuencia de evento que originan tormentas geomagnéticas intensas y comienzos repentinos.

tas geomagnéticas intensas.

4. En todos los casos en que en el medio interplanetario se midió B_z^* , antes se detectó el paso de un frente de choque. En el evento 10, aunque no se midió propiamente un choque, fue precedido por una NCDE.
5. Todos los eventos, excepto el 3, tienen asociada una nube de plasma atrás del choque (Tsurutani et al. 1990) que es la que trae el B_z . Sin embargo, esta nube no parece ser el pistón que empuja al choque ya que la nube está muy alejada del frente de choque (como se vee al comparar las columnas 3 y 4 de la tabla IV.1 que muestran la nube tarda entre 1 y 28 horas para llegar a la Tierra después de que llegó el frente de choque).
6. Como se concluye de la tabla IV.2, entre 1 y 5 días antes de la TGI ocurrió la erupción de un filamento (en 9 de los casos) o hubo una ráfaga (evento 6) en la vecindad de un hoyo coronal y dentro de la región estimada como fuente en el Sol por medio de IPS.

Todos estos resultados parecen indicar que el choque es el responsable del SC y la nube de plasma que viene atrás con B_z es la responsable de la tormenta. Esto sugiere el modelo cualitativo que se ilustra en la figura 1.

En este modelo, el choque y la nube con B_z^* no son necesariamente partes de la misma estructura en el medio interplanetario ni tienen el mismo origen en el Sol aunque están asociados. Cambios fotosféricos en el campo magnético producen un reordenamiento del campo magnético coronal y la ocurrencia de dos fenómenos casi simultáneamente en el Sol:

- I) un cambio en el régimen de flujo del hoyo coronal debido a cambios repentinos en su base lo cual produce la formación de un choque en el medio interplanetario.
- II) un evento explosivo en una región magnéticamente cerrada (casi - siempre una erupción de protuberancia aunque se dio el caso de la explosión de una ráfaga) en la vecindad de una región magnéticamente abierta (el hoyo coronal) la cual lanza al espacio un plasma que arrastra las líneas de campo que lo contenían produciendo la nube con B_z .

Tanto el choque como el material con B_z^* salen al medio interplanetario y al llegar a la Tierra producen el SC y la tormenta geomagnética, respectivamente. Es decir, es la llegada del plasma con B_z la que permite la reconexión entre la magnetósfera terrestre y el IMF facilitando el acceso de partículas en la magnetósfera (modelo de reconexión), con lo cual se intensifica la corriente anular, generándose un campo magnético en la dirección opuesta y que es el responsable de la depresión global en la componente H (es decir, que Dst adquiera valores negativos grandes), lo cual es propiamente la tormenta.

Con este modelo es fácil entender porqué no todos los choques que llegan a la magnetósfera terrestre provocan tormentas geomagnéticas intensas. Sólo aquellos choques seguidos por una nube de plasma con B_z ocasionarán tormentas. Obviamente también sólo aquellas "nubes" con B_z producirán tormenta. Un B caótico o con una orientación diferente no produce tormenta. Por eso es más probable que ocurran tormentas cuando hay una erupción de filamento en la vecindad de un hoyo que una ráfaga.

REFERENCIAS

- Akasofu, S.I.
 "Magnetic energy conversion, magnetospheric substorms and solar
 flares", *Nature* 284, 248 1980
- Akasofu, S.I. & Chapman, S.
 "The development of the main phase of magnetic storms"
Geophys. Res. 68, 125 1963
- Akasofu, S.I. & Chapman, S.
 "Polar-Terrestrial Physics"
 Clarendon Press, Oxford, 1972
- Alfvén, H. & Fälthammar, C.G.
 "Cosmical Electrodynamics"
 Clarendon Press, Oxford, 1963
- Arnoldy, R.L.
 "Signature in the interplanetary medium for substorms"
J. Geophys. Res. 76, 1189 1971
- Axford, W.I. & Hines, C.O.
Can. J. Phys. 38, 1433 1961
- Bargatze, L.F., Baker, D.N. & McPherron, R.L.
 "Polar wind-magnetosphere energy input functions"
 Solar Wind-Magnetosphere Coupling ed. Y. Kamide y J.A. Slavin
 Terra Scientific, Tokio 1986
- Barraclough, D.R.
Phys. Earth Planet. Interiors 48, 279 1987
- Bartels, J.
Int. Union Geod. Geophys. IATME Bull., no.12e, 109 1951
- Bartels, J. & Velkamp, J.
 "Geomagnetic and solar data"
J. Geophys. Res. 54, 295 1949
- Baumjohann, W. "Merits and limitations of the use of geomagnetic
 indices in solar wind-magnetosphere coupling studies"
 Solar wind-magnetosphere coupling ed. Y. Kamide y J.A.
 Slavin, pp. 3-15 Terra Pub. Tokio, 1986
- Block, L.P. "The Magnetosphere" en
 "Cosmical Geophysics" ed. A. Egeland & O. Holter
 Scandinavian University Books, Oslo, 1973
- Braginsky, S.I.
 "Magnetohydrodynamics of the Earth's core"
Rev. Plasma Phys. 1, 205 1965
- Bravo, S. & Hewish, A.
 "Geomagnetic storms forecast using IPP observations"
Geof. Int. 27, 191 1988
- Burton, R.K., McPherron, R.L. & Russell, C.T.
 "An empirical relationship between interplanetary conditions and Dst"
J. Geophys. Res. 80, 4204 1975
- Chapman, S. & Bartels, J.
 "Geomagnetism"
 Oxford University Press, Oxford, 1924
- Crooker, N.U.
J. Geophys. Res. 82, 515 1977
- D'Angelo, N. & Goertz, C.K.
 "An interpretation of Akasofu's substorm parameter"
Planet. Space. Sci. 27, 1015 1979

- Davis, T.N. & Sugiura, M.
"Auroral electrojet index AE and its Universal Time variations"
J. Geophys. Res. 71, 785 1966
- Dessler, Alexander J.,
"Solar wind and interplanetary magnetic field"
Rev. of Geophys. 5, 1-41 1967
- Dungey, J.W.
"Interplanetary magnetic field and the auroral zones"
Phys. Rev. Lett. 6, 47 1961
- Eleman, F. *"The Geomagnetic Field"* en
"Cosmical Geophysics" ed. A. Egeland & O. Holter
 Scandinavian University Books, Oslo, 1973
- Feynman, J. *"Implications of solar cycles 19 and 20
 geomagnetic activity for magnetospheric processes"*
Geophys. Res. Lett. 7, 971 1980
- Gonzalez, W.D. & Tsurutani, B.T.
"Criteria of interplanetary parameters causing intense magnetic storms"
Planet. Space Sci. 35, 1101 1987
- Gonzalez, W.D., Gonzalez, A.L.C. & Tsurutani, B.T.
"Dual-Peak solar cycle distribution of intense geomagnetic storms"
Planet. Space Sci. 38, 181 1990
- Gonzalez, W.D., Gonzalez, A.L.C. & Tsurutani, B.T.
*"Interplanetary-magnetosphere coupling during intense geomagnetic
 storms at solar maximum"* *Geof. Int.* 31,11 1992
- Gossling, J.T., Hildner, E., Asbridge, J.R., Bame, S.J. & Feldman, W.
"Noncompressive density enhancements in the solar wind"
J. Geophys. Res. 82, 5005 1977
- Gringauz, K. I., *"Some results of experiments in interplanetary
 space by means of charged particle traps on soviet space probes"*
Space Res. 2, 539-553 1961
- Haerendel, G. Paschmann, G., Sckopke, N., Rosenbauer, H. & Hedgecock, P.
J. Geophys. Res. 83, 3195 1978
- Hargreaves, J. K.
"The Upper Atmosphere and Solar Terrestrial Relations"
 1979
- Hasegawa, A., & Sato, T.
"Space Plasma Physics"
 Springer-Verlag Berlin 1989
- Hewish, A. & Bravo, S.
"The sources of large scale heliospheric disturbances"
Solar Phys. 106, 185 1986
- Hultquist, B. *"Perturbations of the Geomagnetic Field"* en
"Cosmical Geophysics" ed. A. Egeland & O. Holter
 Scandinavian University Books, Oslo, 1973
- Hundhausen, A.J.
"Coronal Expansion and solar wind"
 Springer-Verlag Berlin 1972
- Hundhausen, A.J. *"An interplanetary view of coronal holes"* en
Coronal Holes and High Speed Wind Streams ed. J.B.Zirker
 Colorado Ass.Univ.Press Boulder, CO 1977
- Joselyn, J.A.
"Real-Time Prediction of Global Geomagnetic Activity" en
Solar wind-magnetosphere coupling ed. Y. Kamide y J.A.
 Slavin, pp. 3-15 Terra Pub. Tokio, 1986

- Joselyn, J.A. & McIntosh, P.S.
"Discovering solar filaments: a useful predictor of geomagnetic activity"
J. Geophys. Res. 86, 4555 1981
- Krause, F. & Rädler, K.H.
"Mean-Field Magnetohydrodynamic and dynamo theory"
 Pergamon Press Oxford 1980
- Lanzerotti, L.J. *"Impacts of ionospheric/magnetospheric process on
 terrestrial science and technology"* en
Solar System Plasma Physics vol.III ed.L.J.Lanzerotti, C.F.Kenne
 North Holland Pub. Co. Holland 1979
- Legrand, J.P. & Simon, P.A.
"Solar cycle and geomagnetic activity: A review for geophysicist"
Ann. Geophys. 7, 565 1989
- Lemaire, J. & Roth, M.
"Non-Steady-State Solar Wind-Magnetosphere Interaction"
Space Sci. Rev. 59 1991
- Lincoln, J.V. *"Geomagnetic Indices"* en
"Physics of Geomagnetic Phenomena" ed.S. Matsushita,
 Academic Press, New York, 1967
- Lyons, L. R. & Williams, D. J.
"Quantitative aspects of Magnetospheric Physics"
 D. Reidel Pub. Co. Dordrecht, Holland 1984
- McIlwain, C.E. *"Coordinates for mapping
 the distribution of magnetically trapped particles"*
J. Geophys. Res. 66, 3681 1961
- Mead G. D.
"Deformation of the Geomagnetic Field by the Solar Wind"
J. Geophys. Res. 68, 1181 1964
- Mead, G. D. & Beard, D. B.
"Shape of the Geomagnetic Field Solar Wind Boundary"
J. Geophys. Res., 69, 1169 1964
- Mead G. D. & Fairfield, D.H. *"A quantitative magnetospheric
 model derived from spacecraft magnetometer data"*
J. Geophys. Res. 80, 523 1975
- Merrill, R.T. & McElhinny, M.W.
"The Earth's magnetic field"
 Academic Press, London, 1983
- Moffatt, H.K. *"Aspects of Dynamo Theory"* en
"Solar System Magnetic Fields" ed. E.R. Priest
 D.Reidel Pub. Co. Dordrecht, Holland 1985
- Moffatt, H. K. *"Induction in turbulent conductors"* en
Stellar and Planetary Magnetism ed. A.M.Soward
 Gordon & Breach Sci. Pub. New York 1983
- Murayama, T.
"Coupling function between solar wind and the Dst index" en
Solar Wind-Magnetosphere Coupling ed. Y.Kamide y J.A.Slavin
 Terra Scientific, Tokio 1986
- Neugebauer, M. & Snyder, C. W.,
*"The mission of Mariner 2: preliminary observations, solar
 plasma experiment"* Science, 138, 1095-1097 1962
- Nishida, Atsuhiko,
"Geomagnetic diagnosis of the Magnetosphere"
 Springer-Verlag, New York, 1978

- Nishida, Atsuhiko,
"Magnetospheric Plasma Physics"
Center for Academic Publications, Tokio, 1982
- Parker, E.N.
"Hydromagnetic dynamo models"
Astrophys. J. 122, 293 1955
- Parker, Eugene N.
Astrophys. J. 132, 1445 1960
- Parker, Eugene N. "The Solar Wind"
Sci. Amer. April, p. 66-76 1964
- Parker, Eugene N.
"Dynamical theory of the solar wind"
Space Science Rev. 4, 666-707 1965
- Parker, E.N.
"The generation of magnetic fields in astrophysical bodies"
Astrophys. J. 162, 665 1970
- Parkinson, W.D.
"Introduction to Geomagnetism"
Scottish Academic Press London, 1983
- Perrault, P. & Akasofu, S.I.
"A study of geomagnetic storms"
Geophys. J. 54, 547 1978
- Priest, E.R.
"Solar Magnetohydrodynamics" Chapter 9: Dynamo Theory.
D.Reidel Pub. Co. Dordrecht, Holland 1982
- Rikitake, Tsuneji
"Electromagnetism and the earth's interior"
Elsevier Pub. Co. Amsterdam 1966
- Rivera L., A.L.
"Generación de campos magnéticos planetarios: el modelo de dinamo"
Comunicaciones técnicas del Instituto de Geofísica, U.N.A.M.
Serie Docencia y divulgación # 56, México, 1992a
- Rivera L., A.L.
"El viento solar"
Comunicaciones técnicas del Instituto de Geofísica, U.N.A.M.
Serie Docencia y divulgación # 54, México, 1992b
- Rivera L., A.L.
"Interacción del viento solar con cuerpos planetarios"
Comunicaciones técnicas del Instituto de Geofísica, U.N.A.M.
Serie Docencia y divulgación # 55, México, 1992c
- Rivera L., A.L.
"La magnetósfera terrestre"
Comunicaciones técnicas del Instituto de Geofísica, U.N.A.M.
Serie Docencia y divulgación México, 1992d
- Rivera L., A.L.
"Perturbaciones geomagnéticas"
Comunicaciones técnicas del Instituto de Geofísica, U.N.A.M.
Serie Docencia y divulgación México, 1992e
- Roederer, J.G.
"The Earth's magnetosphere: an introduction"
Geof. Int. 31, 5 1992
- Rostoker, G.
"Geomagnetic Indices"
Rev. of Geophys. & Space Phys. 10, 935 1972

- Rostoker, G.
Fund. Cosm. Phys. 4, 211 1979
- Rostoker, G. "The Roles of Direct Input of Energy from the Polar W
and Unloading of Flored Magnetotail Energy in Driving Magnetospheric
Substorms" Space Sci.Rev. 46, 93 1987
- Russell, C. T.
"Critical problems of Magnetospheric Physics"
National Academy of Sciences, Washington, 1972
- Russell, C. T.
"Planetary Bow Shocks"
Geophys. Monograph, 35, 109 AGU, 1985
- Russell, C.T. "Polar and Planetary Magnetic Fields" en
"The Solar System -Observations and Interpretations"
Ed. M.G.Kivelson, Prentice Hall Inc. 1986
- Sagdeev, R. Z. & Kennel, C. F.
"Collisionless shock waves" Sci.Amer, 106, Apr-1991
- Saito, T.
Space Sci. Rev. 21, 427 1978
- Sargent III, H.H.
"Very large geomagnetic disturbances during sunspot cycle 21" en
"Solar Terrestrial Prediction" ed. R.F.Donnely vol.2p.193
Space Env. Lab. Boulder, Colorado 1979
- Schwartz, Steven J. "Polar wind and the Earth's bow shock" en
"Solar System Magnetic Fields" ed. por E.R. Priest
D. Reidel Pub. Co. Holland, 1985
- Schwenn, R. "Direct correlation between coronal
transients and interplanetary disturbances"
Space Sci. Rev. 34, 85 1983
- Simon, P.A. & Legrand, J.P.
"Polar cycle and geomagnetic activity: A review for geophysicist"
Ann. Geophys. 7, 579 1989
- Soward A.M.
"A kinematic theory of large magnetic Reynolds number dynamos"
Phil. Trans. Roy. Soc. A272, 431 (referido por 33) 1972
- Spreiter, J. R. & Rizzi, A. W.
"Aligned magnetohydrodynamic solution for solar wind flow past
the earth's magnetosphere" Acta Astronaut, 1, 15 1974
- Sugiura, M.
"Hourly values of equatorial Dst for the IGY"
Ann. Int. Geophys. Year, 35 1964
- Svalgaard, L.
"Geomagnetic activity: dependence on solar wind parameters" en
"Coronal Holes and high speed wind streams" ed.J.B.Zirker
Colorado Ass. Univ. Press Boulder, 1977
- Tang, F., Tsurutani, B.T., Gonzalez, W.D., Akasofu, S.I. & Smith, E.J.
"Polar sources of interplanetary southward Bz events responsible for
major magnetic storms (1978-1979)"
J. Geophys. Res. 94, 3535 1989
- Tappin, S.J., Hewish, A. & Gapper, G.R.
"Tracking a high-latitude co-rotating stream for more than half solar
rotation" Planet. Space Sci. 32, 1273 1984
- Tsurutani, B.T., Goldstein, B.E., Smith, E.J., Gonzalez, W.D.,
Tang, F., Akasofu, S.I. & Anderson, R.R.
"The interplanetary and solar causes of geomagnetic activity"
Planet. Space Sci. 38, 109 1990

- Tsurutani, B.T. & Gonzalez, W.D.
"The cause of high-intensity long-duration continuous AE activity"
 Planet. Space Sci. 35, 405 1987
- Tsyganenko, N.A.
*"Quantitative models of the magnetospheric magnetic field:
 methods and results."* Space Sci. Rev. 54, 75 1990
- Valley, S.C.
"Handbook of Geophysics and Space Environments"
 McGraw Hill New York 1965
- Van Allen, J.A.
"Magnetospheres and the Interplanetary Medium" en
"The New Solar System"
 Sky Publ. & Cambridge Univ. Press Cambridge 1981
- White,
Space Physics 1970
- Williams, D.J. & Mead, G.D.
*"Nightside Magnetosphere configuration as obtained from
 trapped electrons at 1100 Km"*
 J Geophys. Res., 70, 3017 1965
- Zeldovich, Ya.B., Ruzmaikin, A.A. & Sokoloff, D.D.
Magnetic Fields in Astrophysics.
 Gordon & Breach Sci. Pub. New York 1983