

03060 1



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO

UNIDAD ACADEMICA DE LOS CICLOS PROFESIONALES Y DE POSGRADO
DEL COLEGIO DE CIENCIAS Y HUMANIDADES

INSTITUTO DE GEOFISICA
POSGRADO EN GEOFISICA

VARIACIONES CON EL CICLO SOLAR DE LAS
DIVERSAS MANIFESTACIONES DE ACTIVIDAD
SOLAR

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:

MAESTRO EN FISICA ESPACIAL

P R E S E N T A :

ERNESTO AGUILAR RODRIGUEZ

2001



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

AGRADECIMIENTOS

- Quiero agradecer sinceramente a la Dra. Silvia Susana Bravo Núñez, por todo el apoyo que me brindó y que gracias a ella fue posible realizar este trabajo de tesis.
- Sin formalismos y con toda la sinceridad de este planeta, quiero agradecer a todos mis amigos y compañeros del Departamento de Física Espacial: Thomas (*el yomi*), Ernesto (*mi tocayo*), Julio, Xochitl, Américo, Armando, Gilberto, Román, Alejandro, Nohemi, Jonathan, Aida, Cinthia, Verónica, Eduardo y Carlos, por su amistad, apoyo y que algunos de ellos me estuvieran *arreando* y asesorando para concluir la tesis.
- A mis amigos Ixsacbe, Vanessa, Rechy, Alexandra, Sarel, Gabriela y Karina por su apoyo moral en este *hell of Patchinko*.
- Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por el apoyo económico que me brindaron.

A mis padres Bertha y Carlos que siempre
me han apoyado en todo momento.

A la memoria de la Dra. Silvia Bravo.

Resumen

La presente tesis tiene como objetivo mostrar la variación que presentan las diversas manifestaciones de la actividad solar a lo largo del ciclo de actividad solar definido por el número de manchas.

La tesis comprende cinco capítulos. En el primer capítulo se presenta una descripción general del magnetismo solar. Se analiza el campo magnético fotosférico, cromosférico y coronal. Posteriormente se hace una descripción del ciclo magnético de 22 años del Sol y un breve análisis del dínamo solar. El capítulo dos se refiere a la actividad solar. En él se estudian las regiones activas, las manchas solares y su ciclo así como una breve descripción de algunos modelos del ciclo solar. En el tercer capítulo se presentan las diversas manifestaciones de la actividad solar como lo son las fulguraciones, erupciones de filamento, partículas energéticas, estallidos de rayos X, estallidos de radio, estallidos de rayos gamma y las eyecciones de masa coronal. En el cuarto capítulo, que es la parte medular de la tesis, se presenta el estudio que se realizó para determinar la forma en la que, las diversas manifestaciones de la actividad solar varían con el ciclo de actividad solar, definido por el índice de manchas. Básicamente el análisis consiste en comparar la razón de ocurrencia de las diversas manifestaciones de la actividad solar a lo largo de un período de tiempo de 20 años (1979-1999) con el número de manchas en el mismo período. Lo que se busca en éste estudio es saber si, al hablar del máximo o mínimo del número de manchas, estamos hablando también del máximo o mínimo de ocurrencia de las manifestaciones de la actividad solar. Los resultados que arroja el estudio muestran que no todas las manifestaciones de la actividad solar alcanzan su máximo o mínimo de ocurrencia de forma simultánea a cuando el índice de manchas lo alcanza. Sin embargo existen ciertas manifestaciones que presentan una buena correlación con el índice de manchas. En las conclusiones (capítulo 5) se presentan los resultados obtenidos y se plantean algunas causas que podrían estar relacionadas con el hecho del porqué algunas de las manifestaciones de la actividad solar no presentaron una variación simultánea con la evolución que presenta el número de manchas.

Indice General

1	Magnetismo Solar	1
1.1	Campo Magnético del Sol	1
1.1.1	Introducción	1
1.1.2	Observaciones del Campo Magnético Solar	5
1.1.3	La Fotosfera y su Campo Magnético	7
1.1.4	La Cromosfera y su Campo Magnético	12
1.1.5	La Corona y su Campo Magnético	13
1.2	El Ciclo de 22 Años	18
1.2.1	Descripción	18
1.2.2	Dínamo Solar	23
2	Actividad Solar	41
2.1	Preliminares	41
2.2	Regiones Activas	43
2.3	Manchas Solares	44
2.4	Ciclo de Manchas Solares	50
2.4.1	Modelos del Ciclo	50
3	Manifestaciones de la Actividad Solar	57
3.1	Fulguraciones	57
3.2	Erupciones de Filamento	68
3.3	Partículas Energéticas	74
3.4	Estallidos de Rayos X	76
3.5	Estallidos de Radio	78
3.6	Estallidos de Rayos Gamma	85
3.7	Eyecciones de Masa Coronal	86
4	Variación de las Manifestaciones de la Actividad Solar	97
4.1	Introducción	97
4.2	Datos y Metodología	98
4.3	Análisis de la Variación de la Actividad Solar	102

4.3.1 Relaciones con el Ciclo de Actividad Solar	113
5 Conclusiones	119
Apéndice [A]	
<i>Modelo de Campo Potencial</i>	123

Indice de Figuras

1.1	Intensidad y signo del campo magnético de los polos norte (arriba) y sur (abajo). La línea en el centro indica las latitudes heliográficas de la Tierra. [Tomada de Babcock, 1959].	6
1.2	Magnetograma fotosférico para la rotación Carrington 1742 (noviembre de 1983). Se muestra la complejidad del campo a bajas latitudes ($\lambda = \pm 60^\circ$). Las líneas continuas se conocen como <i>isolíneas</i> de magnitud de campo magnético de polaridad positiva y las <i>isolíneas</i> punteadas representan magnitud de campo magnético de polaridad negativa. [Tomada de Solar Astrophysics].	8
1.3	La alfombra magnética. [Tomada de SOHO Consortium, ESA, NASA].	11
1.4	Radio de la superficie fuente. Se considera que es la distancia desde la cual las líneas de campo magnético se vuelven radiales.	14
1.5	Comparación de la corona observada en rayos X y el campo magnético coronal, calculado computacionalmente con un modelo de campo potencial. [Tomado de Solar Astrophysics, 1990].	16
1.6	Variación de la magnitud promedio del campo magnético en mG para diferentes multipolos de momento $\ell = 1, 2, 3, 6$ y 9 . En esta figura se muestra la variación en la superficie del Sol. [Tomado de S. Bravo <i>et al.</i> , 1998].	19
1.7	Simulación computacional de la estructura de la magnetosfera solar, obtenida cuando se consideran sólo los términos correspondientes a $(a)g_{10}$, $(b)g_{20}$ y $(c)g_{30}$, que representan un dipolo, un cuadrupolo y un hexapolo alineados al eje de rotación solar, respectivamente. [Tomado de S. Bravo <i>et al.</i> , 1998].	21
1.8	La magnetosfera solar en diferentes tiempos durante el ciclo de actividad 22. (a) mínimo, (b) fase ascendente, (c) máximo, (d) fase descendente. [Tomado de S. Bravo <i>et al.</i> , 1998].	23
1.9	El campo magnético poloidal inicial. [Tomado de Parker, 1979].	27
1.10	La acción de la rotación diferencial en el interior de un cuerpo líquido conductor, los torbellinos del campo poloidal alrededor del eje de rotación producen el campo toroidal. [Tomado de Parker, 1979].	28
1.11	Las celdas convectivas regeneran un campo poloidal a partir del campo toroidal. [Tomado de Parker, 1979].	29
1.12	Estructura del campo magnético de gran escala en la zona convectiva. [Tomado de Hoyng, 1992].	30

1.13	a) Generación de una nueva componente poloidal. b) El corte en la componente vertical que muestra como se produce la nueva componente poloidal para cada dirección del campo. [Tomada de De Luca y Gilmen, 1991].	31
1.14	Los arcos magnéticos producidos por la convección ciclónica que tienen el sentido circulatorio como el campo dipolar exterior. [Tomado de Parker, 1979].	32
1.15	a) Las células de convección y b) la rotación media Ω_r en la zona convectiva. [Tomado de Hoyng, 1992].	33
1.16	Difusión turbulenta (arriba) y el efecto α (abajo). [Tomado de Hoyng, 1992].	35
1.17	La solución numérica del dínamo $\alpha - \Omega$ axisimétrico solar (Deinzer y Stix, 1971, Stix, 1976). En el lado izquierdo de cada fragmento del dibujo están los contornos del campo magnético medio toroidal, en el lado derecho se muestran las líneas del campo medio poloidal. Las curvas sólidas indican el campo toroidal con dirección hacia afuera del plano de la figura y el campo poloidal en el sentido de las manecillas del reloj. La magnitud del campo en los polos se indica por el tamaño de la flecha vertical. [Tomado de Hoyng, 1992].	36
1.18	Explicación física del dínamo $\alpha - \Omega$. [Tomado de Stix, 1976].	38
2.1	Los datos de actividad solar desde el año 1610 hasta el año 1993. El eje vertical muestra el número de Wolf. El máximo del ciclo 19, 1957-1958, el número de Wolf tiene una magnitud de casi 200.	42
2.2	Diagrama de "mariposas" de Maunder. [Tomada de http://www.lmsal.com].	43
2.3	Esquema de una región activa. Arriba: dibujo compuesto de estructuras fotosféricas y cromosféricas. Abajo: corte que muestra las variaciones de alturas de las características de las regiones activas. [Tomada de Semel y col., 1991].	45
2.4	Distribución del campo magnético de una región activa construida por mediciones de magnetómetro, las líneas de isogauss corresponden a 15, 40 y 60 G. b) La imagen de esta misma región activa en la línea K CaII. [Tomada de Zirin, 1966].	47
2.5	a) Magnitud e inclinación del campo magnético. b) Campos magnéticos cerca de la superficie solar en una región activa [Tomada de Parker, 1979].	47
2.6	a) Estructura de una cuerda de flujo compleja. b) Posible relación entre una región activa del Sol y una cuerda de flujo que penetra la fotosfera. c) El modelo del campo magnético de una región activa. [Tomada de Piddington, 1981].	49
2.7	a) El campo medio dipolar representa el estado I, las capas polares tienen magnitud de 1 a 2 G. b) El corte de la parte sumergida del Sol. Las líneas marcadas con ω son superficies de la velocidad angular constante. [Tomada de Babcock, 1961].	51

2.8	Estado II. Las líneas magnéticas sumergidas que son enrolladas por la rotación diferencial. [Tomada de Babcock, 1961].	52
2.9	Estado III. a) La formación de una región magnética bipolar ocurre cuando el constreñimiento de una cuerda de flujo magnético sumergida, hace que esta rompa hacia la superficie debido a la boyancia magnética. Abajo, la región es compacta y simétrica; esto puede producir rápidamente manchas y otras formas de "actividad" tanto en las partes <i>p</i> como <i>f</i> . En la parte media de la figura, algunos días después, todos los arcos de flujo magnético en la atmósfera y las líneas de campo sobre la superficie comienzan a difundirse. Debido a la rotación diferencial, la RMB avanza con respecto a la cuerda de flujo sumergida, así la parte <i>p</i> es más compacta y tiene una intensidad de campo mayor. La figura de arriba muestra que las partes <i>p</i> y <i>f</i> de la RMB continúan difundiendo y, mientras la intensidad del campo disminuye, las fáculas y otras evidencias de actividad desaparecen gradualmente. b) Región magnética bipolar. [Tomada de Babcock, 1961].	52
2.10	Estado IV. Expansión de las líneas magnéticas de una RMB que se reconectan con las líneas de las capas polares. El resultado es la rotación de un campo dipolar nuevo de polaridad opuesta. [Tomada de Babcock, 1961].	54
3.1	Secuencia de imágenes en $H\alpha$ de una fulguración en la región activa NOAA7834. [Tomada de http://www.noaa.gov/ , 1995].	58
3.2	Evolución en el tiempo de las emisiones de una fulguración. [Tomada de Solar Astrophysics].	66
3.3	Modelo de tres fases de una fulguración acompañadas por diferentes tipos de emisiones electromagnéticas. a), b): la fase impulsiva; c), d), e): la fase eruptiva. [Tomada de Wild, 1963].	67
3.4	Erupción de filamento de una protuberancia quieta. [Tomada de The nature of solar prominences; Einar Tandberg-Hanssen, 1995].	71
3.5	Gráfica de altura contra tiempo para 10 protuberancias del tipo resoplido. Las curvas I y II representan los esquemas realizados por Valnicek para resoplidos y erupciones de filamento, respectivamente. [Tomada de The nature of solar prominences; Einar Tandberg-Hanssen].	72
3.6	Razón de cuentas e índice espectral contra tiempo para, izquierda: una fulguración impulsiva (Dennis, 1985) y derecha: una fulguración gradual (Kosigi, Dennis y Kai, 1988). Note las diferentes escalas de tiempo. [Tomada de Plasma astrophysics; Arnold O. Benz, 1993].	73
3.7	Las áreas sombreadas indicadas por A, B y C son fuentes de emisión de RXD (16-30 keV) observados por el SMM sobre el Sol. Los contornos representan la intensidad de RXS a 3.8-8 keV (Dennis, 1985). [Tomada de Plasma astrophysics; Arnold O. Benz, 1993].	77

3.8	Las fulguraciones aceleran un gran número de electrones energéticos dentro de líneas de campo cerradas. Algunas son atrapadas, otras se precipitan en la cromosfera. En un arco, aproximadamente simétrico, el flujo directo de partículas produce dos fuentes de RXD. Un segundo arco que involucra a la figura 3.7, produce las tres fuentes en A, B y C. [Tomada de Plasma astrophysics; Arnold O. Benz, 1993].	78
3.9	Gráfica que relaciona las frecuencias de radio características de la atmósfera solar. La curva sólida muestra la frecuencia del plasma como una función de la altura para un modelo atmosférico nominal. La curva ashurada muestra la altura en la cual la atmósfera alcanza la unidad de profundidad óptica para el bremsstrahlung. Las curvas indicadas con f_B corresponden a la altura del armónico de girofrecuencia indicado por encima de una mancha solar. El área ashurada denota un "gap" observacional. En todos los casos, los valores numéricos son dependientes del modelo de Gary y Hurford (1989). [Tomada de The Sun: a laboratory for Astrophysics, 1992].	80
3.10	Esquema del espectro dinámico que muestra las relaciones de tiempo y frecuencia entre los diferentes tipos de emisión de radio durante una fulguración (Dulk, 1985). [Tomada de The Sun: a laboratory for Astrophysics].	82
3.11	Vista esquemática de la aceleración de un ion y un electrón y la correspondiente emisión. [Tomada de Plasma astrophysics; Arnold O. Benz].	83
3.12	Secuencia en tiempo de las diferencias entre cuatro imágenes tomadas por el coronógrafo de la nave SMM el 14 de abril de 1980. [Tomada de Coronal Mass Ejections, Geophysical Monograph, 1999].	90
3.13	Evolución de una EMC. La imagen muestra el arco delantero, seguido por una cavidad oscura de baja densidad y un núcleo brillante. [Tomada de Solar Maximum Mission Archives, 1980].	92
4.1	Histograma del número de manchas para el período de tiempo 1979-1999. La m indica el mínimo de manchas y la M indica el máximo de manchas.	102
4.2	Histograma del número de fulguraciones para el período de tiempo 1979-1999. La m indica el mínimo de manchas y la M indica el máximo de manchas.	103
4.3	Histograma del número de estallidos de rayos X para el período de tiempo 1979-1999. La m indica el mínimo de manchas y la M indica el máximo de manchas.	104
4.4	Histograma del número de eyecciones de masa coronal (EMC) para el período de tiempo 1979-1999. El histograma presenta una falta de datos para el período 1990-1995. La m indica el mínimo de manchas y la M indica el máximo de manchas.	106
4.5	Histograma del número de estallidos de radio Tipo I para el período de tiempo 1979-1999. La m indica el mínimo de manchas y la M indica el máximo de manchas.	107

4.6	Histograma del número de estallidos de radio Tipo II para el período de tiempo 1979-1999. La m indica el mínimo de manchas y la M indica el máximo de manchas.	108
4.7	Histograma del número de estallidos de radio Tipo III para el período de tiempo 1979-1999. La m indica el mínimo de manchas y la M indica el máximo de manchas.	109
4.8	Histograma del número de estallidos de radio Tipo IV para el período de tiempo 1979-1999. La m indica el mínimo de manchas y la M indica el máximo de manchas.	110
4.9	Histograma del número de estallidos de radio Tipo V para el período de tiempo 1979-1999. La m indica el mínimo de manchas y la M indica el máximo de manchas.	112
4.10	Histograma del número de eventos de protones energéticos para el período de tiempo 1979-1999. La m indica el mínimo de manchas y la M indica el máximo de manchas.	113

Indice de Tablas

2.1	Componentes de una región activa. [Tomada de Semel y col., 1991].	46
3.1	Emisiones de Radio. La O indica ordinario, X es extraordinario, f es la frecuencia y 2f el segundo armónico. [Tomada de Astrophysics of the Sun; Zirin, 1988].	64
3.2	Clasificación de fulguraciones por su área. $10^{-6}A_{\odot}$ simboliza la millonésima parte del hemisferio y <i>ufs</i> son las unidades de flujo solar (10^4 Jansky). [Tomada de Astrophysics of the Sun; Harold Zirin, 1988].	65
3.3	Algunas características promedio de eyecciones de masa coronal. [Tomada de Coronal Mass Ejections, Geophysical Monograph, 1999].	88
4.1	Clasificación de las observaciones espectrales. [Tomada de Solar Geophysical Data].	101
4.2	Coefficientes de correlación del índice de manchas con algunas manifestaciones de la actividad solar.	114
4.3	Comparación en el que las manifestaciones de actividad solar alcanzan su máximo de ocurrencia para el ciclo de actividad solar 21 (máximo) de 1979.	115
4.4	Comparación en el que las manifestaciones de actividad solar alcanzan su mínimo de ocurrencia para el ciclo de actividad solar 21-22 (mínimo) de 1986.	115
4.5	Comparación en el que las manifestaciones de actividad solar alcanzan su máximo de ocurrencia para el ciclo de actividad solar 22 (máximo) de 1989.	116
4.6	Comparación en el que las manifestaciones de actividad solar alcanzan su mínimo de ocurrencia para el ciclo de actividad solar 22-23 (mínimo) de 1996.	116
4.7	Comparación del número de eventos de radio reportados en los PROXY DATA de eyecciones de masa provenientes del Sol y el índice de manchas para el intervalo de tiempo 1989-1996. La [M] indica el máximo y la [m] el mínimo de manchas respectivamente.	117

Capítulo 1

Magnetismo Solar

1.1 Campo Magnético del Sol

1.1.1 Introducción

Hablar del origen del campo magnético del Sol es un tema realmente apasionante debido a que, hasta la fecha, no se han logrado comprender en su totalidad los diferentes procesos físicos que involucran su generación y su activa regeneración. Para darnos una idea de lo que este problema implica, es conveniente conocer los preliminares físicos que tratan de sustentar las posibles formas de generación de los campos magnéticos de cuerpos naturales como el Sol, la Tierra, etc. En los cuerpos cósmicos, la materia de que están formados es muy importante debido a que, en general, es una muy buena conductora de la electricidad. Sabemos que los movimientos de las cargas eléctricas o corrientes eléctricas producen campos magnéticos; de ahí que la conductividad eléctrica del material en el que se encuentra embebido el campo magnético juega un papel muy importante para la existencia, comportamiento y generación del campo magnético.

En éste capítulo presentamos un breve análisis del magnetismo solar. Los desarrollos de las ecuaciones presentadas fueron consultados en *Solar Magnetohydrodynamics*, Eric R. Priest, 1982.

Cuando un cuerpo conductor se mueve a través de un campo magnético, se induce en éste un campo eléctrico. Este campo eléctrico inducido produce una corriente que a su vez generará un campo magnético. La situación parece no representar ningún problema y podríamos decir que el mecanismo de generación de campos magnéticos en cuerpos cósmicos es trivial. Sin embargo, resulta que los cuerpos cósmicos están constituidos por fluidos altamente conductores de la electricidad y debido a esto, los cuerpos cósmicos no pueden mantener campos eléctricos. Esto se debe a que, cuando se establecen los campos eléctricos, simultáneamente se genera un movimiento de cargas eléctricas que cancelan estos campos impidiendo, por consiguiente, el establecimiento de campos eléctricos capaces de generar corrientes eléctricas. Lo anterior nos enfrenta a

una discordancia entre campos eléctricos inducidos al atravesar un cuerpo por un campo magnético y la incapacidad de que un fluido, altamente conductor, pueda mantener dichos campos eléctricos. Para aclarar esta contradicción, es necesario considerar que las líneas de campo magnético se mueven con el fluido. Si la conductividad de un fluido es muy alta, podemos decir que las líneas de campo magnético se encontrarán fijas o *congeladas* en el fluido y además se mueven con él. Esta consideración parte del hecho de que la conductividad es infinita, es decir, el fluido no tiene resistividad eléctrica. Sin embargo, sabemos que no existe un conductor perfecto y por lo tanto, el fluido tiene (aunque su conductividad sea muy alta) una propensión a oponer resistencia al flujo de corriente eléctrica. Esto motiva que los campos eléctricos no se anulen, pero eso sí, tengan valores muy pequeños. Bajo estas condiciones, resulta que a causa de lo finito de la conductividad eléctrica del fluido, existirá un movimiento relativo entre el fluido y las líneas de campo magnético. Además, este hecho repercute en que ahora las corrientes eléctricas sufrirán un decaimiento con el tiempo, por lo que, la energía del campo magnético se disipará en forma de calor. El efecto de estos procesos sobre el movimiento de las líneas de campo es el de permitirles que se *difundan* a través del fluido.

El comportamiento de los campos magnéticos en los fluidos eléctricamente conductores muestra que las líneas de fuerza magnética tienden a ser *arrastradas* y a distorsionar su forma con los movimientos locales del fluido. Al mismo tiempo, las líneas de campo se difunden a través del fluido. Conforme las líneas de campo se difunden a través del fluido, puede suceder que sufran un traslape con otras líneas generadas en otras regiones del fluido, por lo que el campo resultante es, simplemente, la suma vectorial de las componentes de los campos. De igual forma, puede suceder que al difundirse las líneas magnéticas desde distintas partes del fluido puedan cancelarse unas a otras originando un cambio en la estructura topológica del campo.

Es conveniente señalar que si pensamos a los campos magnéticos de los cuerpos cósmicos como el producto de un magnetismo permanente, éstos estarán sujetos a las leyes que gobiernan dicho fenómeno. El magnetismo permanente precisa que los momentos magnéticos atómicos individuales, causados por las corrientes eléctricas microscópicas en el interior de los átomos, permanezcan alineados unos con otros. Sin embargo, este alineamiento es afectado por la agitación térmica que tiende a destruirlo. Si se consideran materiales a muy alta temperatura, la desorganización de los momentos magnéticos de los átomos es bastante considerable. Cuando la temperatura alcanza valores de 600 a 700 °C (punto de Curie) el ferromagnetismo deja de existir. Como el interior de los planetas y del Sol está a muy altas temperaturas, es lógico pensar que no puedan mantener una magnetización permanente. Si los campos magnéticos de gran escala de cuerpos cósmicos no pueden ser el resultado de corrientes eléctricas microscópicas asociadas con magnetismo permanente, estos campos deben surgir de corrientes eléctricas muy grandes que fluyen en el material eléctricamente conductor del cual se componen estos cuerpos. En lo referente al decaimiento resistivo, el tiempo

característico para que un campo magnético decaiga a un 60% es

$$\tau_c = \frac{L^2}{\eta} \quad (1.1)$$

donde L es el tamaño físico del cuerpo conductor y η es la difusividad magnética. Aplicando esta ecuación al núcleo de hierro fundido de la Tierra, eléctricamente conductor, nos da un valor aproximado de 30,000 años, que resulta ser un tiempo muy corto comparado con la edad de la Tierra que es del orden de 4.5×10^9 años. Sin embargo, la evidencia paleomagnética muestra que la intensidad promedio del campo geomagnético ha permanecido prácticamente igual durante la mayor parte de la historia de la Tierra. Resulta evidente que debe existir algún mecanismo que regenera el campo geomagnético en contraposición a su decaimiento resistivo.

En lo que respecta al Sol, si usamos la misma consideración, resulta que su tiempo de decaimiento al 60% es mayor que 10^9 años para un campo magnético embebido en el interior del Sol. Un campo magnético, atrapado en el Sol en la época de su formación, hace 4.5×10^9 años, habría decaído solamente por un factor menor que $1/10$. Por lo tanto, resulta posible que aún quede un campo magnético estacionario remanente de sus primeras épocas. Sin embargo, el campo magnético del Sol no es estacionario, sino que oscila con un período muy corto de 22 años, llamado comúnmente, *ciclo magnético solar* o *ciclo de 22 años*. Este campo magnético debe ser el resultado de un activo proceso de generación contemporáneo.

Otra forma de alterar el campo magnético es la *convección*. Debido a la cuasineutralidad que define al plasma, la ausencia de carga neta en este material que constituye al Sol hace que las ecuaciones de Maxwell tomen la forma:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (1.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (1.4)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.5)$$

Si la conductividad eléctrica del plasma es σ , entonces

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (1.6)$$

que es lo que se conoce como la ley de Ohm. Si el plasma está en movimiento (como en el caso del Sol) esta ley es válida sólo en un sistema de referencia que se mueve con el plasma. Desde un sistema en reposo, aparecerá un campo eléctrico adicional debido al movimiento del plasma (campo convectivo), dado por

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (1.7)$$

de manera que en este caso la expresión para la ley de Ohm es

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1.8)$$

donde \mathbf{E} es el campo autoinducido por la ecuación (1.5).

Para calcular la variación en el tiempo del campo magnético y su influencia dinámica sobre el plasma, podemos tomar el rotacional de la ecuación (1.8) y obtenemos:

$$\nabla \times \frac{\mathbf{J}}{\sigma} = (\nabla \times \mathbf{E}) + \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1.9)$$

Susituyendo las ecuaciones (1.3) y (1.5) tenemos

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nabla \times \frac{1}{\mu_0 \sigma} (\nabla \times \mathbf{B}) \quad (1.10)$$

que es la *ecuación de inducción magnética*; donde $1/\mu_0 \sigma \equiv \eta$, es la *difusividad magnética*.

Debido a que en los plasmas solares la permeabilidad magnética μ_0 puede considerarse la del vacío y si además la conductividad eléctrica se considera uniforme, entonces η no dependerá de las coordenadas y podemos sacarla del operador rotacional, de modo que obtenemos

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \eta \nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) \quad (1.11)$$

Usando una de las relaciones vectoriales y de la ley de Gauss, tenemos la ecuación de inducción en la forma

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} \quad (1.12)$$

La ecuación de inducción describe cómo cambia el campo magnético con el tiempo en un punto fijo del espacio en el interior de un fluido magnetizado de conductividad uniforme que tiene un campo de velocidades \mathbf{v} . El primer término del lado derecho de la ecuación (1.12) describe el efecto del movimiento del plasma, o *convección*, sobre el campo magnético. El segundo término representa el decaimiento óhmico, o *difusión*, del campo debido a la resistencia eléctrica del plasma.

Se puede obtener una idea aceptable del comportamiento del campo magnético simplemente analizando los ordenes de magnitud de estos términos. El primer término (el de convección) se puede aproximar a:

$$\nabla \times \mathbf{v} \times \mathbf{B} \approx \frac{vB}{\ell} \quad (1.13)$$

donde ℓ es la escala de longitud en la cual \mathbf{B} cambia por una fracción substancial debido a los gradientes del campo en el volumen considerado.

Y el segundo término (el de difusión)

$$\eta \nabla^2 \mathbf{B} \approx \eta \frac{B}{\ell^2} \quad (1.14)$$

La razón entre el término de convección y el de difusión, se define como *el número de Reynolds magnético*, R_m , el cual está dado por

$$R_m = \frac{v\ell}{\eta} \quad (1.15)$$

R_m también se puede entender como la razón de las dos escalas de tiempo, esto es, la escala de tiempo del decaimiento óhmico

$$\tau_D = \frac{\ell^2}{\eta} \quad (1.16)$$

que sería el tiempo en el que el campo desaparece del conductor de dimensión ℓ .

Y la escala de tiempo de la convección

$$\tau_c = \frac{\ell}{v} \quad (1.17)$$

que es el tiempo en el que el plasma transporta al campo a una distancia ℓ .

Si $R_m \ll 1$, entonces el comportamiento del campo magnético está gobernado por la ecuación de difusión

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \eta \nabla^2 \mathbf{B} \quad (1.18)$$

Si $R_m \gg 1$, entonces el comportamiento del campo magnético estará gobernado por la convección (transporte) que de él haga el plasma

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1.19)$$

Y la difusión de las líneas de campo a través del plasma se puede despreciar. Para el Sol resulta que su número de Reynolds magnético es muy grande debido a lo grande de las escalas en que se realizan los movimientos del plasma.

Entonces la difusión y la convección son dos formas de alterar un campo magnético primigenio. Lo anterior nos lleva a tratar de explicar los campos magnéticos de los cuerpos cósmicos basándonos en un proceso *activo de regeneración*.

1.1.2 Observaciones del Campo Magnético Solar

El campo magnético del Sol puede ser observado a nivel fotosférico, y a veces a mayor altura en la atmósfera solar, cuando la densidad del plasma es lo suficientemente alta y la temperatura es baja. Esto permite detectar el efecto *Zeeman* en las líneas espectrales. Se conoce con el nombre de efecto Zeeman al desdoblamiento de los niveles energéticos y de las líneas espectrales por la acción de un campo magnético exterior sobre la sustancia emisora. Se distinguen los siguientes efectos Zeeman: *longitudinal* y *transversal* (a la

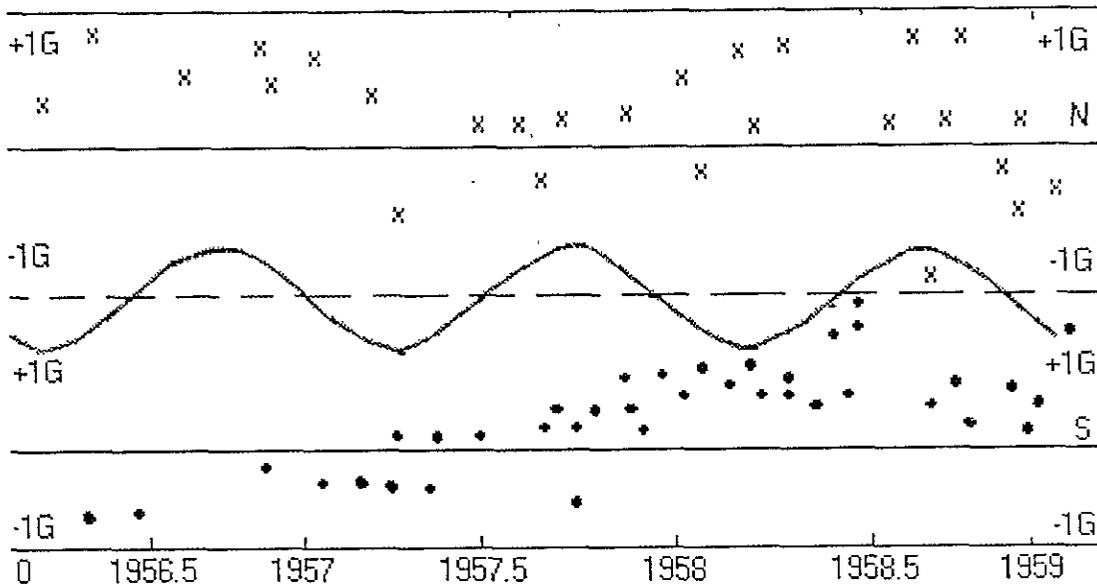


Figura 1.1: Intensidad y signo del campo magnético de los polos norte (arriba) y sur (abajo). La línea en el centro indica las latitudes heliográficas de la Tierra. [Tomada de Babcock, 1959].

dirección del campo magnético), *normal* y *anómalo*. Cuando el efecto es longitudinal normal, cada línea espectral se desdobra en dos componentes de frecuencia $\nu \pm \Delta\nu$, donde ν es la frecuencia de la línea espectral en ausencia del campo magnético. El efecto Zeeman normal se observa únicamente en campos magnéticos fuertes (como el fotosférico). En los campos débiles se produce el efecto Zeeman anómalo. En este efecto, el desdoblamiento de las líneas espectrales es mucho más complicado que en el normal. El número de componentes de una línea supera, frecuentemente, al número correspondiente al efecto normal y la distribución de las intensidades en el sistema que forman las componentes (*multipletes de Zeeman*) resulta sumamente compleja. La distancia entre las componentes de la línea define el valor de la intensidad del campo magnético B . La separación (desdoblamiento) $\Delta\nu$ es proporcional al campo magnético de la fuente: $\Delta\nu \propto B\nu^2$.

Después de que Babcock (1953) desarrolló con este principio el magnetómetro (aparato que se utiliza para medir el campo magnético de la sustancia emisora) se abrió una nueva etapa en el estudio de los campos magnéticos solares. Las observaciones mostraron que el campo magnético del Sol es muy complejo y cambiante. El campo magnético del Sol presenta un campo magnético global, con componentes dipolares muy débiles y un campo magnético local con componentes a veces muy intensas. Las zonas cercanas a los polos ($\lambda > \pm 45^\circ$) están dominadas generalmente por una sola polaridad y en las bajas latitudes existen regiones de polaridad mixta.

En la figura 1.1 se muestra la intensidad y el signo del campo magnético de los polos desde el año 1956 hasta el año 1959, observados por Babcock (1959). El campo magnético del polo norte tuvo polaridad positiva (parte superior de la figura 1.1) y el del polo sur polaridad negativa (parte inferior de la figura 1.1). El campo del polo sur empezó a disminuir en el inicio de 1957 y se hizo indetectable en marzo de ese año. En julio lo detectaron otra vez pero con la polaridad magnética positiva y al final del año su valor aumentó hasta 1 G. El campo magnético del polo norte se invirtió rápidamente en 1958. La inversión de los polos pasa cada ciclo solar cerca del pico de la actividad en cada hemisferio (Waldmeier, 1960). El polo sur magnético pasa a ser un polo norte y viceversa, con un período de aproximadamente 11 años. El regreso al estado inicial pasa cada 22 años y este período se llama el *ciclo magnético solar*. La última inversión del campo ocurrió en el año 1989 y actualmente el polo norte tiene polaridad positiva.

El viento solar extiende al campo magnético en el medio interplanetario donde se puede observar directamente con los magnetómetros que se encuentran en los vehículos espaciales. Si en estos niveles, en general, el campo es observable, no sabemos nada sobre los campos que están abajo de la fotosfera.

1.1.3 La Fotosfera y su Campo Magnético

La fotosfera es la superficie del Sol que puede ser vista en luz visible. La mayor parte de la energía que nos llega del Sol proviene de esta capa, ya que emite un continuo de radiación electromagnética, casi toda en el visible. Las capas superiores de la fotosfera también absorben radiación, produciendo el espectro de líneas de absorción de Fraunhofer que se superpone al espectro continuo de emisión. La capa baja de la fotosfera está compuesta por material parcialmente ionizado -en su mayor parte hidrógeno- y en sus capas altas el hidrógeno es principalmente neutro. La densidad típica de la fotosfera es aproximadamente de 10^{-4} kg/m^3 . En la fotosfera la temperatura disminuye de abajo hacia arriba, desde 8500 K en su base hasta unos 4500 K en la parte superior, y su temperatura media es de alrededor de 5770 K.

Cuando uno observa en detalle a través de un telescopio, la fotosfera presenta un aspecto granuloso. La superficie del Sol está cubierta por una gran cantidad de celdas brillantes separadas por delgadas líneas oscuras. Estas celdas, llamadas *gránulos*, tienen un tamaño promedio de 2000 km y son de vida muy corta. Cada gránulo individual tiene una vida de alrededor de 10 minutos después de los cuales se desvanece, por lo que el aspecto granular de la superficie solar cambia en forma continua. Los gránulos representan el límite superior de las celdas convectivas donde el plasma emerge desde la profundidad de la zona convectiva. Este patrón de granulación es muy cambiante debido a que es reemplazado por nuevas celdas de plasma que continuamente ascienden hasta la parte baja de la fotosfera. El flujo de material dentro de los gránulos puede llegar a alcanzar velocidades supersónicas de hasta 7 km/s produciendo estallidos sónicos y otro tipo de ruido que genera *ondas* en la superficie del Sol.

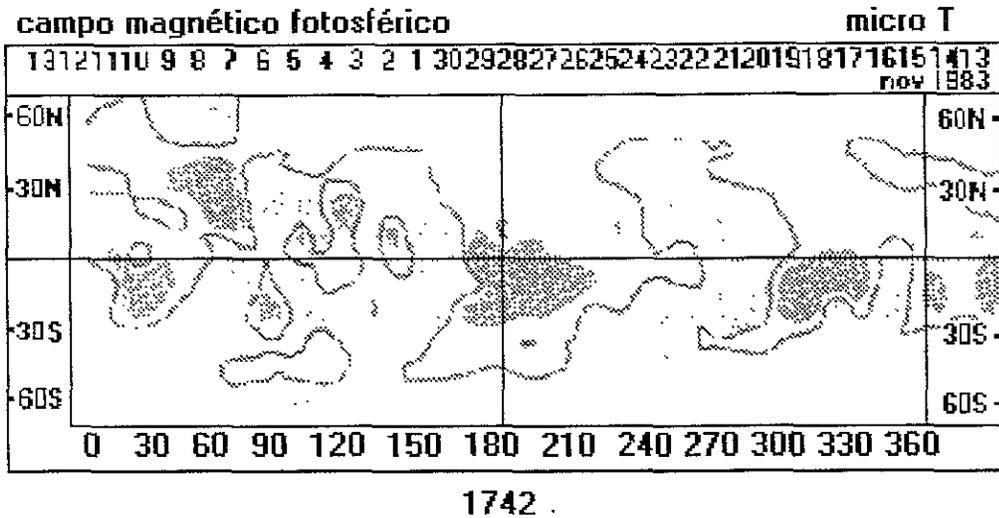


Figura 1.2: Magnetograma fotosférico para la rotación Carrington 1742 (noviembre de 1983). Se muestra la complejidad del campo a bajas latitudes ($\lambda = \pm 60^\circ$). Las líneas continuas se conocen como *isolíneas* de magnitud de campo magnético de polaridad positiva y las *isolíneas* punteadas representan magnitud de campo magnético de polaridad negativa. [Tomada de Solar Astrophysics].

Además de estos pequeños gránulos se encuentra una granulación de gran escala, los llamados *supergránulos*, de aproximadamente 30 000 km de diámetro, cuyas vidas son de alrededor de un día y suman del orden de 5000 en cada momento.

Otra de las características de la fotosfera son las llamadas *manchas*, enormes regiones oscuras con tamaños entre 1000 y 100 000 km que rotan con el Sol y cuyo número aumenta y disminuye siguiendo un ciclo de aproximadamente 11 años. Las manchas solares son regiones de campo magnético muy intenso que aparecen usualmente en grupos de dos manchas con polaridad de campo magnético opuesta. En la parte oscura de cada mancha (umbra) la intensidad del campo magnético es de 3000-4000 G y en la parte poco oscura (penumbra) es aproximadamente de 1500 G.

En la fotosfera solar aparecen también las *fáculas*, que son regiones más brillantes y más calientes que el resto de la fotosfera y que suelen preceder al surgimiento de una mancha. Si uno toma una fotografía del Sol en luz blanca, -especialmente cerca del limbo- puede identificar a las *fáculas* fotosféricas. El llamarlas fotosféricas, enfatiza el hecho de que son observadas en la parte más baja de la atmósfera solar. De otra manera, una fotografía del Sol en luz monocromática de una línea espectral fuerte (H α o la línea del Ca II K) revela información de capas más altas de la atmósfera solar, éstas áreas brillantes son llamadas *fáculas cromosféricas* conocidas también como *playas*.

Campo Fotosférico

La descripción del campo magnético fotosférico involucra procesos físicos de generación de campo magnético por debajo de esta capa del Sol. Como lo vimos anteriormente, el campo magnético fotosférico puede ser medido con ayuda del efecto Zeeman. Un tipo de magnetogramas presenta el patrón de campo magnético en la superficie solar para cada rotación Carrington (figura 1.2). Una rotación Carrington se define como el período sinódico de rotación promedio de las manchas. El intervalo de tiempo de cada rotación Carrington es de 27.2753 días. La primera rotación Carrington comenzó el 9 de noviembre de 1953.

El campo magnético influye en la estructura del plasma cuando la razón β de la presión del plasma a la presión magnética es menor que, o del orden de la unidad. β se expresa como

$$\beta = \frac{P_{plasma}}{P_{mag}} = \frac{\rho v^2}{B^2/2\mu_0} \quad (1.20)$$

donde ρ es la densidad, v la velocidad y B el campo magnético. A nivel fotosférico, este caso se da solamente dentro de las manchas solares y en los límites de los supergránulos mientras que para una $\beta \gg 1$, el plasma domina la estructura del campo magnético de forma tal que, las líneas de campo magnético son arrastradas por el plasma, lo que se conoce como *campo congelado*. Por ejemplo, la presión del plasma a nivel fotosférico es aproximadamente de 10^4 Pa con un campo magnético de 1550 G. En este caso, $\beta \approx 1.12$. En las manchas solares la presión del plasma es $\sim 2 \times 10^4$ Pa con un campo magnético de 3000 G, lo que nos da una $\beta \approx 0.55$. El flujo de plasma en la zona convectiva, arrastra líneas de campo magnético que son transportadas por las celdas convectivas y llevadas hasta la frontera entre la zona de convección y la fotosfera. Una consecuencia importante de este fenómeno es que, debido a estos flujos celulares de plasma, que incluyen a los gránulos y supergránulos, se presenta en el Sol una concentración de flujo magnético a nivel fotosférico en las fronteras de éstos. La concentración de flujo magnético por los flujos celulares del plasma ha sido estudiada parcialmente por Parker y Weiss desde hace más de 30 años por medio de integraciones numéricas de las ecuaciones de la magnetogasdínámica. Básicamente lo que implica este análisis es que, con base en la ecuación de inducción y considerando un campo de velocidades establecido, se logra obtener un modelo llamado de aproximación *cinemática*, en el cual no se considera el efecto de la aceleración o frenamiento sobre el movimiento del fluido producido por la fuerza de Lorentz. Gracias a los resultados que arroja este modelo de aproximación cinemática es posible deducir que el flujo de plasma transportará al campo magnético en su movimiento debido a que éste se encuentra congelado en el fluido. Este movimiento deformará las líneas de campo magnético haciendo que se curven y concentrándolas en las orillas de las celdas. Este efecto se extiende hacia todas las celdas generando lo que se ha dado en llamar la *red fotosférica*. La red fotosférica se extiende por todas las regiones del Sol quieto y se

genera básicamente por la convección de celdas de plasma que forman los gránulos, arrastrando las líneas de campo y concentrándolas en las orillas de éstos gránulos. La fotosfera presenta un campo magnético estructurado en pequeños elementos y cada uno de ellos están organizados dentro de patrones de gran escala, los cuales se clasifican de la siguiente manera:

- *Regiones activas.* Caracterizadas por manchas solares, playas brillantes y estructuras de fibras de campo magnético intenso. Las manchas solares representan regiones de campo magnético intenso que exceden los 1500 G. Las playas (parte de una región activa que se encuentran fuera de las manchas solares) contienen un campo magnético promedio de algunos cientos de G. Sin embargo, el flujo se concentra dentro de elementos magnéticos (conocidos como *nudos magnéticos* o *microporos*) con una intensidad de campo magnético muy alta, del orden de 1000 a 2000 G y flujos de campo típicos de 8×10^{10} Wb. Estos elementos se localizan en los bordes de las celdas de supergranulación. El efecto del movimiento de los gránulos parece dar el movimiento horizontal aleatorio de los elementos magnéticos.
- *Áreas unipolares de gran escala.* Estas se extienden a lo largo de casi toda la superficie solar. Se considera que son la red fotosférica aumentada; es decir donde la red es relativamente fuerte y de una polaridad. En la línea central de H α y CaK, la red es brillante y al alejarse de la línea central de H α una red oscura de espículas es la que predomina. Estos son los remanentes acumulados de las regiones activas.
- *Campos de granulación y supergranulación.* Probablemente, un 90% del flujo magnético fotosférico fuera de las regiones activas, se concentra en los límites de la supergranulación. Los campos de la red magnética se componen de nudos magnéticos o intensos tubos de flujo, que tienden a estar localizados entre los gránulos. Poseen intensidades de campo magnético muy altas, 1000 a 2000 G y flujos de 3×10^9 Wb y tamaños característicos de 100 a 300 km. En viejos remanentes de regiones activas a las latitudes de las manchas solares, el patrón de la red se muestra particularmente bien. En el Sol quieto, la red está mucho más fragmentada que las regiones de playas y contiene muchos nudos magnéticos. Los campos magnéticos de la red se concentran parcialmente por flujos granulares y supergranulares y parcialmente por inestabilidades. Además se encuentran, dentro de las celdas de los supergránulos, a elementos magnéticos los cuales se conocen como *campos intrared* (o en el interior de la red) y presentan una mezcla de polaridades.
- *Regiones efímeras.* Son pequeñas regiones bipolares, las cuales son visibles en magnetogramas fotosféricos de alta resolución como regiones emergentes de flujo magnético y se muestran en la corona solar, vistas en rayos X, como puntos

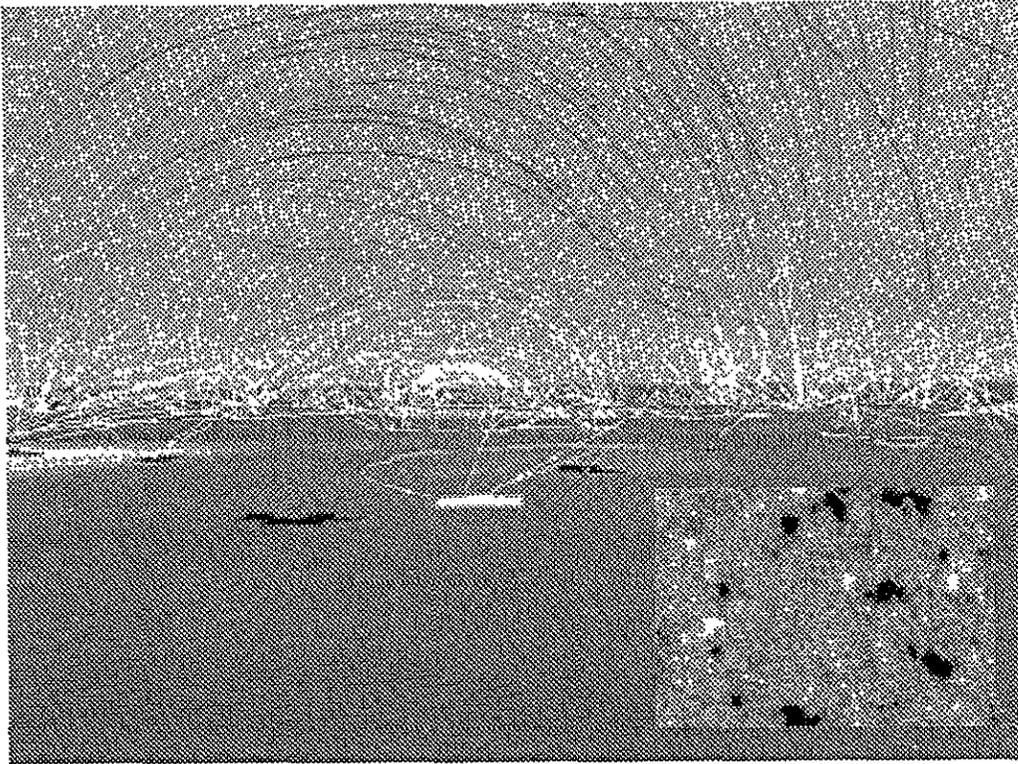


Figura 1.3: La alfombra magnética. [Tomada de SOHO Consortium, ESA, NASA].

brillantes. La velocidad con la cual emergen es de 1.8 a 2.6 km/s en promedio y la cantidad promedio de flujo es de 2×10^{11} Wb.

- *Alfombra Magnética.* Es una característica importante del magnetismo fotosférico descubierta recientemente. La alfombra magnética cubre toda la superficie del Sol y se forma por una compleja distribución de rizados magnéticos y mezcla de polaridades magnéticas (puntos negros y blancos, figura 1.3) en la fotosfera. Investigaciones recientes han revelado mapas de un gran número de estas pequeñas concentraciones magnéticas producidos por medio del uso de datos e imágenes del SOHO. La figura 1.3 muestra una modelación computacional de esta característica, junto con un acercamiento de la superficie solar. Estas pequeñas regiones magnéticas emergen, se fragmentan y mueven hasta desaparecer en períodos de aproximadamente 40 horas. Su origen es algo confuso y el desarrollo de su dinámica resulta difícil de conciliar con las presentes teorías.

1.1.4 La Cromosfera y su Campo Magnético

Hasta antes de la invención del coronógrafo, en 1930, la cromosfera y la corona solares sólo podían ser observadas durante eclipses totales de Sol. En esos momentos es posible observar un anillo de intensa coloración rojo magenta que yace inmediatamente encima de la fotosfera con un grosor muy variable, entre 1000 y 8000 km. En la parte inferior de la cromosfera, la temperatura es de unos 4000 K y sus primeros 3000 km están compuestos en especial por átomos neutros (no ionizados) de hidrógeno, con una densidad del orden de 10^{18} átomos por metro cúbico. Cerca de los 3000 km de altura la temperatura empieza a subir rápidamente, alcanzando unos 10^6 K alrededor de los 8000 km. Hasta esta altura la densidad ha bajado unos 10^{15} átomos por metro cúbico y todo el material se encuentra ionizado. Esta región en la parte alta de la cromosfera se conoce como la *región de transición*; a partir de ahí empieza la corona.

El gas en la cromosfera tiene una densidad tan baja que no puede emitir en luz blanca. Sólo emite en algunas líneas espectrales, de las cuales las más intensas pertenecen al hidrógeno, al helio y al calcio, y son las que le dan su coloración. Como el gas cromosférico es prácticamente transparente a la luz fotosférica, no es posible observarlo en luz blanca, salvo en los momentos de un eclipse total, pero con la ayuda de un espectroheliógrafo que tome imágenes del Sol sólo en las longitudes de onda donde la cromosfera emite intensamente se pueden obtener imágenes bastante detalladas de esta capa sobre toda la superficie del Sol en cualquier momento. Donde se estudia mejor la cromosfera es en una línea del hidrógeno conocida como $H\alpha$ de 6563 Å, en la parte roja del espectro.

Vista sobre el limbo solar, la cromosfera presenta el aspecto de una llameante pradera de la cual surgen enormes lengüetas individuales por todos lados. Este aspecto lo constituye una gran cantidad de pequeños chorros de material llamados *espículas* que se levantan y desvanecen entre 5 y 10 minutos. Las espículas aparecen como pequeñas y brillantes oleadas, algunas muy delgadas y otras hasta de unos 500 km de grosor. Emergen a partir de los 1500 km de altura y se levantan hasta una altura aproximada de 8000 km, aunque algunas sobrepasan los 15000 km de altura sobre la fotosfera. El material en el chorro alcanza una velocidad entre 20 y 30 km/s. Las espículas no se encuentran dispersas sobre la fotosfera, sino en grupos que semejan arbustos. Con frecuencia se encuentran en la base de estos arbustos zonas brillantes llamadas *playas* que generalmente están cerca de las manchas solares y constituyen la extensión cromosférica de las fáculas. A estas regiones se les llama también "regiones activas", pues en ellas suelen ocurrir intensas y brillantes explosiones llamadas *fulguraciones*.

Sobre el borde formado por las espículas, y adentrándose ya en la corona, surgen de vez en cuando inmensos arcos de material, enormes volúmenes de hidrógeno más denso y más frío que el gas circundante, que se alzan hasta unos 50 000 km o más sobre la superficie del Sol, los cuales pueden permanecer durante semanas y aun meses sin desvanecerse. Estas inmensas oleadas, llamadas *protuberancias estacionarias*, se

observan sobre el disco en la línea $H\alpha$ como largos *filamentos* oscuros que se enrollan a lo largo de cientos de miles de kilómetros.

La característica más importante de la cromosfera es que toda su estructura está dominada por el campo magnético del Sol. Esto se debe a que el material en ella está ionizado y la presión del gas es muy baja comparada con la presión magnética ($\beta \ll 1$), por lo que las líneas del campo controlan y ordenan los movimientos del material.

El Campo Magnético

La configuración básica del campo magnético cromosférico lo constituye la *red cromosférica* la cual es originada similarmente que la *red fotosférica* con la distinción de que ahora la concentración de líneas de campo magnético no se lleva a cabo en las orillas de los gránulos sino que ahora lo hacen en las orillas de los supergránulos. Esta diferencia se debe a que los supergránulos son capaces de emerger a alturas mayores que el nivel fotosférico y por consiguiente la concentración se da solamente en los bordes de los supergránulos, dejando atrás las concentraciones de líneas que se dan en las orillas de los gránulos.

Con la ayuda de imágenes monocromáticas de la cromosfera es posible detectar los patrones que siguen los campos magnéticos en esta región del Sol. Su utilización es importante para comprender el campo transversal, el cual no es sencillo de detectar con los magnetómetros convencionales. Todas las regiones brillantes en la línea central de $H\alpha$ (excepto las fulguraciones) corresponden a picos de campo magnético vertical. Las fibrillas oscuras en $H\alpha$ señalan líneas de fuerza horizontales conectando polaridades magnéticas opuestas. Cuando el campo opuesto está muy alejado podemos reconocer una espícula. Los filamentos oscuros (vistos como protuberancias en el limbo) separan polaridades magnéticas opuestas, la estructura fibrosa corre paralela a la frontera.

1.1.5 La Corona y su Campo Magnético

Más arriba de la cromosfera se encuentra la última y más extensa capa del Sol: la *corona*, llamada así porque al observarla durante un eclipse total de Sol, resplandece con tenue luz, coronando el disco oscurecido. Al pasar de la cromosfera a la corona, la densidad de partículas baja rápidamente, siendo del orden de 1000 veces menor en unos 100 000 km. En la corona baja, donde la densidad es mayor, ésta es del orden de 10^{14} partículas por metro cúbico. Su temperatura, por el contrario, aumenta con la distancia al Sol, alcanzando un valor medio de dos millones de grados Kelvin a una distancia de dos radios solares. En la corona todo el material está ionizado (por la alta temperatura $\sim 10^6$ K) y hay una gran cantidad de electrones libres que se mueven a gran velocidad. Estos electrones dispersan la luz emitida por la fotosfera y esta luz fotosférica dispersada es la que produce el pálido brillo blanquecino de la corona. Las altas temperaturas y bajas densidades coronales provocan emisiones

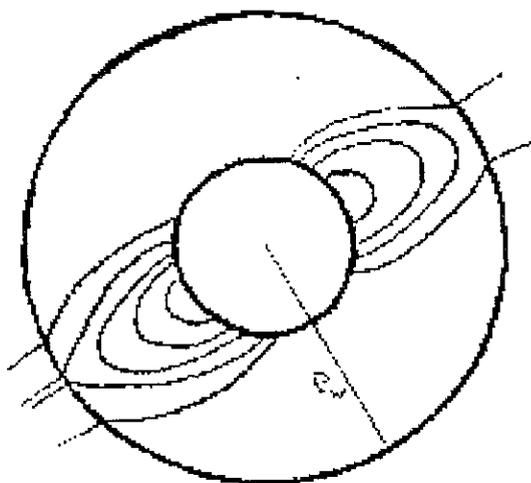


Figura 1.4: Radio de la superficie fuente. Se considera que es la distancia desde la cual las líneas de campo magnético se vuelven radiales.

espectrales. Las más intensas líneas de emisión visible de la corona están en el verde y el rojo y en ocasiones una en el amarillo. Sin embargo, la emisión más intensa de la corona no es en la región visible, sino en las longitudes de onda más cortas: el lejano ultravioleta y los rayos X así como en longitudes de onda largas, como el radio. En estas longitudes de onda la emisión coronal no tiene competencia con las emisiones fotosféricas y cromosféricas y puede observarse limpiamente la corona sobre el disco. La parte baja de la corona está constituida por material estructurado en forma de arcos estrechamente tramados, arcos grandes y pequeños, algunos cerrados en forma de rizos y otros abiertos que se extienden hacia la parte alta de la corona y ahí se desvanecen. Estas configuraciones arqueadas son el trazo que hace el material coronal de las líneas de campo magnético solar que surgen de la fotosfera. Como el material está completamente ionizado, sus movimientos van a estar unidos al campo magnético local. En la corona baja, donde el campo magnético es más fuerte y el gas coronal menos caliente ($\beta \ll 1$), la estructura magnética domina y organiza al material a lo largo de los arcos magnéticos.

Por encima de estos arcos y rizos se extienden los largos haces filamentosos y “casco” que forman la corona externa y que son los que han sugerido las plumas y “pétalos de dalia” con las que se ha descrito a la corona observada durante un eclipse. La formación de estas estructuras es el resultado del juego entre dos efectos en competencia: la configuración de las líneas de campo magnético y las fuerzas expulsivas que sobre este material surgen como resultado de su altísima temperatura. En la corona externa, el predominio de la fuerza de expansión térmica es cada vez mayor y finalmente

llega a dominar ($\beta \gg 1$). El plasma coronal aumenta su temperatura de forma tal que el Sol ya no puede detenerlo y la corona se evapora de manera continua hacia el espacio interplanetario, constituyendo lo que se conoce como *viento solar*. Observando al Sol en rayos X, se pueden ver a los *hoyos coronales*, los cuales se presentan en la corona baja del Sol y son regiones oscuras. En los hoyos coronales el material coronal tiene una temperatura menor del que presenta el medio que lo rodea y puede fluir en forma libre hacia el espacio. La energía cinética de éste material es mucho mayor comparada con su energía térmica, debido a esto, los hoyos coronales son regiones oscuras en rayos X. Un elemento importante de la corona lo constituyen los llamados *puntos brillantes* de intensa emisión en rayos X y ultravioleta (UV) que cubren al Sol. Los puntos brillantes denotan la presencia de regiones magnéticas muy concentradas (anillos magnéticos) además de que se encuentran por todo el Sol, incluyendo las regiones polares y los hoyos coronales.

El Campo Magnético

En la corona solar ocurre una complicación para tratar de medir campos magnéticos. Como se mencionó anteriormente, los magnetómetros detectan el desdoblamiento de las líneas espectrales de la sustancia emisora en la presencia de un campo magnético. Como el campo magnético de la corona tiene poca densidad y la temperatura del plasma coronal es muy alta, del orden de $3 \times 10^6 K$, no hay una resolución suficiente de las líneas espectrales para detectar el desdoblamiento Zeeman. Si en cada punto de la corona, en un tiempo dado, se pudieran determinar la magnitud y la dirección del campo magnético, no sería complicado construir un mapa detallado de las líneas magnéticas coronales.

El modelo de *Campo Potencial* (ver Apéndice [A]), con algunas aproximaciones, da la posibilidad de conocer la estructura del campo coronal a partir del campo fotosférico. Este modelo fue desarrollado de forma independiente por Schatten y col. (1969) y por Altschuler y Newkirk (1969); y más tarde por Adams y Pnewman (1976), Altschuler y col (1976), Schultz y col. (1978), Levine (1982) y Hoeksema (1984), Wang (1993). La comparación de los resultados del cálculo con el modelo de campo potencial y las observaciones del coronógrafo muestra una gran similitud entre las estructuras calculadas y reales. La primera aproximación teórica del modelo de campo potencial es la suposición de que arriba de la fotosfera y dentro del área de aplicación de este modelo no existen corrientes eléctricas. Matemáticamente esto implica que el campo magnético coronal \mathbf{B} es irrotacional:

$$\nabla \times \mathbf{B} = 0 \quad (1.21)$$

Esta igualdad es la condición necesaria y suficiente para que el campo sea estacionario o potencial. Entonces, el campo magnético puede ser representado como el gradiente de un potencial escalar Ψ

$$\mathbf{B} = - \nabla \Psi \quad (1.22)$$

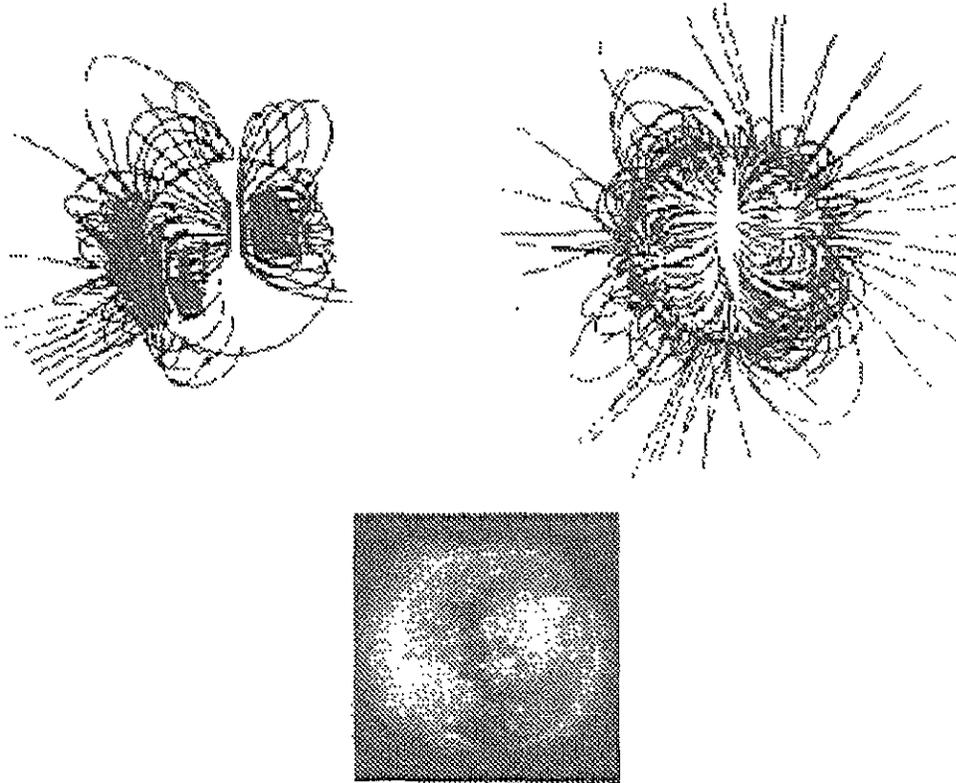


Figura 1.5: Comparación de la corona observada en rayos X y el campo magnético coronal, calculado computacionalmente con un modelo de campo potencial. [Tomado de Solar Astrophysics, 1990].

y usando la ley de Gauss tenemos

$$\nabla^2 \Psi = 0 \quad (1.23)$$

El problema de la suposición de que la corona está libre de corrientes eléctricas es evidente. En alturas mayores a $\sim 2.6 R_{\odot}$, el viento solar arrastra al campo magnético, violando esta suposición. Además, existen estudios que muestran que en la cromosfera y la corona baja, en algunos casos, la disipación de energía mecánica y los grandes gradientes de temperatura y densidad pueden originar corrientes eléctricas por ejemplo, Rayrole y Semel (1968), usando datos de las componentes longitudinal y transversal del campo magnético de alta resolución, encontraron una desviación de la aproximación *libre de corrientes* cerca de las regiones activas. Sin embargo, un estudio similar de Harvey (1969) indicó que las corrientes son apreciables solamente durante cortos períodos del desarrollo de las regiones activas. Así que la suposición de no existencia de las corrientes eléctricas es válida a gran escala para la corona baja.

Las regiones bipolares de gran amplitud son capaces de cambiar la estructura magnética dentro de un área alrededor de sí mismas. Además, estos cambios pasan muy rápidamente y además es imposible corregir los cambios que ocurren en el hemisferio invisible del disco solar. Así que la segunda suposición consiste en la creencia de que las fluctuaciones del campo magnético en la fotosfera con escala de tiempo más corta que la rotación solar afectan relativamente poco en la configuración general del campo magnético coronal. El problema general del cálculo del campo magnético arriba de la superficie esférica de la fotosfera, consiste en resolver la ecuación de Laplace, con condiciones a la frontera. Schmidt (1964) desarrolló la técnica computacional para dibujar la configuración magnética del campo coronal con base en las mediciones del campo fotosférico bajo las siguientes condiciones

- El campo es libre de corrientes.
- A cierta altura, arriba de la fotosfera, el campo es completamente radial.

El cálculo de la estructura magnética de la corona requiere del conocimiento de los datos magnéticos para toda la superficie fotosférica. Los magnetogramas fotosféricos se obtienen con la combinación de datos registrados durante toda la rotación Carrington, debido a que los magnetómetros permiten medir el campo magnético solamente en el centro de la línea de visión Sol-Tierra. El campo magnético medido es la componente del campo proyectada en ésta línea de visión B_l . Las regiones polares no son accesibles para este tipo de mediciones, sus magnitudes se toman de las observaciones hechas durante las épocas del año en que la Tierra se mueve entre $\pm 7.25^\circ$ de latitudes solares y los polos están al alcance de observación. El mapa del campo fotosférico para la rotación Carrington 1742 se muestra en la figura 1.2.

A una distancia radial del Sol donde, $B^2/2\mu_0 < \rho v^2$, ($\beta > 1$), el viento solar afecta al campo magnético de manera tal que lo arrastra, aquí B es el campo magnético, ρ la densidad coronal y v la velocidad radial del plasma coronal. Arriba de esta distancia, la condición del campo potencial se viola: $\nabla \times \mathbf{B} \neq 0$. La distancia desde la cual se supone que las líneas magnéticas se vuelven radiales se llama *el radio de la superficie fuente* del viento solar $r = R_{sf}$ (figura 1.4). Hoeksema y col. (1982,1983) toman el radio de la superficie fuente de $2.5 R_\odot$ porque esta magnitud hace que sus cálculos coincidan mejor con las observaciones durante los eclipses. El problema completo de la configuración del campo magnético coronal, incluyendo la dinámica del viento solar, requiere de la solución numérica del sistema no lineal de ecuaciones diferenciales magnetohidrodinámicas (MHD), Schatten y col., (1969) suponen (como todo modelo de campo potencial) que en la superficie $r = R_{sf}$ el potencial $\Psi = 0$ y el campo es radial. Ahora el problema consiste en la búsqueda del potencial magnético entre dos esferas de distribución magnética conocida: entre la fotosfera y la superficie fuente. Resolviendo la ecuación de Laplace se obtienen líneas magnéticas coronales derivadas de esta solución computacional (figura 1.5).

Ultimamente, el modelo de campo potencial tiene un uso muy amplio en física solar y no solamente para entender la estructura de la corona solar, sino también para explicar su variación y evolución dentro del ciclo magnético, modelar diferentes procesos, eventos solares, etc.

1.2 El Ciclo de 22 Años

1.2.1 Descripción

El ciclo magnético solar o ciclo de 22 años, consiste en la evolución que presenta el campo magnético global del Sol. Este ciclo comprende básicamente la inversión cíclica de su polaridad y la inclinación de sus componentes, que es de aproximadamente cada 11 años por lo que el ciclo completo es de 22 años.

Una descripción cualitativa de cómo evoluciona la estructura del campo magnético global del Sol en la fotosfera, la proporciona el modelo de Babcock (1961). En este modelo se realiza una síntesis importante de cómo la estructura del campo magnético solar está relacionada en latitudes altas y bajas, y cómo el ciclo de actividad de 11 años y el ciclo magnético de 22 años podrían estar conducidos. El modelo continúa proporcionando uno de los mejores marcos conceptuales para el entendimiento general de las principales características del ciclo magnético solar.

El campo magnético global se idealiza como dipolar. Debajo de la fotosfera las líneas de campo pasan a lo largo de planos meridionales en la parte externa de la zona convectiva. La rotación diferencial aumenta de los polos hacia el ecuador. Debido a la rotación diferencial, las líneas de campo magnético son estiradas y la intensidad del campo magnético se amplifica. Posteriormente, debido a esa intensificación, el campo crece de forma tal que permite la boyancia magnética y como resultado surgen regiones magnéticas bipolares (RMBs) que erupcionan hacia la fotosfera. Esta erupción de las RMBs inicia a altas latitudes y progresivamente se desplazan a latitudes bajas. Al principio la RMB tiene una altura pequeña y poco a poco se propaga hacia la corona indicando el inicio de la caída de la actividad solar. La RMB se mueve adelante respecto a la cuerda magnética que se encuentra por debajo de la fotosfera como resultado de la rotación diferencial. También por esta causa se ve que la mancha predecesora (p) siempre va a predominar sobre la mancha seguidora (f). La mancha f tiende a moverse hacia el polo cercano, mientras que la mancha p se acerca al ecuador. El cambio de polaridad magnética del Sol pasa a través de la interacción de las líneas magnéticas del campo solar con las líneas de las manchas. Las líneas se separan y se unen de nuevo. Este proceso se acompaña cada vez por la neutralización de alguna parte del campo magnético solar. Después en la continuación de este proceso, se crea el campo magnético nuevo de signo contrario. Todo esto pasa casualmente, por eso no es raro que el cambio de polaridad no siempre termina en el mismo tiempo en los hemisferios norte y sur. Es así como evoluciona el campo magnético global desde la

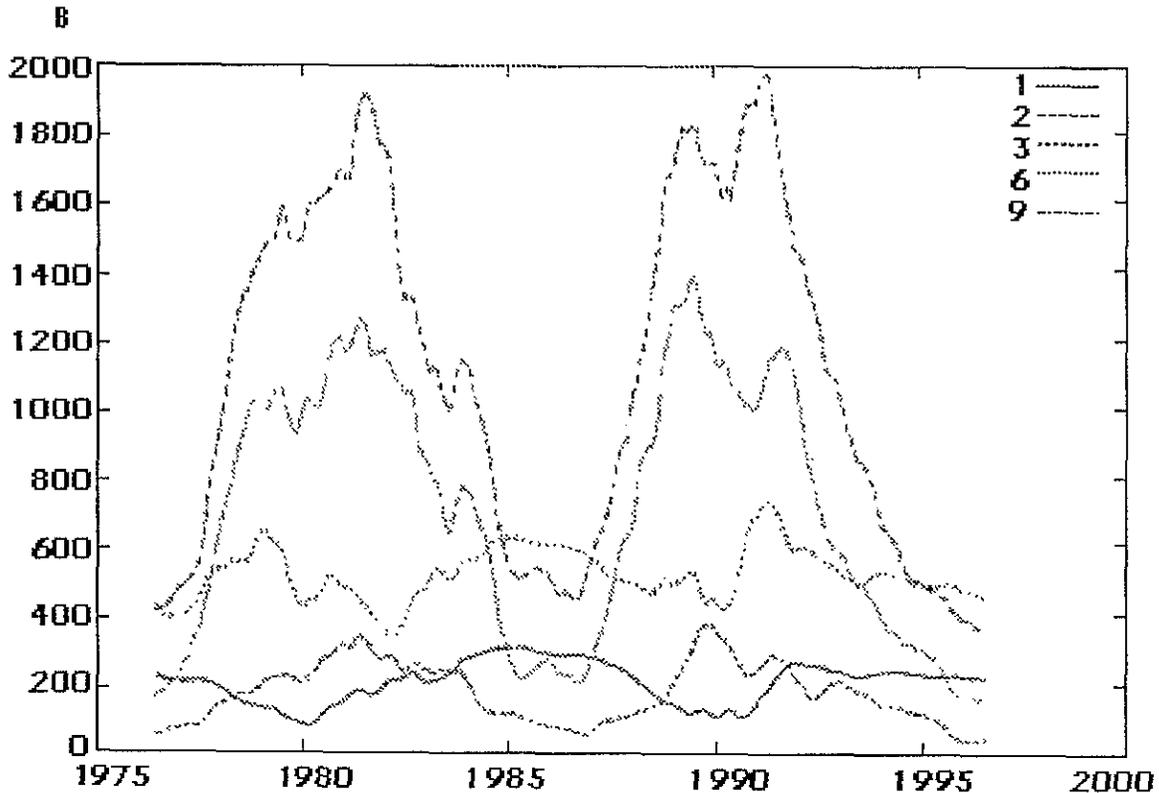


Figura 1.6: Variación de la magnitud promedio del campo magnético en mG para diferentes multipolos de momento $\ell = 1, 2, 3, 6$ y 9 . En esta figura se muestra la variación en la superficie del Sol. [Tomado de S. Bravo *et al.*, 1998].

fotosfera. El ciclo se completa de la forma descrita sólo que con diferente polaridad. En el siguiente capítulo se analiza el modelo de Babcock con más detalle.

Para tener una idea general de la evolución del campo magnético global del Sol a nivel coronal es conveniente iniciar con una breve descripción de éste. Entre la superficie del Sol y el medio interplanetario existe una gran región donde la topología del campo magnético solar determina la estructura y movimiento del plasma solar y las partículas. A partir de cinco radios solares ($5R_{\odot}$), el flujo del viento solar domina ($\beta \gg 1$) y el campo magnético solar B_s es transportado por éste. Debajo de esta distancia, B_s domina al flujo de viento solar ($\beta \ll 1$) y por consecuencia, no resulta ser radial en todas partes. Esta región puede considerarse como la *magnetosfera solar*.

Contrariamente a las magnetosferas planetarias, la estructura de gran escala de la magnetosfera solar cambia a lo largo de escalas de tiempo pequeñas como una parte integral del ciclo magnético solar de 22 años. Para obtener la estructura de la mag-

netosfera solar, es necesario hacer modelos magnetohidrodinámicos (MHD) que tomen en cuenta la interacción del plasma y el campo magnético. Los modelos MHD desarrollados consideran formas muy simples del campo fotosférico que son, en cierta medida, representativos sólo en períodos de mínima actividad solar. Algunos incorporan una descripción multipolar del campo fotosférico pero sus soluciones se obtienen sólo para algunas rotaciones, con datos muy particulares, enfocándose más sobre parámetros del plasma que sobre una descripción de la estructura magnética coronal.

Los modelos de campo potencial (ver apéndice [A]) son utilizados para mostrar el ciclo de 22 años de la magnetosfera solar. Algunos de ellos son los realizados por:

- Schatten, Wilcox y Ness (1969). En su modelo, no toman en cuenta el efecto del plasma sobre el campo magnético pero pueden mapear la estructura global del campo magnético coronal, razonablemente bien, para cada rotación solar.
- Hoeksema (1984). Presenta por vez primera un conjunto de coeficientes de la expansión multipolar cubriendo un período largo de tiempo que utilizó para obtener la estructura de la hoja neutra heliosférica en la superficie fuente.
- Hoeksema y Scherrer (1986), Hoeksema (1991). Proporcionan una colección de coeficientes y de mapas de campo magnético de la superficie fuente para los años de 1976 a 1985 y de 1985 a 1990 respectivamente. La evolución temporal de la amplitud del campo de la superficie fuente correspondiente a los diferentes multipolos se presenta en estos trabajos.

Con ayuda del modelo de campo potencial, es posible describir la evolución de la magnetosfera solar a través del ciclo magnético solar. La complejidad del campo magnético fotosférico cambia mientras el ciclo de actividad avanza. Esto se ve reflejado en una contribución variable de los diferentes multipolos a través del ciclo. La figura 1.6 muestra la magnitud promedio de los multipolos de momento $\ell = 1, 2, 3, 6, 9$ evaluados en la superficie del Sol, de 1976 a 1996, cubriendo los ciclos de actividad 21 y 22. Para $\ell = 1$ (dipolo), la componente dipolar no domina en la fotosfera ni siquiera en el mínimo de manchas. En muchas ocasiones, la componente más fuerte es la de mayor orden, mostrando el dominio de estructuras de pequeña escala a nivel fotosférico, con la excepción de que, algunas veces, cerca del mínimo de actividad la componente hexapolar ($\ell = 3$) es la más fuerte. La componente dipolar se encuentra en fase opuesta con el ciclo de manchas. Tiene una magnitud mínima durante el máximo de manchas y una magnitud máxima durante el mínimo de manchas. Un desarrollo similar lo muestra la componente hexapolar pero con un tiempo de evolución más estructurado. Las componentes multipolares $\ell = 2$ y $\ell > 4$, siguen de manera aproximada el ciclo de manchas y las magnitudes de las componentes aumentan con respecto al orden. Conforme uno observa más arriba, dentro de la corona, los multipolos de mayor orden decrecen más rápidamente en comparación a los de menor orden. A una distancia de $2R_{\odot}$ del centro

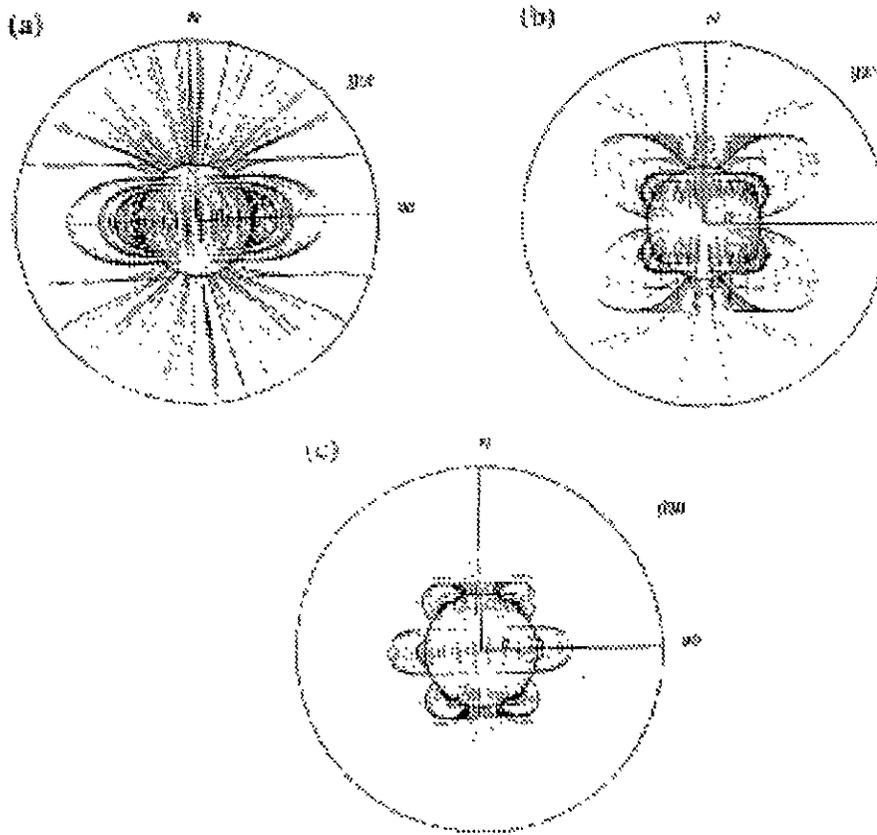


Figura 1.7: Simulación computacional de la estructura de la magnetosfera solar, obtenida cuando se consideran sólo los términos correspondientes a (a) g_{10} , (b) g_{20} y (c) g_{30} , que representan un dipolo, un cuadrupolo y un hexapolo alineados al eje de rotación solar, respectivamente. [Tomado de S. Bravo *et al.*, 1998].

del Sol, la componente dipolar domina claramente en los años cercanos al mínimo y cerca de la superficie fuente ($3.25R_{\odot}$) la componente dipolar domina en todo tiempo.

Otra variación interesante de los multipolos es su inclinación. La figura 1.7 muestra la estructura de la magnetosfera solar obtenida cuando se utilizan solamente los términos que corresponden a g_{10} , g_{20} y g_{30} , los cuales representan un dipolo, un cuadrupolo y un hexapolo, respectivamente, cuyos ejes coinciden con el eje de rotación solar. La evolución de la magnitud del campo en la fotosfera para las componentes g_{10} y g_{30} a través del ciclo solar refleja que tanto el dipolo como el hexapolo siguen un camino similar, ambos invierten su polaridad al mismo tiempo y tienen la misma polaridad en todo tiempo.

Para tener una idea de la variación en inclinación de los diferentes multipolos podemos atender a la variación en el tiempo de las magnitudes promedio de los términos

paralelo (g_{i0}) y perpendicular ($c_{ij} = [g_{ij}^2 + h_{ij}^2]^{1/2}$) para el dipolo, cuadrupolo y hexapolo. Se puede ver, con base en las simulaciones, que el dipolo (g_{10}) alineado al eje de rotación es más grande que el dipolo perpendicular (c_{11}) cerca del mínimo de manchas. Mientras el ciclo avanza, durante el mínimo de manchas, la estructura de la magnetosfera solar es dominada por las componentes del dipolo y hexapolo alineadas al eje.

La figura 1.8 muestra una simulación, hecha con el modelo de campo potencial, de la magnetosfera solar en cuatro diferentes fases del ciclo de manchas: (a) mínimo (1986), (b) fase ascendente (1988), (c) máximo (1989), y (d) fase descendente (1992). Podemos ver en la figura que la topología de la magnetosfera solar cambia dramáticamente a través del ciclo solar como se observa en sus estructuras de gran escala. Cerca del mínimo de manchas la estructura general es casi axialmente simétrica, dominada por la componente dipolar (ver figuras 1.8(a, b, d)). Las líneas de campo de alta latitud están abiertas debido al efecto del viento solar y estas regiones de líneas abiertas constituyen los *hoyos coronales* característicos de esta época. Las líneas de campo cerradas a bajas latitudes forman un cinturón cerca del ecuador. Mientras el ciclo magnético avanza (y la actividad solar se incrementa), la estructura dipolar se inclina cada vez más con respecto al eje de rotación y el efecto de los multipolos de mayor orden complica la geometría y orientación de las estructuras cerradas. Durante los años de actividad (figura 1.8(c)), la estructura de la magnetosfera solar es muy compleja, la componente dipolar está muy inclinada, los cascos se localizan a lo largo de los polos del Sol, y las regiones cerradas, cuyas líneas de campo son prácticamente paralelas al ecuador, aparecen en todas latitudes. A este tiempo los hoyos coronales ocupan la más pequeña fracción de la superficie solar, concentrándose principalmente en bajas latitudes, y los hoyos coronales polares pueden llegar a desaparecer. En la fase descendente del ciclo de actividad (figura 1.8(d)), la estructura dipolar comienza nuevamente a dominar y el ángulo entre el eje del dipolo y el eje de rotación solar decrece nuevamente, pero la inclinación continúa creciendo hasta que el eje del dipolo es prácticamente antiparalelo al eje de rotación en el siguiente mínimo. Durante 1986 el polo norte del Sol tenía una polaridad magnética negativa y desde el máximo de actividad (1989-1990) la polaridad del norte ha sido positiva. El ciclo magnético del Sol está íntimamente relacionado con el ciclo de actividad solar en el sentido de que es en la actividad solar donde se presentan cambios periódicos en la estructura y polaridad de fenómenos asociados al ciclo de actividad solar como lo son las manchas solares. Para comprender el proceso mediante el cual se lleva a cabo el ciclo magnético del Sol se han utilizado teorías que tratan de explicar en primer lugar cómo se genera el campo magnético y su consecuente comportamiento periódico. En la siguiente sección se analiza la teoría del dínamo solar, la cual representa la mejor aproximación, en la actualidad, para explicar el ciclo magnético de 22 años.

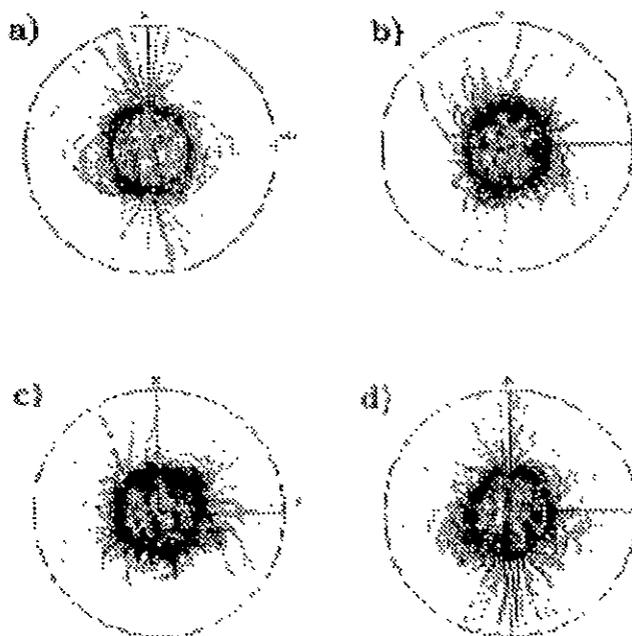


Figura 1.8: La magnetosfera solar en diferentes tiempos durante el ciclo de actividad 22. (a) mínimo, (b) fase ascendente, (c) máximo, (d) fase descendente. [Tomado de S. Bravo *et al.*, 1998].

1.2.2 Dínamo Solar

La teoría del dínamo es un conjunto de esquemas teóricos que tratan de explicar la presencia de los campos magnéticos persistentes en una gran variedad de cuerpos cósmicos, especialmente de los campos magnéticos del Sol y de la Tierra. En forma general, todas las teorías de dínamo se basan en el modelo original formulado por Parker (1955). La teoría del dínamo describe el aumento del campo magnético cuyas fuentes de energía son los movimientos del fluido conductor (plasma) que ocurren dentro del cuerpo. Debido a que en el Sol la conductividad del plasma es muy alta, el movimiento de esta materia arrastra al campo. Esto quiere decir que el movimiento de esta materia no produce nuevas líneas magnéticas, sino las arrastra y deforma. Este proceso produce el aumento temporal del campo, pero de lo que se trata es de generar líneas de campo magnético nuevas; esta es la esencia de la teoría del dínamo y para ello se tienen que comprender muy bien los procesos que se llevan a cabo en el Sol, sobre todo los referentes al movimiento del plasma en las regiones donde se cree puede llevarse a cabo la regeneración de los campos magnéticos.

Elementos Esenciales

Los movimientos en los plasmas son capaces de aumentar el campo magnético, esto provoca la acumulación de energía magnética. Esta energía magnética puede ser liberada de diferentes maneras (fulguraciones, eyecciones, protuberancias eruptivas, etc.). Además el movimiento del plasma puede cambiar al campo. Ciertos movimientos producen la periodicidad del campo magnético del Sol.

Para lograr comprender el comportamiento del movimiento de los fluidos conductores es necesario resolver simultáneamente las ecuaciones de los fluidos y las ecuaciones de Maxwell. Podemos analizar el problema considerando una situación simple pero que encierra la idea principal del cómo se va a comportar el fluido conductor y la consecuente generación del campo magnético. Parker (1955) estableció que para que pueda regenerarse el campo magnético en un cuerpo cósmico, como lo es el Sol, es necesario que exista la rotación del plasma (fluido conductor) y un movimiento convectivo. En el dínamo, el campo magnético se mantiene en contraposición a la disipación óhmica debida a corrientes inducidas por el movimiento del plasma, transversalmente a las líneas magnéticas por lo que existe la influencia de la fuerza magnética sobre el movimiento del plasma.

Si consideramos un plasma que se mueve con una velocidad \mathbf{v} a través de un campo magnético \mathbf{B} , este movimiento inducirá un campo eléctrico $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ que a su vez generará una corriente eléctrica, dada por la ley de Ohm, $\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$. Esta corriente junto con el campo magnético, están relacionadas por la ley de Ampere:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mathbf{J}\mu \quad (1.24)$$

donde μ es una constante en el sistema MKS ($\mu = 4\pi \times 10^{-7}$ para el vacío). El cambio del campo magnético en el tiempo crea el campo eléctrico mediante la ley de Faraday:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.25)$$

Las corrientes eléctricas al fluir a través del campo magnético \mathbf{B} producen la fuerza de Lorentz ($\mathbf{J} \times \mathbf{B}$). Para considerar el efecto de esta fuerza en el movimiento del fluido debemos agregar la ecuación de momento:

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = \nabla P + \rho \mathbf{g} + \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (1.26)$$

donde ρ es la densidad del plasma, \mathbf{g} es la aceleración de la gravedad y P es la presión térmica. Esta fuerza puede alterar el movimiento del fluido de manera importante ya que reduce o cambia el carácter de la velocidad del fluido de tal manera que disminuye su capacidad para generar el campo magnético. Si no fuera así, una vez iniciada la generación de un campo magnético en el fluido, la intensidad del campo crecería sin ningún límite.

Procesos Desarrollados en el Dínamo

En el dínamo se llevan a cabo, simultáneamente, dos procesos, los cuales consisten en la disipación del campo magnético debido a la resistividad eléctrica, es decir, la difusión de las líneas de campo magnético hacia afuera del cuerpo y el otro es la producción de nuevas líneas de campo magnético debida al movimiento del fluido.

El análisis formal de estos procesos parte de las ecuaciones que describen la interacción entre cargas, corrientes y campos eléctricos y magnéticos.

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.27)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu \mathbf{J} \quad (1.28)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.29)$$

$$\frac{\mathbf{J}}{\sigma} = \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (1.30)$$

donde σ es la conductividad eléctrica constante, \mathbf{E} es el campo eléctrico, \mathbf{J} es la densidad de corriente, \mathbf{B} es el campo magnético, \mathbf{v} es la velocidad del flujo y t es el tiempo.

La ecuación (1.30) es la ley de Ohm y relaciona la corriente con los campos eléctrico y magnético. Al eliminar las componentes de \mathbf{J} y \mathbf{E} de las ecuaciones (1.27) a (1.30) nos da lo que se conoce como la ecuación de *inducción magnética*:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} \quad (1.31)$$

Por lo que podemos decir que la evolución del campo magnético \mathbf{B} puede estar dominada por un comportamiento *convectivo* o un comportamiento *difusivo*. Dependiendo de la magnitud de estos parámetros físicos se puede deducir si es la convección o la difusión de las líneas magnéticas la que domina la evolución del campo. Para que un campo magnético se sostenga en un proceso de dínamo, las contribuciones del movimiento del fluido que hacen que crezca el campo deben compensar la tasa de decaimiento del campo por difusión. La razón de estas dos contribuciones a la acción del dínamo es del orden del número de Reynolds magnético.

Si \mathbf{v} es la velocidad del fluido, L la escala espacial del movimiento del fluido y σ la conductividad eléctrica; entonces definimos la *difusividad magnética* como

$$\eta = \frac{1}{\mu \sigma} \quad (1.32)$$

por lo que, podemos escribir el número de Reynold magnético como:

$$R_{\eta} = \frac{\mathbf{v}L}{\eta} \quad (1.33)$$

Cuando $R_m \gg 1$, la convección de las líneas de campo por el movimiento del fluido es la que domina la evolución del campo magnético. Si $R_m \ll 1$, la evolución del campo estará dominada por el movimiento difusivo de las líneas de fuerza a través del fluido. Cuando el número de Reynolds se aproxima a la unidad implica que existe un balance entre los efectos de difusión y convección magnética. Si nos referimos al ciclo regenerativo entonces es importante mencionar que existen dos números de Reynolds correspondientes a dos velocidades: la velocidad de rotación diferencial y la parte ciclónica de la velocidad de convección. Para que exista la regeneración, se debe cumplir, mínimamente, que el producto de los dos números de Reynolds sea mayor a la unidad. Este producto de números recibe el nombre de *número de dínamo*. Si el número de dínamo es menor que la unidad o muy pequeño, todo campo magnético decaerá. Si el número de dínamo excede el mínimo necesario para la generación de un campo, se tendrán en general diferentes casos, entre los que se incluyen campos oscilantes como el del Sol, campos crecientes en intensidad y campos estacionarios con una complejidad, en estructura, creciente. En general, $R_m > 1$ y con frecuencia mucho mayor que la unidad, se dice que para tener un dínamo autosostenido, este valor deberá ser mayor que diez. El problema completo del dínamo (*teoría del dínamo no lineal*) constituye la solución de las ecuaciones (1.27), (1.28), (1.29) y (1.30) y de la ecuación de momento (1.26) de los fluidos en los cuerpos cósmicos bajo la influencia de las fuerzas naturales y de la rotación del cuerpo. Se deben tomar en cuenta las propiedades constitutivas y térmicas del fluido, así como las condiciones a la frontera apropiadas.

Rotación del Sol como un Cuerpo Líquido

La velocidad angular de rotación del Sol es mayor en el ecuador y disminuye hacia los polos. El período de giro es de 25 días en el ecuador y 29.3 a una latitud de 60° .

La teoría del dínamo permite generar campos magnéticos con base en la especificación de los campos de velocidades que nos dicen cómo se mueve el fluido conductor. Si consideramos que el campo magnético del Sol es un campo inicialmente poloidal, como el campo de un dipolo que tiene las líneas de fuerza en planos meridianos (figura 1.9) y debido a que existe una diferencia en la velocidad angular de rotación en latitud y en profundidad (las partes más profundas del núcleo rotan más rápido que las partes exteriores), cada línea de campo va a enrollarse como un resorte lo que produce apretadas bobinas de campo magnético toroidal. Es importante señalar que con las nuevas observaciones dadas por la heliosismología, la diferencia en la velocidad angular de rotación en latitud y en profundidad en el núcleo no existe. Esto se debe a que se ha observado que tanto el núcleo como la zona radiativa del Sol rotan como un cuerpo rígido. Por facilidad, en nuestro desarrollo, continuaremos considerando que si existe una diferencia de velocidad angular en el interior del Sol. La figura 1.10 muestra la distorsión del campo poloidal debido a movimientos diferenciales en el núcleo para crear

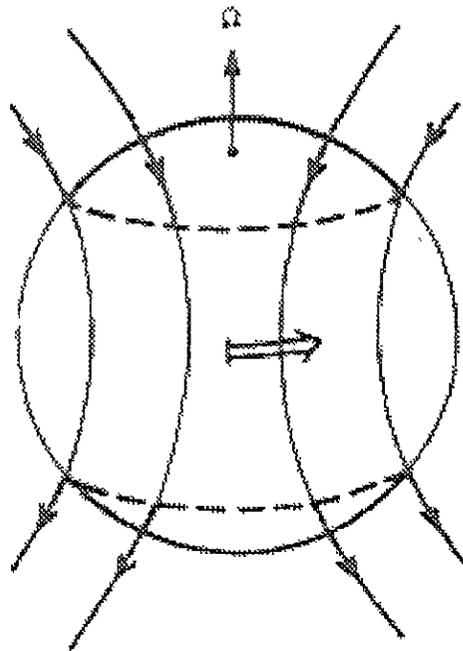


Figura 1.9: El campo magnético poloidal inicial. [Tomado de Parker, 1979].

un campo toroidal o azimutal. A la distorsión del campo poloidal debido al movimiento diferencial del fluido se le llama el efecto Ω . Las líneas de campo se enrollan varias vueltas en el tiempo que le toma al campo decaer debido a la resistencia eléctrica. La intensidad del campo toroidal puede ser de 100 o más veces mayor que la de la parte poloidal del campo. Se cree que en el Sol, el campo magnético toroidal es observable cuando emergen arcadas a través de la superficie solar para formar los pares de manchas. En la figura 1.11, celdas convectivas que se elevan, regeneran un campo poloidal a partir del campo toroidal y así, el proceso continúa. A la creación del campo poloidal se le llama el efecto α y a todo el proceso de dínamo ilustrado en estas figuras se le llama dínamo $\alpha - \Omega$. Con base en datos observacionales, Hoyng (1992) construyó una figura hipotética del campo magnético solar de gran escala (figura 1.12). El campo dentro de la zona convectiva se comporta como si consistiera de dos *tubos* del campo magnético toroidal que tienen orientación opuesta en cada hemisferio solar. Estos tubos, según parece, se mueven en la dirección del ecuador durante el período de 11 años y desaparecen, después de que pasa, de alguna forma, la generación de los tubos nuevos en las altas latitudes con la dirección del campo opuesta al anterior. Aunque la rotación diferencial puede producir un campo toroidal intenso a partir de un campo magnético poloidal existente, la rotación diferencial no puede por sí misma impedir el decaimiento global de ambos campos como resultado de la disipación resistiva de las

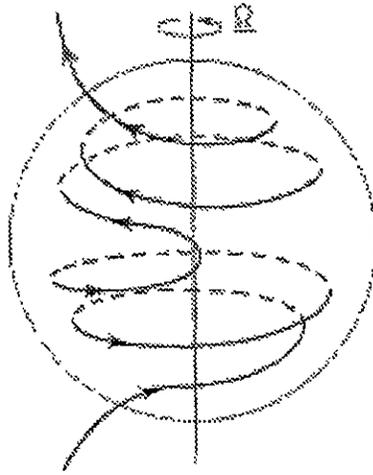


Figura 1.10: La acción de la rotación diferencial en el interior de un cuerpo líquido conductor, los torbellinos del campo poloidal alrededor del eje de rotación producen el campo toroidal. [Tomado de Parker, 1979].

corrientes eléctricas asociadas. El mantenimiento del campo magnético general requiere un mecanismo que regenere el dipolo exterior. Este mecanismo es proporcionado por la *convección ciclónica*. Para ver cómo se regenera el campo poloidal exterior, analizaremos el efecto de una sola celda convectiva ciclónica que se eleva conforme se mueve a través de las líneas del campo toroidal (Figura 1.13).

En una imagen digitalizada, el fluido ascendente transporta localmente las líneas de fuerza con él, produciendo un pequeño arco en el campo toroidal. La elevación y giro de las líneas magnéticas en el campo toroidal crea el campo poloidal: como la celda convectiva gira en el sentido de un ciclón, el arco está muy probablemente girado hacia un plano meridiano. El corte en la componente vertical del campo poloidal (Figura 1.13b) muestra como se produce la nueva componente poloidal para cada dirección del campo. Entonces, el efecto global de la convección será el de producir muchos arcos locales meridionales de líneas de campo magnético. Observando los sentidos de circulación de los pequeños arcos meridianos y de las líneas de campo del dipolo exterior, se puede notar que circulan en la misma dirección (Figura 1.14). Estos pequeños arcos pueden reforzar el campo magnético exterior de gran escala. Además de ser arrastradas con el movimiento local del fluido, las líneas del campo también se difunden a través de él. Cada uno de los pequeños arcos de flujo magnético se difunde hacia afuera, expandiéndose y uniéndose con sus vecinos, reforzando y regenerando el campo dipolar exterior. Esto completa un ciclo regenerativo para el campo magnético: la rotación diferencial produce un campo magnético toroidal a partir de las líneas del

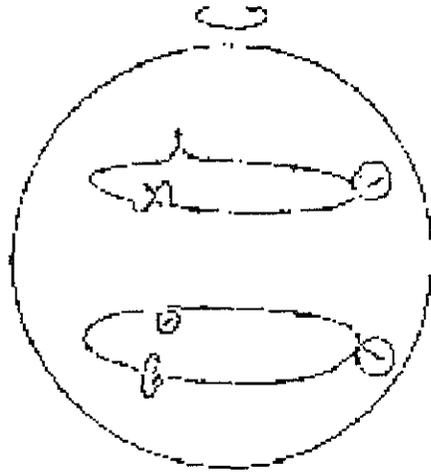


Figura 1.11: Las celdas convectivas regeneran un campo poloidal a partir del campo toroidal. [Tomado de Parker, 1979].

campo poloidal y la convección ciclónica produce un flujo dipolar exterior a partir de las líneas de campo toroidales. El ciclo regenerativo completo impide que el campo magnético decaiga generando nuevas líneas de flujo que compensan las que se pierden por disipación resistiva.

Localización del Dínamo Solar

Hasta hace algunos años se creía que existían tres regiones posibles para la acción del dínamo:

- Toda la zona convectiva.
- La base de la zona convectiva.
- La capa entre la zona convectiva y la zona radiativa.

La zona convectiva está alrededor de $2 \times 10^5 km$ de profundidad. En la superficie solar son observables dos manifestaciones de convección: la granulación (con una escala de tamaño de $L_c = 10^3 km$ y una escala de tiempo $\tau_c = 400s$ y la supergranulación ($L_c = 3 \times 10^4 km$ y $\tau_c = 10^5 s$). Más profundo en la zona convectiva se presenta la zona de las celdas de convección gigantescas ($L_c = 10^5 km$ y $\tau_c = 3 \times 10^6 s$), figura 1.15a. La frontera inferior de la zona convectiva no es abrupta. Existe una zona transitoria en la capa radiativa de $10^4 km$ de grosor. La figura 1.15b muestra la velocidad angular contra la distancia desde el centro del núcleo solar. De ahí se ve que en la parte superior de la

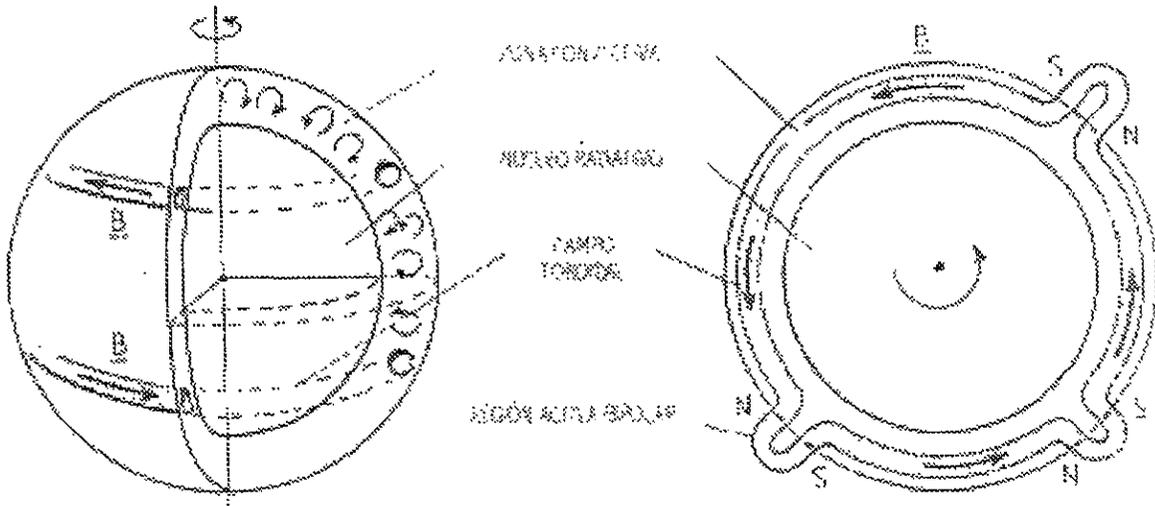


Figura 1.12: Estructura del campo magnético de gran escala en la zona convectiva. [Tomado de Hoyng, 1992].

zona convectiva no hay gradiente de velocidad angular $\Omega(r, \theta)$. Los cambios empiezan a partir de la parte inferior de la zona convectiva y se prolongan hasta la parte superior de la zona radiativa (capa de desborde). Entre el polo (0°) y los $\pm 55^\circ$ la velocidad angular aumenta al aumentar la profundidad y ésta es la condición que exige la teoría del dínamo. Es por ello que se piensa que es más probable que este mecanismo opere en dicha capa.

Teoría de Campo medio

La primera tentativa de analizar la acción del dínamo con velocidades prescritas fue hecha por Bullard y Gellman (1954) y Backus (1958). Los campos de velocidad en el Sol y la Tierra son muy complejos debido a la turbulencia convectiva que embrolla las líneas magnéticas en nudos y filamentos. La idea de estos autores consiste en tomar las magnitudes promedio de la siguiente manera: cada cantidad f se separa en la componente de *gran escala* f_0 y la componente *fluctuante* que es el remanente del proceso de promediar f_1 .

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1 \quad (1.34)$$

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_0 + \mathbf{J}_1 \quad (1.35)$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1 \quad (1.36)$$

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_1 \quad (1.37)$$

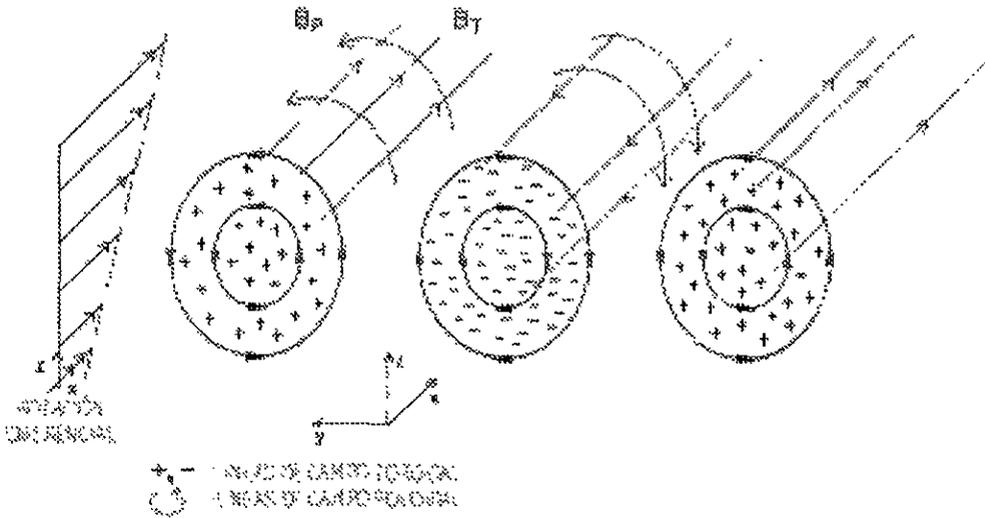


Figura 1.13: a) Generación de una nueva componente poloidal. b) El corte en la componente vertical que muestra como se produce la nueva componente poloidal para cada dirección del campo. [Tomada de De Luca y Gilmen, 1991].

Las magnitudes promedio se indican con los paréntesis $\langle \rangle$ que se llaman *paréntesis de Reynolds* y para los cuales se cumplen las siguientes operaciones:

$$\langle f + g \rangle = \langle f \rangle + \langle g \rangle \quad (1.38)$$

$$\langle f \langle g \rangle \rangle = \langle f \rangle \langle g \rangle \quad (1.39)$$

$$\langle c \rangle = c \quad (1.40)$$

$$\langle f \rangle \text{ conmuta con } \nabla f, \frac{\partial f}{\partial t}, \int f dt \quad (1.41)$$

donde f y g son las funciones de r y t , y c es una constante. $\langle \mathbf{B} \rangle = \mathbf{B}_0$, $\langle \mathbf{v} \rangle = \mathbf{v}_0$, etc. y a \mathbf{B}_0 se le llama *campo medio* y a \mathbf{v}_0 el *movimiento medio* (para el Sol es la rotación diferencial). Los componentes \mathbf{B}_1 , \mathbf{J}_1 , \mathbf{E}_1 y \mathbf{v}_1 son componentes fluctuantes y sus promedios son iguales a cero:

$$\langle \mathbf{B}_1 \rangle = \langle \mathbf{J}_1 \rangle = \langle \mathbf{E}_1 \rangle = \langle \mathbf{v}_1 \rangle = 0 \quad (1.42)$$

Ahora, sustituyendo magnitudes promedio en las ecuaciones de Ampere, Faraday, en la ecuación de continuidad, ley de Ohm y tomando en cuenta las propiedades de las

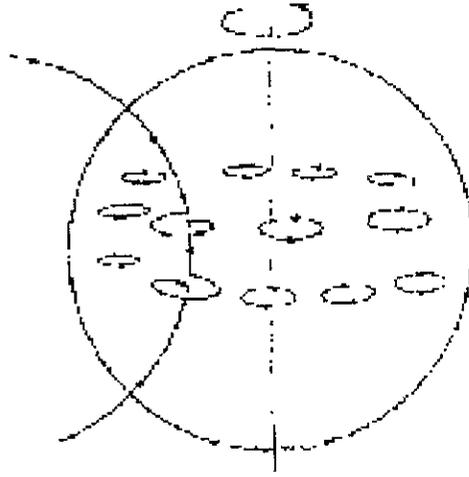


Figura 1.14: Los arcos magnéticos producidos por la convección ciclónica que tienen el sentido circulatorio como el campo dipolar exterior. [Tomado de Parker, 1979].

magnitudes promedio, obtenemos:

$$\nabla \times \mathbf{E}_0 = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}_0}{\partial t} \quad (1.43)$$

$$\nabla \times \mathbf{B}_0 = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_0 \quad (1.44)$$

$$\mathbf{J}_0 = \sigma \left(\mathbf{E}_0 + \frac{1}{c} \mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}_0 + \frac{1}{c} \langle \mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_1 \rangle \right) \quad (1.45)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}_0 = 0 \quad (1.46)$$

En la teoría de dínamo, la \mathbf{v}_1 se llama la turbulencia isotrópica y tenemos que el término $\langle \mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_1 \rangle$ no es igual a cero, así que \mathbf{v}_1 y \mathbf{B}_1 están correlacionados estadísticamente. En el momento de promediar, se supone la no existencia de correlación entre el campo magnético inicial y las trayectorias del movimiento, pero después de un tiempo τ_c (tiempo de correlación) la situación cambia. Es factible considerar el sistema en el tiempo $t \gg \tau_0$. En el trabajo de Hoyng (1992) el término $\langle \mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_1 \rangle$ se expresa a través de los parámetros α y β :

$$\langle \mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_1 \rangle = \alpha \mathbf{B}_0 - \beta \nabla \times \mathbf{B}_0 = \alpha \mathbf{B}_0 - \frac{4\pi\beta}{c} \mathbf{J}_0 \quad (1.47)$$

que están determinados por propiedades estadísticas de \mathbf{v}_1 :

$$\alpha \simeq -\frac{1}{3} \langle \mathbf{v}_1 \cdot \nabla \times \mathbf{v}_1 \rangle \tau_c \quad (1.48)$$

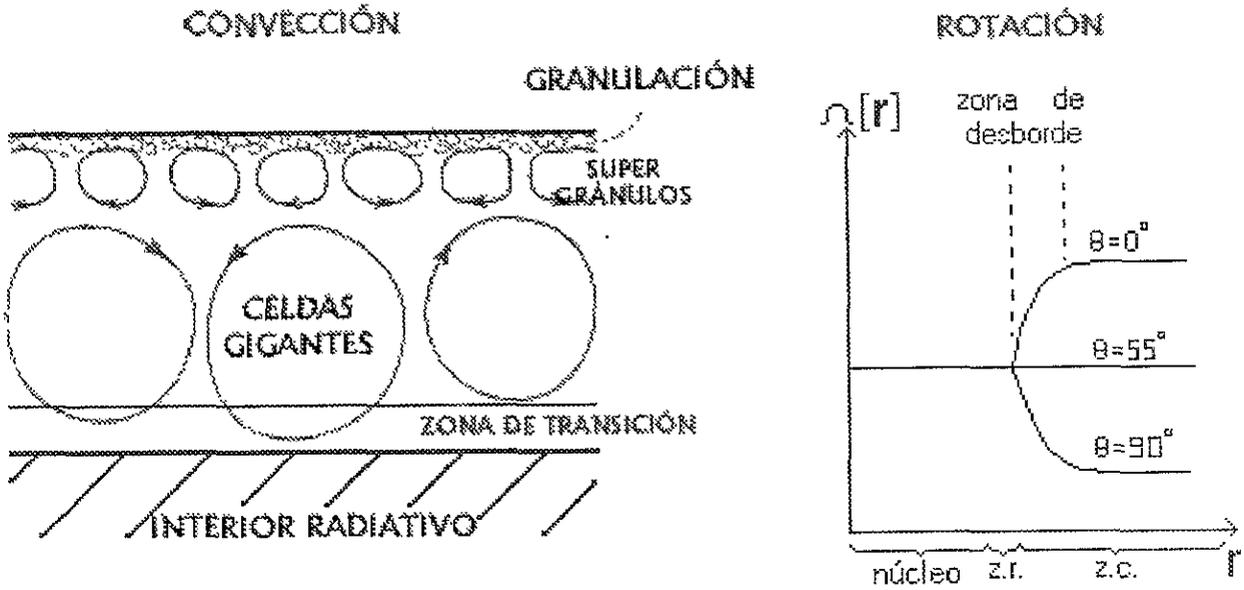


Figura 1.15: a) Las células de convección y b) la rotación media Ω_r en la zona convectiva. [Tomado de Hoyng, 1992].

$$\beta = \frac{1}{3} \alpha \tau_c \nu_1^2 \quad (1.49)$$

τ_c es el tiempo característico de los procesos de turbulencia. Por lo tanto la ley de Ohm promediada se reduce a:

$$\mathbf{J}_0 = \sigma_e \left(\mathbf{E}_0 + \frac{1}{c} \mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}_0 + \frac{\alpha}{c} \mathbf{B}_0 \right) \quad (1.50)$$

Donde $1/\sigma_e = 1/\sigma + 4\pi\beta/c^2$ y cuando la conductividad eléctrica es infinita $\sigma_e = c^2 4\pi\beta \alpha \tau_c \nu_1^2$. Eliminando \mathbf{J}_0 y \mathbf{E}_0 de estas ecuaciones, obtenemos la ecuación de inducción para este caso:

$$\frac{\partial \mathbf{B}_0}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}_0 + \alpha \mathbf{B}_0 - (\eta + \beta) \nabla \times \mathbf{B}_0) \quad (1.51)$$

Esta ecuación se llama *ecuación de dínamo*, en una forma equivalente a la que inicialmente derivó Parker (1955). Los términos en la ecuación del dínamo tienen los siguientes sentidos físicos:

- *La convección*: $\partial_t \mathbf{B}_0 = \nabla \times (\mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}_0)$, que quiere decir que el campo medio es arrastrado por el movimiento medio del fluido.

- *La turbulencia difusiva:* $\partial_t \mathbf{B}_0 = -\nabla \times (\eta + \beta) \nabla \times \mathbf{B}_0 \simeq \beta \nabla^2 \mathbf{B}_0$, suponiendo que $\beta + \eta \simeq \beta$ y que es constante. Comparando con la ecuación de inducción derivada por Parker, se ve que el campo medio \mathbf{B}_0 se difunde mucho más rápido que el campo mismo cuando $\beta \gg \eta$. El tiempo de difusión del campo medio del Sol se reduce de $\frac{R_\odot^2}{\eta} \approx 4 \times 10^9$ años a $\frac{R_\odot^2}{\beta} \approx 10$ años, que es el orden de la periodicidad del dínamo solar. La explicación está dada en la figura 1.16. Las líneas del campo, a causa de la turbulencia, se enrrollan (eso se muestra en el lado izquierdo) y después de promediar, el campo medio ocupa el volumen mostrado en la parte derecha.
- *El efecto- α :* $\partial_t \mathbf{B}_0 = \alpha \nabla \times \mathbf{B}_0$, suponiendo que α es constante. Consideremos un tubo de flujo del campo medio \mathbf{B}_0 (ver figura 1.16), donde está dibujada solamente una línea de \mathbf{B}_0 . Aparentemente el nuevo campo \mathbf{B}_0 crecerá a lo largo de $\nabla \times \mathbf{B}_0$ en forma de circuitos a lo largo de las paredes del tubo. Esta corriente se le llama la *corriente- α* (ver figura 1.16). La rotación en los dos hemisferios tiene diferentes sentidos. Mientras que en el hemisferio norte $\alpha < 0$, en el hemisferio sur $\alpha > 0$. Este efecto se establece en la rotación y la convección que induce la rotación vertical del plasma en el sentido preferible. La α se llama la *helicidad media de turbulencia*. Al contrario del coeficiente β , la helicidad es igual a cero cuando no hay rotación.

La ecuación de inducción es capaz de describir las propiedades más importantes del campo magnético global del Sol y los planetas. La solución numérica para el Sol se muestra en la figura 1.17. En la figura 1.18a se muestran dos tubos toroidales del flujo de polaridades opuestas. En el inciso *b* el efecto- α genera arcos nuevos alrededor de estos tubos. En el inciso *c* observamos el campo y corrientes inducidas en este sistema. La diferencia de la rotación cambia la figura en la forma mostrada por el inciso *d*. En la parte mostrada con } (inciso *e*) está la sección transversal. El resultado de esta situación está en el inciso *f*: el tubo de flujo original se mueve hacia el ecuador dejando la pequeña cantidad del campo medio en su lugar. Este proceso continua en *f*: los tubos de flujo en el ecuador se destruyen, mientras que los cercanos a los polos se reproducen. Por fin, se quedan dos tubos dominantes (inciso *f*) y el proceso se repite con todas las polaridades opuestas al estado inicial.

El Campo Fósil del Sol

La idea de considerar un campo fósil en el Sol fue dada por Cowling (1945). Para poder concebir la existencia de este campo, es necesario considerar una rotación rígida para el interior del Sol. Gracias a las observaciones proporcionadas por la heliosismología, las cuales mostraron que el núcleo solar y la zona radiativa realmente rotan como cuerpo rígido con una velocidad angular igual a la de la fotosfera a una latitud de unos 37° aproximadamente (Belvedere, 1990). Si se considera solamente la difusión, Sonett

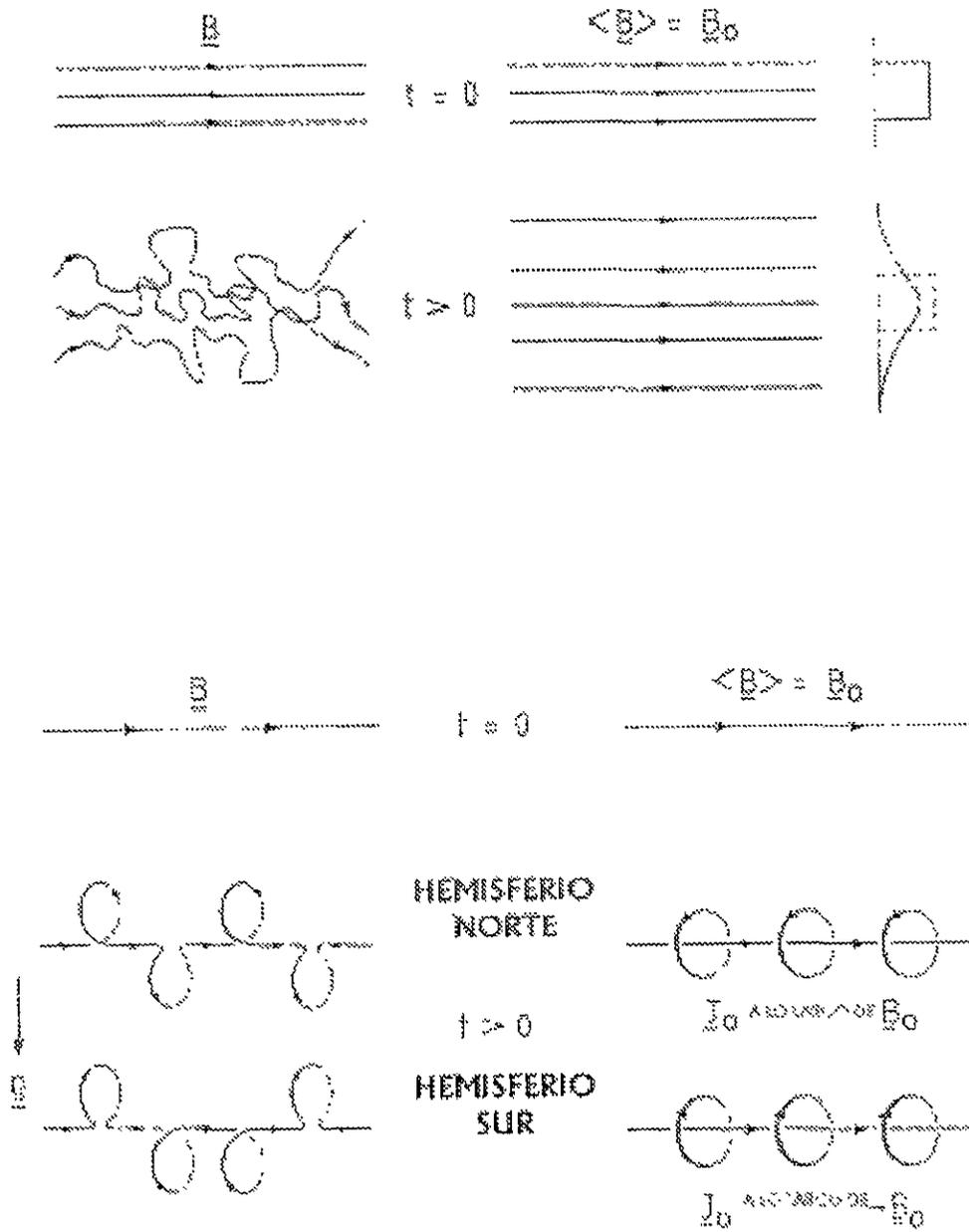


Figura 1.16: Difusión turbulenta (arriba) y el efecto α (abajo). [Tomado de Hoyng, 1992].

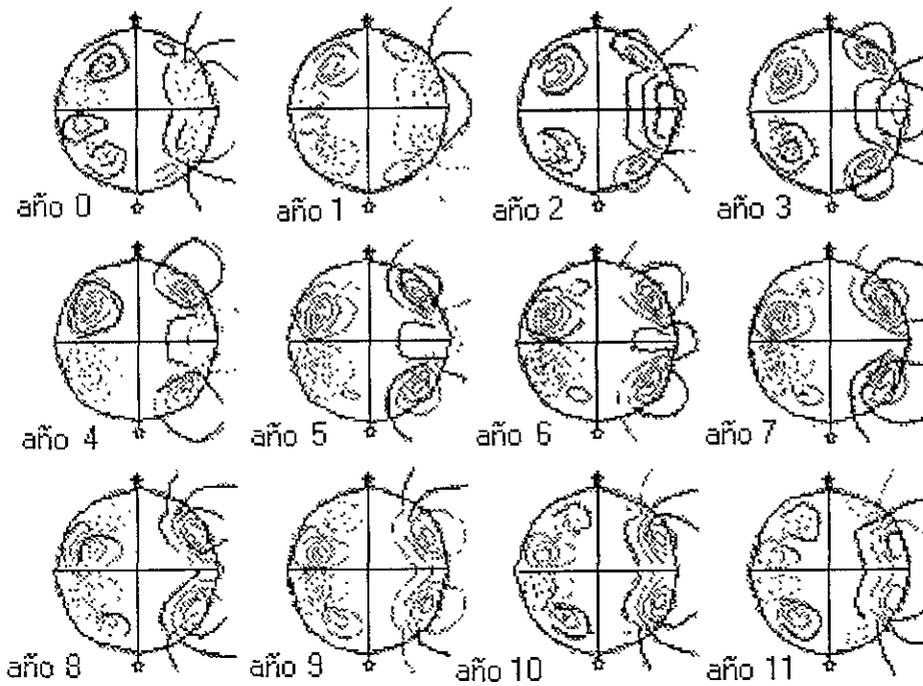


Figura 1.17: La solución numérica del dínamo $\alpha - \Omega$ axisimétrico solar (Deinzer y Stix, 1971, Stix, 1976). En el lado izquierdo de cada fragmento del dibujo están los contornos del campo magnético medio toroidal, en el lado derecho se muestran las líneas del campo medio poloidal. Las curvas sólidas indican el campo toroidal con dirección hacia afuera del plano de la figura y el campo poloidal en el sentido de las manecillas del reloj. La magnitud del campo en los polos se indica por el tamaño de la flecha vertical. [Tomado de Hoyng, 1992].

(1983) estimó que el tiempo de decaimiento del campo global embebido en el interior solar y que fue atrapado en la época de su formación, es de 5×10^9 años. Por lo tanto, resulta concebible que pueda quedar aún un campo magnético estacionario en el Sol, remanente de sus primeras épocas. La orientación de este campo fósil debe depender de la orientación original del campo magnético de la nube pre-solar y puede o no, coincidir con el eje de rotación del Sol.

El ciclo magnético de 22 años del Sol implica no sólo una variación cíclica de la magnitud y polaridad del campo polar, sino también un cambio cíclico de la inclinación del "ecuador magnético". Hoeksema ha utilizado observaciones del campo magnético fotosférico, hechas en el *Wilcox Solar Observatory* en Stanford, desde 1976 hasta 1992, para modelar los patrones de campo magnético en la corona a alturas de $2.5 R_{\odot}$ mediante un modelo de campo potencial. En muchas ocasiones es posible ver una línea neutra separando una región de polaridad positiva de otra con polaridad negativa, sien-

do ésta línea, la línea neutra que define el ecuador magnético del dipolo. Durante el mínimo de actividad solar, cuando los campos polares son más fuertes, la línea neutra está confinada en la región ecuatorial del Sol. Sin embargo, mientras el campo polar decae y se invierte cerca del máximo de manchas, el campo en la superficie fuente, considerada en el modelo de campo potencial, llega a ser mucho más complejo desarrollándose una línea neutra que se comba y va extendiéndose a latitudes más altas. Esto se puede traducir en una inclinación creciente de la línea neutra con respecto al ecuador solar mientras la actividad solar crece hacia su máximo. Este desarrollo de la línea neutra se debe, principalmente, a una inclinación variable de la componente dipolar la cual forma un ángulo de casi 90° con respecto al ecuador solar durante el mínimo de actividad, que llega a ser cero durante el máximo y se incrementa en la dirección opuesta hasta alcanzar un valor cercano a -90° durante el siguiente mínimo. Los valores para la magnitud del campo polar correspondiente en la fotosfera, reportados por Hoeksema, muestran la intensidad oscilatoria del campo así como la inversión de polaridad.

Recientes teorías del campo magnético solar atribuyen el desarrollo de la intensidad del campo polar a la acción de un dínamo oscilatorio situado, probablemente, en la región de desborde, entre las zonas radiativa y convectiva del interior del Sol. La acción de éste dínamo, como ya lo hemos visto, convierte un campo magnético poloidal en un campo magnético toroidal volviendo a convertirse en un campo poloidal pero con polaridad opuesta. La fase poloidal está asociada con la baja actividad y el predominio de la intensidad del campo magnético poloidal. A alturas coronales la componente dipolar del dínamo oscilatorio es la que domina, especialmente durante el mínimo cuando los hemisferios positivo y negativo muestran un dipolo casi alineado con el eje de rotación del Sol. Mientras el ciclo de actividad progresa, la intensidad del campo polar disminuye, y los multipolos de orden mayor aparecen, complicando la estructura magnética a alturas coronales. Sin embargo, en el marco de las teorías de dínamo actuales, no es posible contar con la inclinación variable del ecuador dipolar el cual sigue la magnitud variable del campo polar.

En los resultados obtenidos por Hoeksema se puede notar que el máximo valor positivo de la intensidad del campo polar, durante el mínimo en el inicio del ciclo solar 21 (1976), es más pequeña que el máximo valor negativo, durante el mínimo en el inicio del ciclo solar 22 (1986). El ciclo magnético solar no es simétrico con respecto a la intensidad máxima del campo polar que es alcanzada en las fases positiva y negativa. En términos generales, cuando los campos polares son fuertes, el eje de la componente dipolar se encuentra cerca del eje solar (casi perpendicular al ecuador solar) y se mueve hacia el ecuador cuando la intensidad del campo polar llega a ser la más débil. También se puede ver que la máxima heliolatitud alcanzada por el eje dipolar en la fase positiva del ciclo magnético es más grande que el valor máximo en la fase negativa.

Lo expuesto anteriormente puede comprenderse si se supone la presencia de un pequeño campo fósil en el Sol, inclinado con respecto al eje solar, apuntando hacia

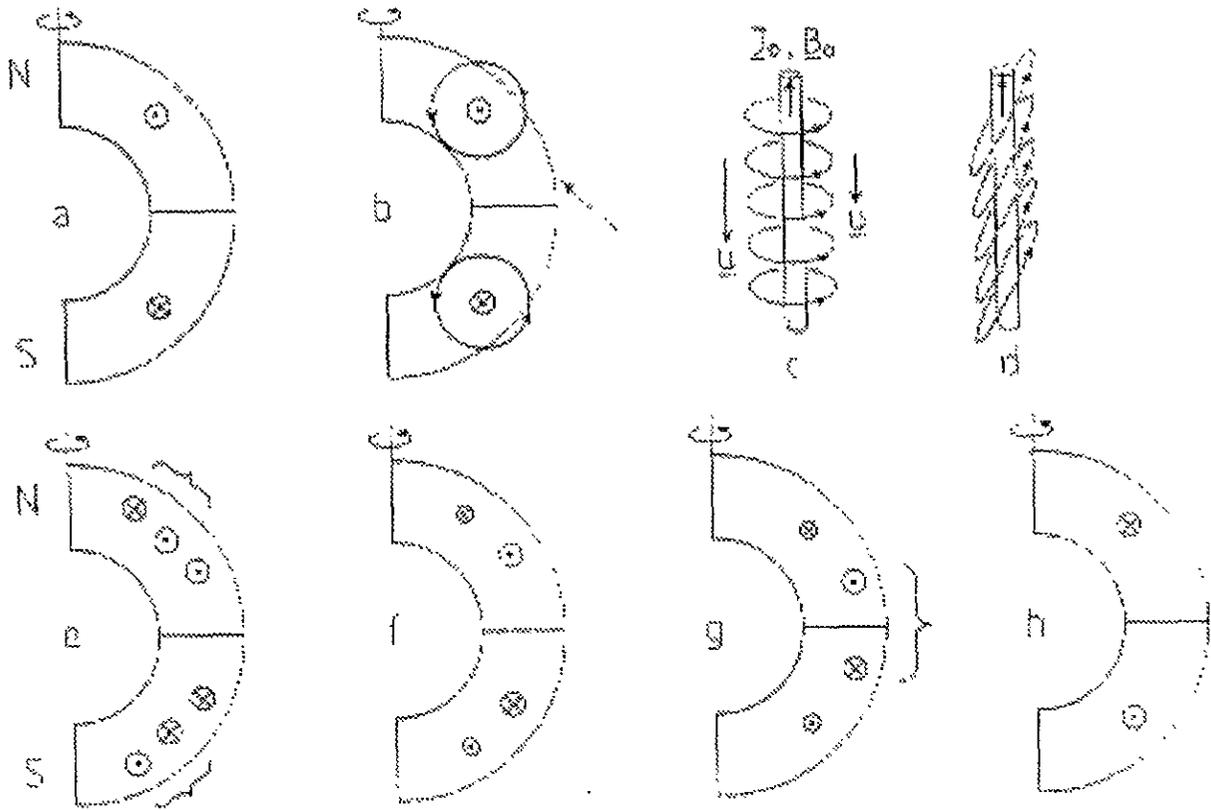


Figura 1.18: Explicación física del dínamo $\alpha - \Omega$. [Tomado de Stix, 1976].

el sur y que permanece constante mientras el campo dipolar del dínamo cambia su magnitud e invierte su polaridad (S. Bravo y G. Stewart, 1995). Sonett estimó un tiempo de decaimiento de 5×10^9 años para la componente dipolar, mientras que los modos de órdenes más grandes decaen más rápido. Por lo que cualquier campo fósil debe ser primariamente dipolar y éste campo dipolar fósil se asume que está alineado con el eje de rotación solar. Bravo y Stewart (1995) consideran que no existe una razón *a priori* para pensar que el campo fósil debe estar alineado con el eje de rotación ya que las observaciones de la línea neutra indican que quizá existe un campo fósil inclinado en el Sol. La existencia de un campo fósil requiere la rotación rígida del interior solar. Con base en las recientes observaciones proporcionadas por la heliosismología se ha mostrado que en el interior del Sol (núcleo y zona radiativa) rotan como un cuerpo rígido, con una velocidad angular igual a la de la fotosfera en latitudes medias, haciendo posible (y probablemente necesaria) la presente existencia de un campo fósil en el Sol.

Bravo y Stewart (1995) estimaron la magnitud y la orientación del campo magnético fósil usando los datos fotosféricos polares de Hoeksema (1992) para un ciclo y medio del ciclo de actividad solar (1976-1990). Los resultados obtenidos por ellos, sugieren que el valor máximo de tal campo en la superficie solar es de 1 G, con el ángulo de posición de -72 grados desde el ecuador en dirección hacia el sur. El hecho de que este campo fósil está inclinado, puede explicar el giro del ecuador magnético solar alrededor del ecuador heliográfico. Con base en el trabajo de Bravo y Stewart (1995), Boruta (1996) estima la magnitud del campo fósil en el centro del núcleo solar, obteniendo 30 G.

Capítulo 2

Actividad Solar

2.1 Preliminares

Una de las principales formas de ver el ciclo de actividad del Sol es con base en los registros del número de manchas que aparecen sobre el disco solar. En 1848 Rudolph Wolf ideó un método para estimar la actividad solar mediante el conteo del número de manchas individuales y de grupos de manchas sobre la superficie del Sol. Los registros de manchas solares datan, en una forma sistemática, desde 1849, cuando Wolf hizo un registro tabular de las manchas solares. Con base en ello, se ha tratado de reconstruir un conjunto de datos homogéneo en estos registros. Un problema en la reconstrucción se debe a la naturaleza del llamado índice de número de manchas, o número de Wolf definido como

$$R = k(10g + f) \quad (2.1)$$

donde, f es el número de manchas individuales, g es el número de grupos de manchas reconocibles y k es un factor de corrección que ajusta las diferencias entre observadores, telescopios y condiciones del lugar de observación.

En la actualidad se continúa utilizando el método ideado por Wolf. Los resultados, sin embargo, varían de un observatorio a otro debido a limitaciones como la estabilidad en la atmósfera terrestre, la experiencia de los observadores para interpretar lo que observan, etc. Para compensar estas limitaciones, cada día se calcula un único número de manchas que resulta ser el promedio de las mediciones hechas por cada uno de los observatorios que conforman una red de observación y conteo de manchas solares. El desarrollo del número de manchas promedio se muestra en la figura 2.1.

Es importante notar que en el ciclo de 11 años la amplitud de este número varía mucho. En la misma figura destaca un período (1640-1700) en el cual prácticamente se tiene una ausencia de manchas. Esta situación fue puntualizada primeramente por F. Sporer y discutida por E. Maunder a finales del siglo XIX.

Existen épocas cuando algunas manifestaciones de actividad solar, como las manchas solares, eyecciones de masa coronal, protuberancias, fulguraciones, etc. son muy

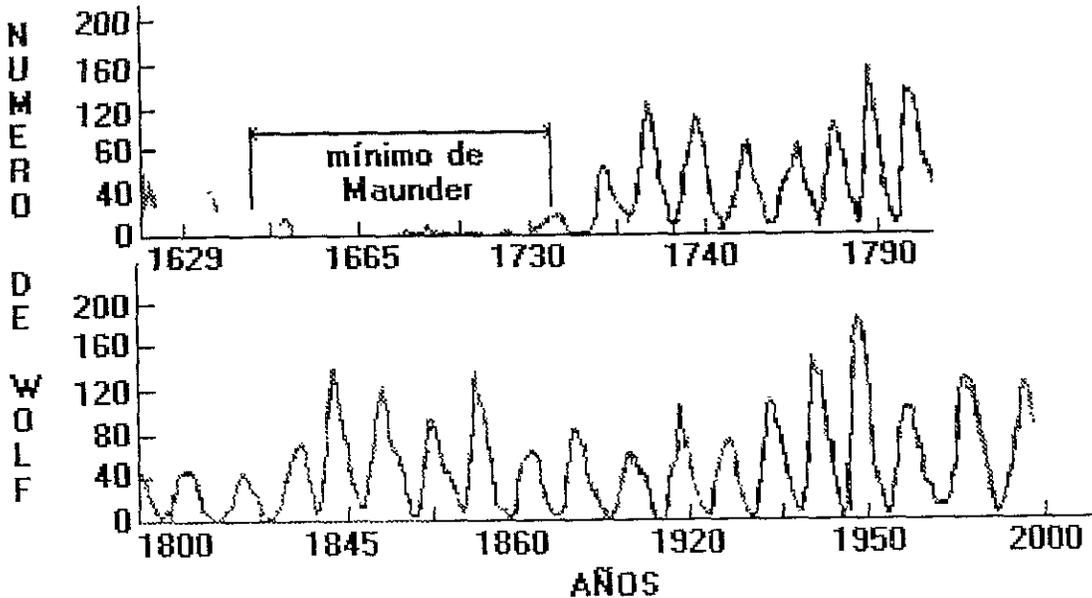


Figura 2.1: Los datos de actividad solar desde el año 1610 hasta el año 1993. El eje vertical muestra el número de Wolf. El máximo del ciclo 19, 1957-1958, el número de Wolf tiene una magnitud de casi 200.

numerosas y hay épocas en que estas manifestaciones bajan considerablemente en ocurrencia. Para el primer caso se dice que el Sol está activo y para el segundo se dice que está quieto. Estas manifestaciones tienen mucho que ver con campos localizados, por lo que, resulta importante decir que hay una periodicidad en la evolución de estos campos localizados. La actividad presenta una variación cíclica promedio de alrededor de 11 años aproximadamente y recibe el nombre de *ciclo de actividad solar*, donde la manifestación más comúnmente considerada es la aparición y evolución de las manchas solares. Actualmente, acabamos de llegar al máximo de actividad solar y fue a principios del 2001, lo que corresponde al ciclo número 23.

Carrington (1858) descubrió que existe un cambio en las latitudes medias de aparición de las manchas durante este ciclo. La ley de Sporer (1894), que se ilustra mediante el diagrama de las mariposas de Maunder (Figura 2.2), describe el decremento de las latitudes de las manchas. Las manchas se presentan en zonas de 15° a 20° de anchura, paralelas al ecuador. Las latitudes medias de las primeras manchas del ciclo están alrededor de 30° en los hemisferios norte y sur; las últimas manchas del ciclo aparecen aproximadamente en latitudes de 8° (es decir, al inicio de un nuevo ciclo, las manchas aparecen a altas latitudes solares y después van apareciendo a latitudes más bajas). Las manchas tienden a ocurrir en grupos bipolares de polaridad *predecesora* (*p*) y *seguidora*

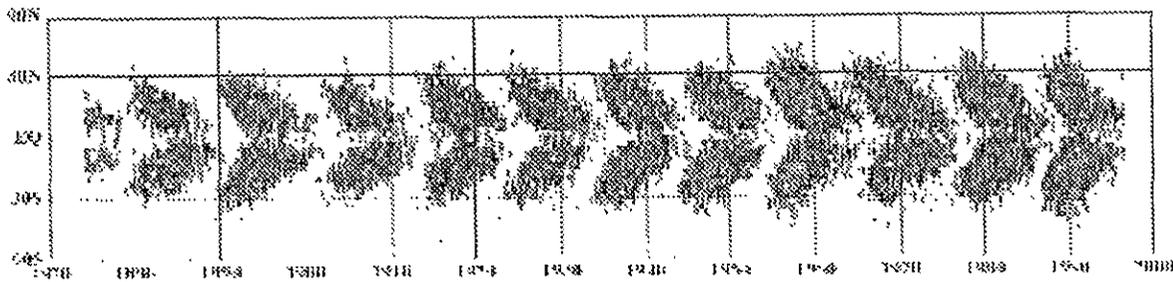


Figura 2.2: Diagrama de “mariposas” de Maunder. [Tomada de <http://www.lmsal.com>].

(*f*) que tienen el eje bipolar cercano a la línea E-O. Hale (1913) descubrió que para la mayoría de los grupos bipolares analizados, las polaridades magnéticas de la mancha *p* y la mancha *f* son opuestas y que esta situación se invierte en el siguiente ciclo de manchas de 11 años. En el ciclo 19, que tuvo su máximo en 1958, la mancha *p* en el hemisferio norte (N) y la mancha *f* en el hemisferio sur (S) tuvieron polaridad positiva. Estas polaridades se invierten de un ciclo solar al siguiente y después de otro ciclo, las polaridades de las manchas vuelven a adquirir su polaridad anterior. Este fenómeno es conocido como ley de polaridad de Hale.

Cabe aclarar que el Sol tiene muy diversas formas de actividad que de uno u otro modo están relacionadas con el ciclo de manchas y que se discutirán en el siguiente capítulo.

2.2 Regiones Activas

El estudio de la estructura de las manchas solares y su comportamiento en el ciclo de actividad solar es el punto de partida para conocer las implicaciones que tiene la actividad que se lleva a cabo en el Sol. Las extensas áreas donde se encuentran las manchas, fáculas, playas, algunos arcos coronales, fulguraciones, etc. se conocen como *regiones activas*. Además, con base en observaciones, se ha podido constatar que es en estas regiones donde se presenta la gran mayoría de la actividad solar. El carácter tridimensional de estas estructuras se muestra como regiones que nacen en la fotosfera solar, atravesando la cromosfera y se extienden hasta la corona baja. Los métodos de observación utilizados para ver a las regiones activas en las distintas bandas de emisión van desde longitudes de onda muy pequeñas (rayos X, ultravioleta) hasta longitudes de onda de radio incluyendo además las observaciones en luz blanca.

Las regiones activas se consideran, en primera aproximación, como tubos de flujo donde se encuentra plasma atrapado por líneas de campo magnético. Estas estructuras emergen de la fotosfera, manifestando ciertas características por las cuales, mediante

observaciones, son clasificadas. En general, se pueden identificar características propias de ellas como lo son, bandas espectrales que van desde rayos X hasta radio, centros de líneas de absorción, etc. La figura 2.3 muestra un esquema básico de una región activa. El flujo magnético en una región activa es aproximadamente de 10^{22} a 10^{23} Mx (maxwells). En ellas tienen lugar grandes liberaciones de energía magnética. Un caso especial de región activa lo constituyen las regiones efímeras. Estas son pequeñas regiones activas que no presentan una mancha o una fulguración asociada a ellas y presentan un flujo magnético de unos 10^{20} Mx.

El plasma en las estructuras cerradas se encuentra contenido dentro de éstas, siempre y cuando, el arco sea estable. En las fibrillas, el movimiento del plasma es guiado por los tubos magnéticos de flujo. Los *jets*, son puramente dinámicos y con frecuencia eyectan materia.

Aún no se comprende del todo cómo es que nace una región activa, la fuente de flujo magnético es probablemente un dínamo local que coexiste con el dínamo general, el cual es el responsable de la red cromosférica. En esencia, se desconoce la estructura subfotosférica de las regiones activas. Svestka (1976) con base en un análisis de puntos brillantes en rayos X sugiere que cada región activa puede ser identificada con un punto de rayos X al principio y después se desarrolla por sí misma. En su origen, las regiones activas tienen un arco magnético cerrado asociado con una mancha en una pequeña playa. Después, las manchas se mueven una respecto de la otra y el campo magnético se abre. En la fase subsecuente de evolución puede aparecer un filamento entre las polaridades opuestas. Este esquema básico de evolución para una región activa es similar al propuesto por Kiepenheuer (1953).

La Tabla 2.1 muestra las componentes de una región activa. Durante el máximo solar, el promedio de la emisión ultravioleta y de rayos X en las regiones activas puede incrementarse varias veces respecto del nivel de emisión promedio asociado al Sol quieto. Las regiones activas pueden llegar a sobrevivir hasta varias rotaciones solares.

2.3 Manchas Solares

En el Sol, los campos magnéticos localizados se presentan más comúnmente en forma de *regiones magnéticas bipolares* (RMB), que son grupos de dos manchas solares de polaridad magnética opuesta. Los campos magnéticos en las manchas solares se descubrieron más pronto que los otros debido a que su intensidad es muy alta (Hale, 1908). Después del desarrollo del magnetómetro, las observaciones mostraron que el campo de las manchas tiene una magnitud de 100 a 3800 G y a veces hasta 30 mil G. El flujo magnético total que emerge a través de una mancha de gran tamaño es hasta 10^{21} Mx. La figura 2.4a muestra la distribución del campo magnético de una región activa. Las líneas de isogauss corresponden a 15, 40 y 60 G. La figura 2.4b es la imagen de la misma región activa en la línea K del CaII (3933 Å). Cada detalle

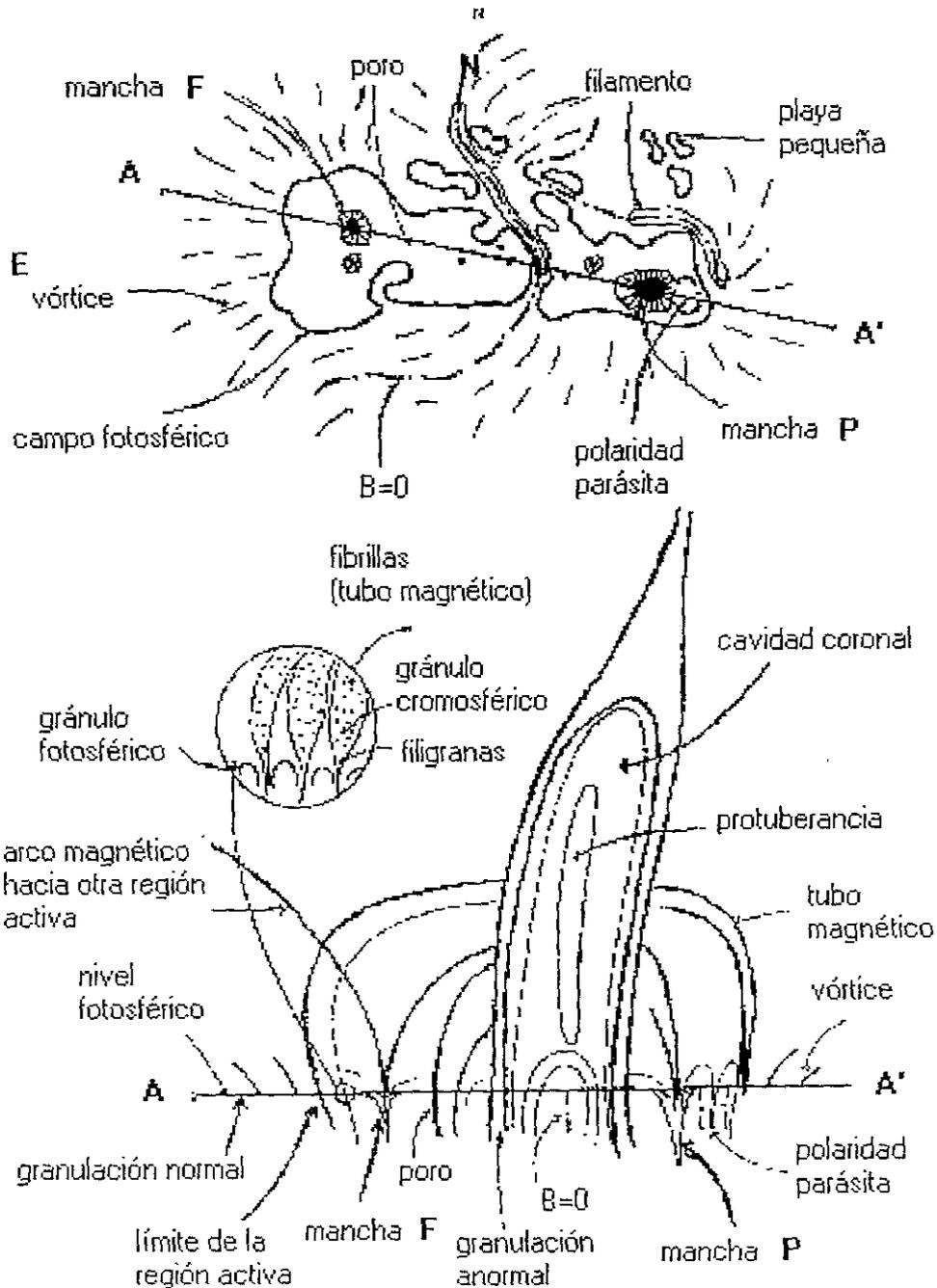


Figura 2.3: Esquema de una región activa. Arriba: dibujo compuesto de estructuras fotosféricas y cromosféricas. Abajo: corte que muestra las variaciones de alturas de las características de las regiones activas. [Tomada de Semel y col., 1991].

<i>Capa</i>	<i>Características</i>	<i>Longitud de onda (λ)</i>	<i>Observaciones</i>
Fotosfera	mancha	luz blanca	visible cerca del limbo.
	playa baja	luz blanca	
Cromosfera	fulguraciones		las más intensas región K3
	manchas	K1v	
	playas	K3, UV	
Corona	vórtices	H α	monitoreo
	fulguraciones	H α	
	filamentos	H α , K3	monitoreo únicamente en el limbo
	filamentos calientes	UVE, X	
	arcadas	H α , UVE, X, FeXIV	
	fulguraciones	UVE, X, γ	
	oleadas, jets	H α , UVE	

Tabla 2.1: Componentes de una región activa. [Tomada de Semel y col., 1991].

en el magnetograma puede ser relacionado con elementos de la estructura superficial. Mientras más grande es el área de la mancha, el campo magnético es más intenso. El valor máximo del campo en una mancha se relaciona con el área como:

$$B_{max} = 3700 \left(\frac{A}{A + 66} \right) \quad G \quad (2.2)$$

donde A es el área de la mancha en unidades de millonésimas de hemisferio del Sol.

En una mancha solar se distinguen un núcleo oscuro o *umbra* y un área menos oscura alrededor de ésta llamada *penumbra*. En el centro de la umbra, las líneas magnéticas son perpendiculares a la superficie y afuera de la mancha tienen una inclinación paralela a la superficie del Sol, figura 2.5a. La relación entre la magnitud del campo y la distancia al centro de la mancha se determina como:

$$B(\rho) = B_{centro} \left(1 - \frac{\rho^2}{b^2} \right) \quad (2.3)$$

donde ρ es la distancia al centro de la mancha y b es la distancia de la frontera de la penumbra.

Las manchas se ven como áreas oscuras en la superficie del Sol porque la temperatura de una mancha es de aproximadamente 4000 K, del orden de 2000 K menor que la temperatura general de la fotosfera que es de 6000 K.

Las manchas solares, observadas en luz blanca, son sólo una parte de la *región activa*. Los campos en la periferia de la mancha no son intensos y su influencia en la

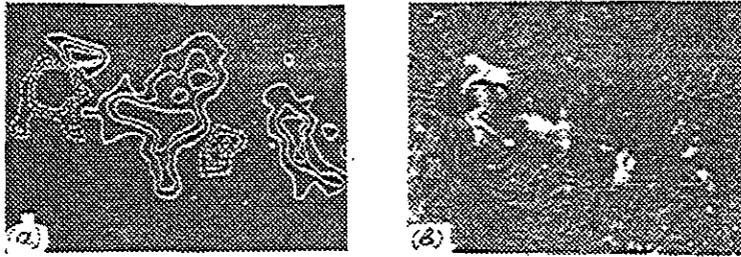


Figura 2.4: Distribución del campo magnético de una región activa construida por mediciones de magnetómetro, las líneas de isogauss corresponden a 15, 40 y 60 G. b) La imagen de esta misma región activa en la línea K CaII. [Tomada de Zirin, 1966].

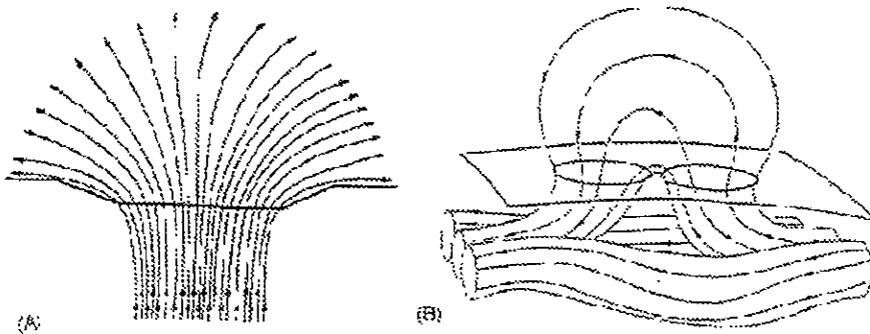


Figura 2.5: a) Magnitud e inclinación del campo magnético. b) Campos magnéticos cerca de la superficie solar en una región activa [Tomada de Parker, 1979].

convección es tal que produce un flujo de calor que sale a una capa alta de la fotosfera y sube la temperatura del gas. Por eso se observan áreas brillantes llamadas *playas* y arriba de éstas, en la cromosfera, las *fáculas*. La frontera de las fáculas que se observan en la línea del CaII K (3933 \AA), determina la frontera de la región activa. Se cree que la configuración de los campos magnéticos abajo de la superficie solar consiste de los tubos de flujo continuos de un campo magnético toroidal. Los campos magnéticos en las regiones activas cerca de la superficie solar son las secciones del campo magnético toroidal que emergieron y formaron regiones magnéticas bipolares con la orientación típica E-O, figura 2.5b.

Resulta interesante que la magnitud del campo en estas estructuras a veces excede los 1000 G. Una explicación posible de este fenómeno es que el campo magnético está concentrado en tubos de flujo discretos. Los campos magnéticos pueden ejercer presión sobre los gases de partículas cargadas como los que están presentes en la fotosfera y

la corona. La presión en uno de estos tubos de flujo excede la del plasma fotosférico que lo rodea. Para que esté en equilibrio, las líneas de campo magnético en estas estructuras deben estar torcidas. A una estructura semejante se le llama una *cuerda de flujo*. La figura 2.6a muestra de forma esquemática una cuerda de flujo compleja que está construida por muchas cuerdas de flujo más simples, o *fibras*. Aunque es posible satisfacer el balance de presión con una estructura más simple, una cuerda compleja como ésta ayuda a explicar las complejidades de una región activa (figura 2.6b). La evolución posterior de la cuerda de flujo puede proporcionar la estructura de campo que se ve afuera de las regiones activas, como se muestra en la figura 2.6c. El mecanismo para crear estas cuerdas no es ni trivial ni obvio.

Las manchas, al observarlas se encuentran en grupos. Los grupos de manchas presentan una estructura muy compleja y se clasifican frecuentemente con base en el *Sistema de Manchas de Zurich*, el cual emplea el sistema de letras de la A hasta la F para grupos regulares, más la letra H para describir grupos de manchas muy complejos.

- La clase A es para grupos de manchas que presentan una mancha.
- La clase B contiene grupos bipolares de manchas que presentan manchas con penumbra.
- La clase C presenta grupos bipolares de manchas con penumbra sobre la mancha líder.
- Las clases D, E, y F son grupos que presentan penumbra en las manchas de ambas polaridades, y cada clase se diferencia por la complejidad del grupo de manchas y el tamaño del grupo en grados heliosféricos.
- La clase H se asigna a un grupo de manchas en su estado final de evolución que presenta una mancha líder con una penumbra bien definida.

Muchos de los grupos de manchas llegan al grupo H después de haber alcanzado el C o el D, y la mitad de todos los grupos nunca llega a desarrollarse más allá de A y B.

Actualmente, el U. S. Space Environmental Forecast Center (El Centro de Pronóstico del Ambiente Espacial en EE.UU.) emplea el sistema de clasificación de tres parámetros de McIntosh. El *sistema de McIntosh* inicia con el número de manchas de Zurich y agrega varios parámetros. El primer parámetro es para describir complejidad y estabilidad de las manchas. El segundo parámetro es para describir la penumbra: *x*, para el caso de no penumbra, *r*, para rudimentaria, *s*, para pequeña asimétrica, *a*, para pequeña simétrica, *h*, para grande y simétrica, y *k*, para grande y asimétrica. Las manchas simétricas frecuentemente viven más que las manchas asimétricas.

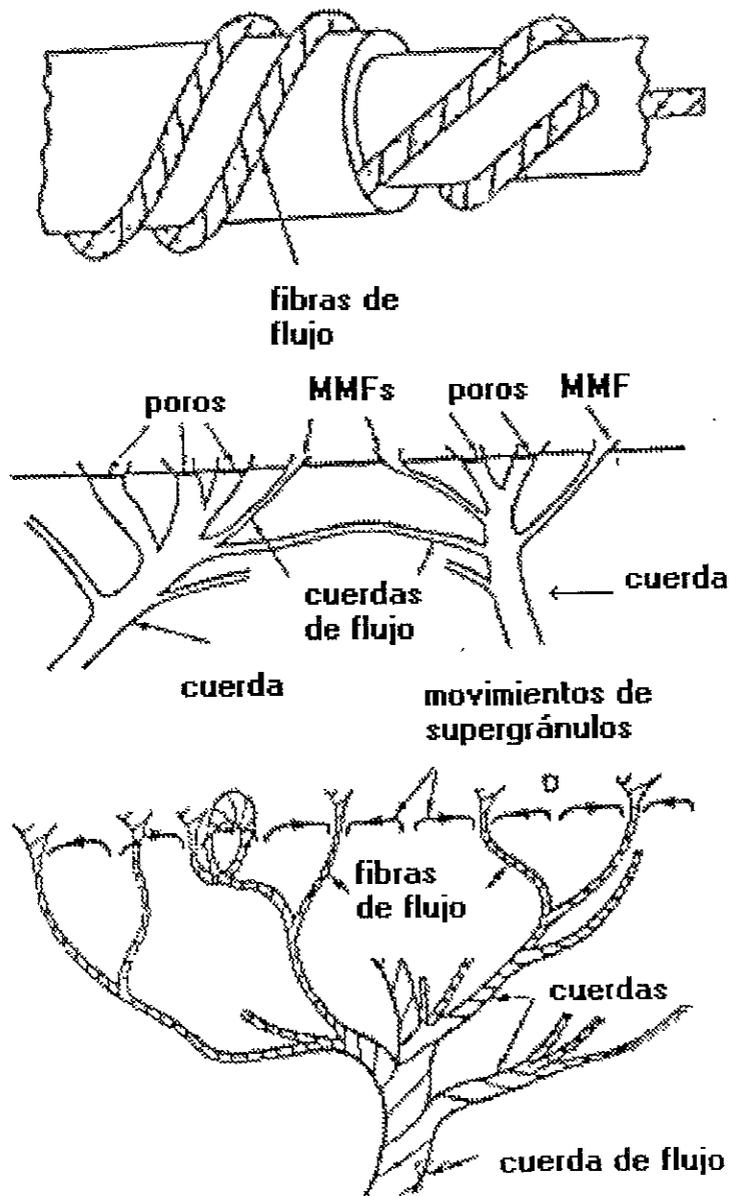


Figura 2.6: a) Estructura de una cuerda de flujo compleja. b) Posible relación entre una región activa del Sol y una cuerda de flujo que penetra la fotosfera. c) El modelo del campo magnético de una región activa. [Tomada de Piddington, 1981].

2.4 Ciclo de Manchas Solares

2.4.1 Modelos del Ciclo

El modelo básico para tratar de explicar el ciclo solar es el modelo de Babcock (1961) y existen otros modelos, también empíricos, que son en cierta forma modificaciones al modelo original de Babcock. Estos modelos se aplican en el interior del Sol, pero las observaciones solamente permiten deducir algunos parámetros de la cáscara de la capa radiativa y por lo tanto, observacionalmente no se pueden verificar las teorías existentes.

Modelo de Babcock

En este modelo, se tratan de resumir los elementos del ciclo magnético solar con las observaciones magnéticas, Babcock (1961) trató de explicar las siguientes características del ciclo magnético solar:

- La inversión del dipolo magnético del Sol en el intervalo de aproximadamente 11 años
- La ley de Sporer para las manchas solares (diagrama de mariposas de Maunder)
- La ley de polaridad de Hale

además de los siguientes fenómenos observacionales:

- La mancha p de una región magnética bipolar es siempre más grande y tiene más vida que la mancha f . La razón media del flujo efectivo en las manchas es más o menos de 3:1.
- Existe una asimetría en la dirección E-O en el número visible de las manchas solares. Maunder (1907) relacionó este fenómeno con la inclinación de los ejes de las manchas en al dirección de rotación. Minnaert (1946) encontró que las manchas de edad más grande tienen inclinación mayor que las manchas jóvenes: 0.44° para las manchas de un día de edad y 7.6° para las manchas de 27 días de edad.
- La orientación de las regiones bipolares es tal que la mancha p en general se acerca al ecuador. El ángulo entre el eje de la región bipolar y la línea E-O depende de la latitud de la región, empezando desde 19° para latitudes de $30^\circ - 40^\circ$ y disminuye para regiones cercanas al ecuador.

Para una simulación numérica, Babcock supone que las líneas magnéticas adentro del Sol residen en una capa del orden de $0.1R_\odot$, localizadas entre $\lambda = \pm 55^\circ$. El ancho de

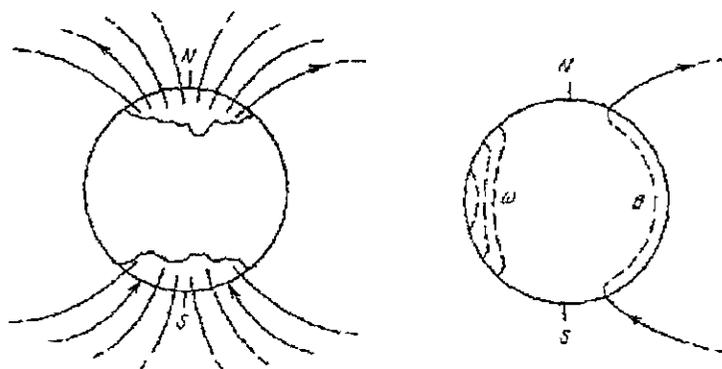


Figura 2.7: a) El campo medio dipolar representa el estado I, las capas polares tienen magnitud de 1 a 2 G. b) El corte de la parte sumergida del Sol. Las líneas marcadas con ω son superficies de la velocidad angular constante. [Tomada de Babcock, 1961].

esta capa entre $\pm 30^\circ$ es de $0.05R_s$, y en las altas latitudes el ancho se incrementa. La intensidad del campo es proporcional a la razón de área de la capa polar y de la sección transversal de esta capa:

$$B_\lambda = B_0 \sec \lambda \quad (2.4)$$

donde B_0 es la intensidad del campo magnético en el ecuador, que es aproximadamente de 5 G. Los cuatro estados principales del modelo de Babcock se muestran en las figuras 2.7 a la 2.10. En el estado 1 (figura 2.7) el campo magnético en gran escala adentro de la heliosfera está idealizado como un dipolo magnético que corresponde al Sol del año 1952, tres años antes del inicio del nuevo ciclo solar. Como en la fotosfera y la zona convectiva la velocidad angular aumenta de los polos al ecuador. Después de tres años, el ecuador hará aproximadamente 5.6 giros respecto a las latitudes $\lambda = \pm 55^\circ$ y cada línea magnética se enrollará alrededor del Sol en los dos hemisferios solares (figura 2.8). Babcock definió que el grado de *amplificación* θ del campo es función de la latitud

$$\theta = 17.6(n + 3) \sin^2 \lambda \quad (2.5)$$

donde n es el tiempo en años medido desde el inicio del nuevo ciclo solar. El ángulo de espiralización entre una línea magnética y el meridiano (Ψ) se calcula como

$$\tan \Psi = \frac{d\theta}{d\lambda} = 35.2(n + 3) \sin \lambda \cos \lambda \quad (2.6)$$

La intensidad de campo en una línea espiralizada se calcula con

$$B = B_0 \sec \lambda \sec \Psi \quad (2.7)$$

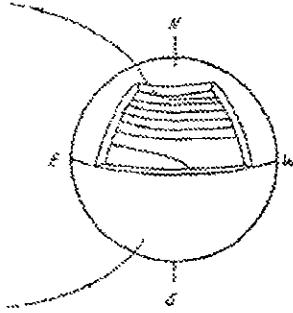


Figura 2.8: Estado II. Las líneas magnéticas sumergidas que son enrolladas por la rotación diferencial. [Tomada de Babcock, 1961].

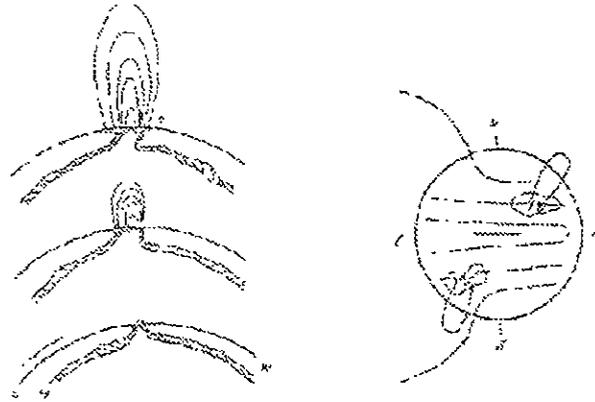


Figura 2.9: Estado III. a) La formación de una región magnética bipolar ocurre cuando el constreñimiento de una cuerda de flujo magnético sumergida, hace que esta rompa hacia la superficie debido a la boyancia magnética. Abajo, la región es compacta y simétrica; esto puede producir rápidamente manchas y otras formas de "actividad" tanto en las partes p como f . En la parte media de la figura, algunos días después, todos los arcos de flujo magnético en la atmósfera y las líneas de campo sobre la superficie comienzan a difundirse. Debido a la rotación diferencial, la RMB avanza con respecto a la cuerda de flujo sumergida, así la parte p es más compacta y tiene una intensidad de campo mayor. La figura de arriba muestra que las partes p y f de la RMB continúan difundiéndose y, mientras la intensidad del campo disminuye, las fáculas y otras evidencias de actividad desaparecen gradualmente. b) Región magnética bipolar. [Tomada de Babcock, 1961].

Cuando Ψ es grande, tenemos

$$B_0 = \sec \lambda \tan \Psi = 35.2(n + 3)B_0 \sin \lambda \quad (2.8)$$

Para valores $B_0 = 5$ G y $n = 0$ tenemos: $B = 528 \sin \phi$, para $2^\circ < \lambda < 30^\circ$.

Babcock supone que la debilitación del campo magnético en altas latitudes es el resultado del esparcimiento de las líneas magnéticas sumergidas dentro de las capas polares. Pero en las latitudes de $\lambda = \pm 30^\circ$ después de tres años de amplificación, el campo crece hasta un valor crítico de 364 G que es suficiente para la *flotación magnética*.

Las manchas solares tienen una vida bastante larga y se puede suponer que entre la mancha y la atmósfera alrededor existe equilibrio, y la suma de la presión del gas (P_{mch}) y la presión magnética de la mancha debe ser igual a la presión del gas en la fotosfera ambiente (P_{fot})

$$P_{mch} + \frac{B^2}{8\pi} = P_{fot} \quad (2.9)$$

Si la temperatura T es constante, y $P = \frac{\rho RT}{\mu}$ donde ρ es la densidad de materia, $R = 8.31 \times 10^3$ J/Kmolgrad es la constante de Ritberg y μ es la masa de un Kmol del gas; de la ecuación (2.9) se sigue que la densidad del área magnética es menor a la densidad de la fotosfera y entonces, en esta área actúa una fuerza de Arquímedes en dirección hacia arriba. Como resultado aparece una región magnética bipolar.

Para alturas más bajas, la intensidad del campo magnético crítico requiere más tiempo para la amplificación del campo. Se puede obtener una relación entre el número de años desde el inicio del ciclo solar y la latitud en que el campo toma el valor crítico. Si tomamos $B = 246$ G y $B_0 = 5$ G, tenemos

$$\sin \lambda = \pm \frac{1.5}{n + 3} \quad (2.10)$$

Al inicio del ciclo, cuando $n = 0$, la ecuación (2.10), $\lambda = \pm 30^\circ$. Como se observa, las primeras manchas del ciclo aparecen en estas latitudes. El estado III está marcado por la erupción de las regiones magnéticas bipolares (figura 2.9b). Al principio, la región magnética tiene una altura pequeña y poco a poco se propaga hacia la corona indicando el inicio de la caída de la actividad solar. La figura 2.9a muestra que la región bipolar se mueve adelante respecto a la cuerda magnética que está abajo de la fotosfera como resultado de la rotación diferencial. También por esa causa se ve que la mancha p siempre va a predominar sobre la mancha f . La mancha f tiende a moverse hacia el polo cercano, mientras que la mancha p se acerca al ecuador. El estado IV se muestra en la figura 2.10. El cambio de polaridad magnética del Sol pasa a través de la interacción de las líneas magnéticas del campo solar con las líneas de las manchas. Como muestra la figura 2.10, las líneas se separan y se unen de nuevo. Este proceso cada vez se acompaña por la neutralización de alguna parte del campo magnético solar.

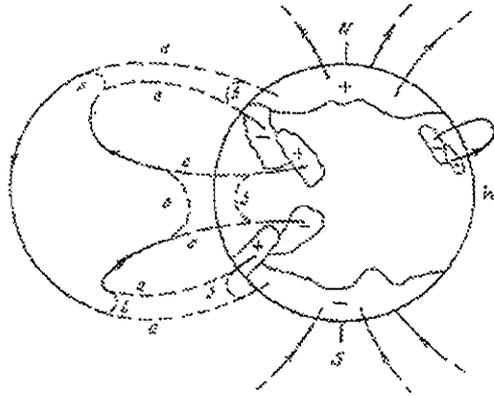


Figura 2.10: Estado IV. Expansión de las líneas magnéticas de una RMB que se reconectan con las líneas de las capas polares. El resultado es la rotación de un campo dipolar nuevo de polaridad opuesta. [Tomada de Babcock, 1961].

Luego en la continuación de este proceso, se crea el campo magnético nuevo de signo contrario. Todo esto pasa casualmente, por eso no es raro que el cambio de la polaridad no siempre se termina al mismo tiempo en los hemisferios norte y sur. El estado V repite el estado I con excepción de la polaridad.

Modelo Semi-Empírico de Leighton

Leighton (1964) analizó la pregunta del porqué las regiones activas desaparecen por expansión, proponiendo que la convección supergranular tiene como efecto dispersar el flujo magnético de acuerdo a la ecuación de difusión. Los resultados recientes muestran que con la adición de un flujo meridional, el modelo de transporte puede explicar una serie de características del campo magnético fotosférico y heliosférico, incluyendo propiedades de rotación cuasi-rígida de campos magnéticos de gran escala. Las tendencias observadas del flujo bipolar p con el flujo asociado f son aún consideradas como dadas.

Leighton da una explicación de cómo el fuerte campo toroidal puede desaparecer haciendo un camino para el campo contrario en el siguiente ciclo. Las regiones bipolares magnéticas emergen con una componente meridional opuesta en signo a la componente dipolar de gran escala del campo en el mínimo solar precedente. Si esta componente opuesta es asumida para afectar el campo en la superficie dividida, la componente meridional del campo en la superficie dividida eventualmente cambiará dando una inclinación hacia atrás. En ese punto, la rotación diferencial comenzará contraria al campo toroidal, decreciendo mientras aumenta su fuerza.

Leighton incorporó un transporte superficial de campos en un modelo magneto-cinético del ciclo de actividad (Leighton 1959). En este modelo las ecuaciones están

matizadas con elementos heurísticos y parametrizados, como la fuerza crítica para la erupción magnética. De las soluciones, emergen una variedad de conclusiones generales:

- Un gradiente radial de velocidad angular mantiene la acción del dínamo más efectivamente que un gradiente latitudinal de la misma magnitud.
- El diagrama de mariposa no es un efecto puramente cinético, como en el modelo de Babcock, donde el perfil de latitud del campo toroidal cambia en normalización pero no en forma mientras el ciclo avanza.
- Una condición inicial es olvidada, el campo no es puramente poloidal, como lo dice Babcock en su modelo para el estado I; el tiempo en el cual el campo llega a ser meridional varía con la latitud.
- Algunas de las observaciones del ciclo, como lo son las asimetrías norte-sur y las fluctuaciones en período, pueden simularse cuando existe una variación al erupcionar un campo.

Capítulo 3

Manifestaciones de la Actividad Solar

3.1 Fulguraciones

Generalidades

Las fulguraciones son fenómenos solares realmente extraordinarios y muy interesantes. Se pueden definir como una súbita, rápida, e intensa variación en brillantez. También puede decirse que una fulguración es una explosión en la cromosfera y corona baja que emite hasta 10^{32} ergs de energía. Emiten radiación en todo el espectro electromagnético, desde ondas de radio, el óptico, hasta rayos X y ocasionalmente rayos γ . Richard C. Carrington y Richard Hodgson (1859) observaron (en luz blanca) de forma independiente la primera fulguración que haya sido registrada en la literatura. El tiempo de duración de una fulguración está entre algunos minutos hasta tres horas. El área de una explosión típica es de aproximadamente $10^{15} m^2$ ($\sim 0.065\%$ de la superficie solar). La temperatura en su interior llega a alcanzar 10^7 K y la densidad de partículas de 5×10^{14} a $5 \times 10^{15} m^{-3}$.

Observacionalmente se pueden distinguir tres fases básicas de una fulguración:

- *pre-fulguración o fase precursora*. Tiene una duración desde minutos hasta horas.
- *La fase impulsiva de la fulguración*. Tiene una duración menor a cinco minutos.
- *La fase principal o gradual*. Puede durar hasta horas.

La fase precursora empieza con una emisión ligeramente realzada en un lugar de una región activa donde emerge flujo magnético de la fotosfera. La fase impulsiva se define como un incremento rápido en intensidad y volumen de emisión electromagnética. Desde esta fase la fulguración empieza a verse en la línea $H\alpha$ y está acompañada por estallidos de radio Tipo III. La fase principal o gradual, tiene una duración de horas

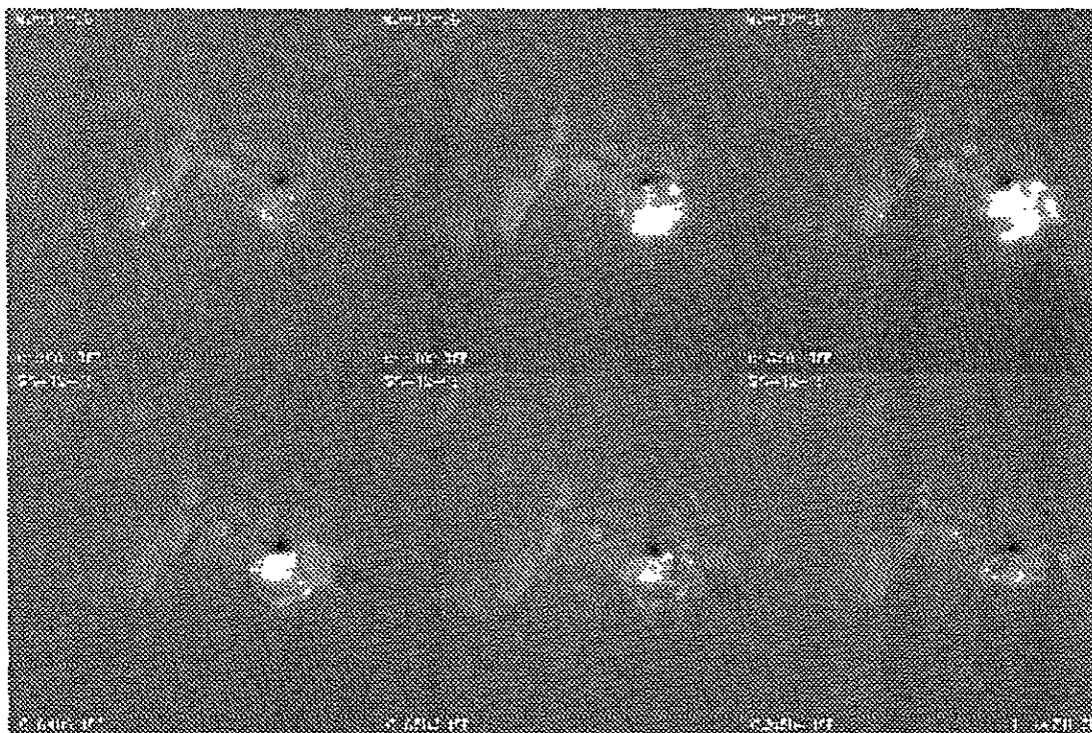


Figura 3.1: Secuencia de imágenes en $H\alpha$ de una fulguración en la región activa NOAA7834. [Tomada de <http://www.noaa.gov/>, 1995].

y está asociada con movimiento de plasma con velocidades de 800 a 2000 km/s y por esta razón se identifica con una onda de choque magnetohidrodinámica (MHD) que se propaga a través de la corona. Esta fase está acompañada por emisiones de radio de tipo II y IV y por emisión de partículas energéticas.

Observaciones

Se cree que las fulguraciones comienzan en regiones de la corona baja donde emerge nuevo flujo magnético, (Rust, 1976). Harvey y Harvey (1976) encontraron que hay una correlación entre regiones que exhiben una capa de alta velocidad fotosférica y las regiones donde tienen lugar las fulguraciones. Las observaciones en el extremo ultravioleta (EUV) hechas por el Skylab indicaron que las líneas de baja temperatura del EUV mostraron abrillantamientos y corrimiento Doppler en la base de pequeños arcos (Brueckner *et al.*, 1976). Vorphal *et al.* (1975) encontraron evidencia, en rayos X suaves (RXS), de flujos turbulentos (50 km/s) y calentamiento antes de la fulguración aunque se han observado los mismos efectos sin que haya fulguración.

La mayoría de las fulguraciones pueden ser detectadas mediante su espectro de

emisión. Históricamente, la línea de emisión más común para observarlas es la línea del hidrógeno Balmer-alfa, a 6563 \AA , conocida como $H\alpha$. Esta línea es emitida cuando el electrón en un átomo de hidrógeno se desplaza desde su segundo nivel de excitación hasta el primero. Los patrones observados en $H\alpha$ no son tan claros para resolver el problema central de la liberación de energía. La morfología más prominente en $H\alpha$ parece ser la ocurrencia de abrillantamiento a ambos lados de la línea neutra magnética (la doble cinta, siguiendo la activación de un filamento de pre-fulguración). Cuando se observa el Sol en la línea $H\alpha$ las regiones activas aparecen como playas brillantes arriba y a los lados de las manchas solares que caracterizan la región activa en la fotosfera. Una fulguración se observa como un abrillantamiento de una parte de la playa existente o también como la formación de nuevas áreas brillantes donde antes no existía playa. Las observaciones regulares en $H\alpha$ se realizan en una banda de 0.25 a 0.5 \AA en el centro de la línea de este tipo de emisión. La figura 3.1 muestra una secuencia de imágenes en $H\alpha$ del desarrollo de una fulguración.

En otras longitudes de onda, podemos ver que la emisión global de rayos X (RX) del Sol muestra, ocasionalmente, incrementos transitorios de flujo total que exhiben un rápido aumento sobre tiempos de escala de minutos y un decaimiento gradual de horas. Las imágenes en rayos X suaves (RXS) muestran que el incremento es causado por un dramático abrillantamiento local en la corona dentro de una región activa. La evolución temporal de las emisiones de una fulguración se muestra en la figura 3.2. Los principales tipos de emisión producidos por una fulguración son:

- Rayos- γ
No existe radiación de rayos- γ en el Sol quieto por lo que, cualquier emisión en rayos γ está asociada a una fulguración.
- Rayos X duros (RXD)
Los rayos X se consideran “duros” en el rango de energía de $10 - 300 \text{ keV}$. Por debajo de esta energía se consideran “suaves”, y por encima de esto son considerados como rayos γ . Existe una pequeña duda de si son producidos por mecanismos de *bremsstrahlung*. Los RXD representan una firma canónica de la fase impulsiva de la fulguración. Kane (1969) mostró que no siempre se presenta una componente no térmica (de RXD) en los estallidos solares de RX. Datlowe *et al.* (1974) han encontrado emisión detectable de RXD solamente en $2/3$ de los estallidos de RXS con flujos pico de 10^7 fotones $(m^2 \text{ s keV})^{-1}$ y, cuando se consideran fulguraciones pequeñas, la componente impulsiva es visible únicamente en un 15% de todos los abrillantamientos de fulguración (Vorphal, 1972). Por lo tanto la componente impulsiva o no se desarrolla en muchas fulguraciones o es demasiado débil (o su vida es demasiado corta) para detectarla.
Cuando está presente la componente impulsiva, ocurre en la fase explosiva de la fulguración y tiene una duración de segundos a unos cuantos minutos. En eventos grandes, se pueden observar energías de cientos de keV. Se han desarrollado

análisis detallados de los estallidos en RXD (Cranell *et al.*, 1978), los resultados se refieren a fulguraciones pequeñas o subfulguraciones y se pueden sintetizar como sigue:

- a) Los estallidos en RXD ocurren durante la fase explosiva y alcanzan su máximo, usualmente, de 0.5 a 3 min. antes del máximo de la fulguración observada en $H\alpha$.
- b) El crecimiento y decrecimiento del flujo en RXD es aproximadamente exponencial con los tiempos de subida de 2 a 5 s y tiempos de decaimiento de 3 a 10 s a una energía de 40 keV. El tiempo de subida es siempre menor o igual que el tiempo de decaimiento y un número pequeño de estallidos cortos y simples son simétricos. Esto no es cierto para los estallidos en microondas correlacionados, que generalmente tienen un tiempo grande de decaimiento.
- c) Con tiempos de resolución altos, muchos estallidos se pueden descomponer en picos de corta vida, con tiempos de subida y decaimiento menores de un segundo. Kiplinger *et al.* (1982) han encontrado estructuras significativas a resoluciones temporales menores que 10 ms.
- d) El espectro de RX es del tipo ley potencial, de la forma

$$\frac{dJ(E)}{dE} = CE^{-\gamma} \quad m^{-2}s^{-1}keV^{-1} \quad (3.1)$$

donde: E es la energía; $2.5 < \gamma < 5.0$ en el intervalo de $10 keV < E < 60$ a $100 keV$.

- e) De acuerdo con Kane (1973, 1980), el espectro se corre hacia energías más altas (se hace más duro) con el incremento del flujo y se corre hacia energías bajas durante el tiempo de decaimiento, de tal forma que el espectro más duro se obtiene al tiempo máximo del flujo.

En fulguraciones importantes, se ha observado una segunda fase de emisión gradual de RXD (Hudson, 1978) de larga duración, pero las observaciones de esta segunda fase han sido raras.

- Rayos-X suaves (RXS)

En 1965 De Jager propuso que se podrían distinguir dos componentes en los estallidos de rayos X: uno térmico (rayos X suaves), y otro impulsivo (rayos X duros) de origen no térmico, causado probablemente por haces de electrones, con una distribución no Maxwelliana de velocidades. Los RXS contienen una fracción substancial de la energía radiada en las fulguraciones. La emisión suave se expande en un rango de $1 \simeq 10 \text{ \AA}$, y consiste de una adición de bremsstrahlung (libre-libre) continuo, de libre-amarrado y líneas espectrales, típicamente debidas a las especies de metales altamente ionizados. Los electrones responsables de excitar tanto a las líneas como al continuo son, generalmente, electrones térmicos con temperaturas de alrededor de 10^7 K. Por lo tanto, las líneas de RXS proveen

un valioso diagnóstico de las condiciones (temperatura, densidad, velocidad) que presentan las fulguraciones. Los resultados más importantes basados en la observación de fulguraciones pequeñas y compactas con RXS se presentan en el resumen dado por (Brown *et al.*, 1981):

- a) El elemento primario de una fulguración parece tener una estructura de arco.
- b) Existe una nube de plasma caliente ($T \geq 20 \times 10^6 K$, densidad $\geq 10^{17} m^{-3}$) localizada cerca o en la cima del arco durante el principio de la fase impulsiva. Esta nube se elonga a lo largo del arco.
- c) Los núcleos de la fulguración tienen su origen en los pies del arco y se localizan en las dos cintas de la fulguración.
- d) El arco es oblicuo a la línea neutra y la fulguración de doble cinta cae a cada lado de la línea neutra.
- e) Los pies de los arcos se originan claramente en regiones magnéticas bipolares y conectan diferentes polaridades.
- f) El volumen del plasma caliente indica que el calentamiento ocurre en una fracción significativa del arco.
- g) El arco exhibe gran estabilidad durante la mayor parte de la fulguración, aunque se han observado movimientos de masa a bajas altitudes. Esto contrasta con las violentas eyecciones de masa, que se llevan mucha de la energía de la fulguración.
- h) Se ha encontrado evidencia de que las fulguraciones pueden experimentar calentamientos repetidos que ocurren en lugares diferentes de un arco o en arcos diferentes.
- i) El tiempo de crecimiento, decaimiento y la tasa de incremento de la emisión en RXS tienden a incrementarse con el volumen de la fulguración.
- j) Un centro típico, intensamente calentado, es de aproximadamente 2 arcseg de lado, lo que corresponde a una escala de volumen de $1400 km^3$.

De todo este conjunto de observaciones no se puede obtener ninguna pista o indicio para resolver el problema teórico de la fulguración. Además, la mayoría de estas observaciones se han hecho después de la fase impulsiva, por lo que se debe tener cuidado al suponer que éstas caracterizan el fenómeno de la liberación de energía.

- Ultravioleta extremo (EUV)

El ultravioleta extremo es una emisión térmica con temperaturas del orden de 10^4 a 10^6 K, donde se puede ver una mezcla de líneas y continuo. Existen dos componentes relevantes: emisión con una λ de $10 - 1000 \text{ \AA}$ desde la cromosfera alta y una línea de emisión en el óptico de la región de transición entre la cromosfera y la corona. Esta región del espectro provee diagnósticos sobre el rápido cambio de temperatura y densidad de las fulguraciones. Esta banda de emisión ha sido estudiada desde la Tierra y el espacio. Los resultados medidos en tierra

son obtenidos indirectamente por inferencia sobre las desviaciones repentinas en las frecuencias de las ondas de radio que se reflejan o pasan a través de la ionosfera cuando ésta responde al flujo variante de EUV proveniente de la fulguración (Donnelly, 1970). Esta técnica no tiene resolución espacial y tiene una resolución espectral muy baja, tiene además una calibración muy pobre de intensidad absoluta, pero es una buena herramienta para observar las variaciones de flujo en EUV de un evento y para hacer estudios estadísticos de varios eventos (Donnelly y Kane, 1978). El tiempo típico de evolución en EUV para una fulguración muestra dos fases: una fase de explosión impulsiva rápidamente variable, sincronizada con RXD y microondas, y una fase gradual de vida más corta que en la fulguración vista en $H\alpha$ (Cheng *et al.* 1985). Observaciones con resolución espacial muestran una gran concentración de la emisión en lugares que no coinciden necesariamente con los núcleos en $H\alpha$ (Hiei y Widing, 1979). La potencia total emitida en EUV es muy pequeña (Emsile *et al.*, 1978) lo que sugiere que su origen se encuentra en una capa muy delgada. Observando la morfología de las fuentes de EUV se puede obtener una base para aclarar el mecanismo de la fulguración, dado que éstas emisiones de alta temperatura delimitan el lugar de la liberación de energía primaria. La información cualitativa que, en principio, se puede obtener de los datos en EUV es: la densidad de partículas N , la temperatura electrónica T_e , algunas veces la constante iónica T_i y el volumen de la fuente V , así como la evolución en el tiempo de cada uno de estos parámetros (Sturrock *et al.*, 1979, Doyle *et al.*, 1983). Las temperaturas se infieren a partir de la intensidad de las líneas espectrales. Los volúmenes se infieren de datos con suficiente resolución espacial, suponiendo una extensión comparable a lo largo de la línea de emisión. Sin embargo, a través de datos en RX, se ha visto que dentro de los arcos las fuentes más intensas de emisión no se han resuelto, por lo tanto solamente se tiene un límite superior para el volumen. Se usa comúnmente el valor de V para inferir N a partir de N^2V , que determina la intensidad absoluta de las líneas de una fuente dominada por colisiones y ópticamente delgada.

- Óptico

Aquí se encuentra una variedad de líneas y continuo, constituyendo una fracción sustancial del total de energía liberada y encontramos emisiones de líneas, como por ejemplo, la línea $H\alpha$. Las imágenes de fulguraciones en longitudes de onda del óptico son posibles gracias a los telescopios y presentan una gran cantidad de datos morfológicos sobre la estructura y evolución de las fulguraciones. Históricamente, la intensidad y/o área de las fulguraciones en $H\alpha$ era el único camino para clasificar el tamaño de las fulguraciones; nuestra comprensión de lo que es una fulguración "grande" contra una "pequeña" ha ido evolucionando considerablemente, llevándonos a otros métodos de clasificación.

- Radio

Las ondas de radio constituyen un campo de radiación de baja energía que nos proporciona información acerca de las fulguraciones. Aunque considerablemente insignificante, la emisión de radio es rica en detalles y complejidad debido a que nos provee de indicios de electrones energéticos, magnitudes de campo magnético, densidades, etc. Los mecanismos principales de este tipo de emisiones es la radiación sincrotrónica, el proceso de emisión conocido como bremsstrahlung y procesos colectivos de plasma. La emisión de radio que sigue a una fulguración es muy variable. En longitudes de onda de radio, puede haber estallidos de segundos o minutos de duración con una aparición subsecuente de tormentas que duran de horas a días. Se clasifica la emisión métrica en cinco tipos principales (Wild 1963):

- Estallidos de tormenta de ruido (Tipo I)
- Estallidos de corrimiento lento (Tipo II)
- Estallidos de corrimiento rápido (Tipo III)
- Emisión continua de banda ancha (Tipo IV)
- Emisión continua de longitudes de onda de metros (Tipo V)

Algunas características de estos tipos de emisión se describen en la Tabla 2. Las características e interrelaciones de estos tipos de emisión de radio se ilustran considerando la secuencia de eventos que tienen lugar en una fulguración solar. Wild (1963) divide el evento en dos fases. En la fase 1, tienen lugar estallidos cortos e intensos inmediatamente después de la fulguración visible y se mueven rápidamente desde cerca de los 500 MHz hacia frecuencias bajas. Estos son los estallidos Tipo III o de corrimiento rápido; su emisión instantánea está en una banda muy estrecha de pocos MHz de ancho. Se cree que el origen de la radiación son oscilaciones de plasma asociadas con la eyección de haces de electrones a velocidades de 100 000 km/s o más, como resultado de la explosión cromosférica de una fulguración.

Clasificación

Las fulguraciones han sido clasificadas, históricamente, por su apariencia en la línea $H\alpha$ del hidrógeno, siguiendo criterios de área y de intensidad en el aumento de su emisión. El sistema óptico para clasificarlas utiliza el área de la fulguración (en grados de latitud heliocéntrica). Se añaden los sufijos *f*, *n* o *b* si la brillantez es débil, normal o brillante, respectivamente. En la banda de radio, por arriba de los 2000 MHz, se considera que si un evento presenta un flujo de frecuencia mayor a 1 ufs (donde $1 \text{ ufs} = 10^{-22} \text{ w/m}^2/\text{Hz} = 10^4 \text{ Jansky}$), es una fulguración. Para fulguraciones impulsivas, la clasificación de importancia de área se puede relacionar con el flujo de microondas

Tipo	Agente de Excitación	Proceso Probable de Emisión	Polarización	Duración
I	Electrones Rápidos Atrapados	Plasma Fundamental	Fuerte Modo O	Impulso 0.1 a 10 s Tormenta hrs a 1 día
II	Onda de Choque	Plasma	f débil Modo O 2f ninguno	5 a 30 min 5 a 30 min
III	Chorro de Electrones	Plasma	f moderado Modo O 2f débil Modo O	10 s 10 s
IV (temprano)	Electrones Rápidos Atrapados	Segundo Armónico de Plasma	Débil o Ausente	10 min
IV (tardío)	Electrones Rápidos Atrapados	Plasma Fundamental	Fuerte Modo O	1 hr
IV (móvil)	Plasmoide Eyectado	Giro Magnética	Modo X Débil o Fuerte	20 min a 2 hrs
V	Chorro de Electrones	Plasma	Ninguna	minutos

Tabla 3.1: Emisiones de Radio. La O indica ordinario, X es extraordinario, f es la frecuencia y 2f el segundo armónico. [Tomada de Astrophysics of the Sun; Zirin, 1988].

mediante:

$$Imp = \log_{10} S(ufs) - 0.5 \quad (3.2)$$

donde S es el flujo a 5 GHz (6 cm). Esta forma de clasificarlas resulta mejor que si se clasifica por área, sin embargo, sólo sirve para eventos impulsivos. Otra clasificación para las fulguraciones se basa en el flujo de rayos X suaves (RXS) monitoreados por la nave espacial GOES. En esta clasificación el flujo de energía se encuentra en la banda de 1 a 8 Å. Este esquema usa letras que denotan el orden de magnitud del flujo ($B = 10^{-4}$, $C = 10^{-3}$, $M = 10^{-2}$ y $X = 10^{-1}$ en unidades de $erg\ cm^2\ s^{-1}$) y el número denota el múltiplo de la cantidad base. Por ejemplo, una fulguración C5 tiene un flujo de $5 \times 10^{-3}\ erg\ cm^2\ s^{-1}$ en la banda de 1 – 8 Å. La Tabla 3.2 nos presenta la clasificación de las fulguraciones con base en los criterios ya descritos.

Fulguraciones monitoreadas en la banda de rayos-X duros (RXD) han sido clasifi-

Area (<i>grados</i> ²)	Area en $10^{-6} A_{\odot}$	Clase	Flujo Típico a 5000 MHz (<i>ufs</i>)	Clase Típica en RXS
≤ 2.0	≤ 200	S	5	C2
2.1-5.1	200-500	1	30	M3
5.2-12.4	500-1200	2	300	X1
12.5-24.7	1200-2400	3	3000	X5
> 24.7	> 2400	4	30000	X9

Tabla 3.2: Clasificación de fulguraciones por su área. $10^{-6} A_{\odot}$ simboliza la millonésima parte del hemisferio y *ufs* son las unidades de flujo solar ($10^4 Jansky$). [Tomada de Astrophysics of the Sun; Harold Zirin, 1988].

cadadas dentro de tres clases principales, (Tanaka, 1987). Contrario a las clasificaciones anteriores, esta clasificación no concierne a la extensión geométrica o intensidad del evento, pero sí a la duración y forma de la curva de emisión. Las fulguraciones se categorizan como sigue:

- *A*
Fulguraciones térmicas, con una temperatura de $T = 3 - 4 \times 10^7 K$, que son presumiblemente compactas, de baja altura, eventos que exhiben una variación suave de flujo contra un perfil de tiempo, corresponden presumiblemente a la energía de un arco simple.
- *B*
Fulguraciones impulsivas que presentan una emisión aguda de RXD y microondas proveniente de la base de arcos y la corona baja. Se asocian generalmente con arcos muy grandes.
- *C*
Fulguraciones graduales, son de larga duración (> 30 min), con picos graduales, un espectro duro y fuerte emisión de rayos X y microondas. Se cree que ocurren en arcos muy grandes ($\geq 50,000$ km). Presumiblemente involucran partículas en una trampa coronal de baja densidad que decaen lentamente debido a colisiones coulombianas.

Modelos

Las fulguraciones se dividen en dos tipos diferentes: *fulguraciones de doble cinta o dinámicas* y *fulguraciones compactas (arco simple o estáticas)*. La mayoría son del tipo de arco simple, que son fulguraciones pequeñas en las que no hay cambios en su configuración ni en su posición. A menudo las fulguraciones de tipo doble cinta ocurren

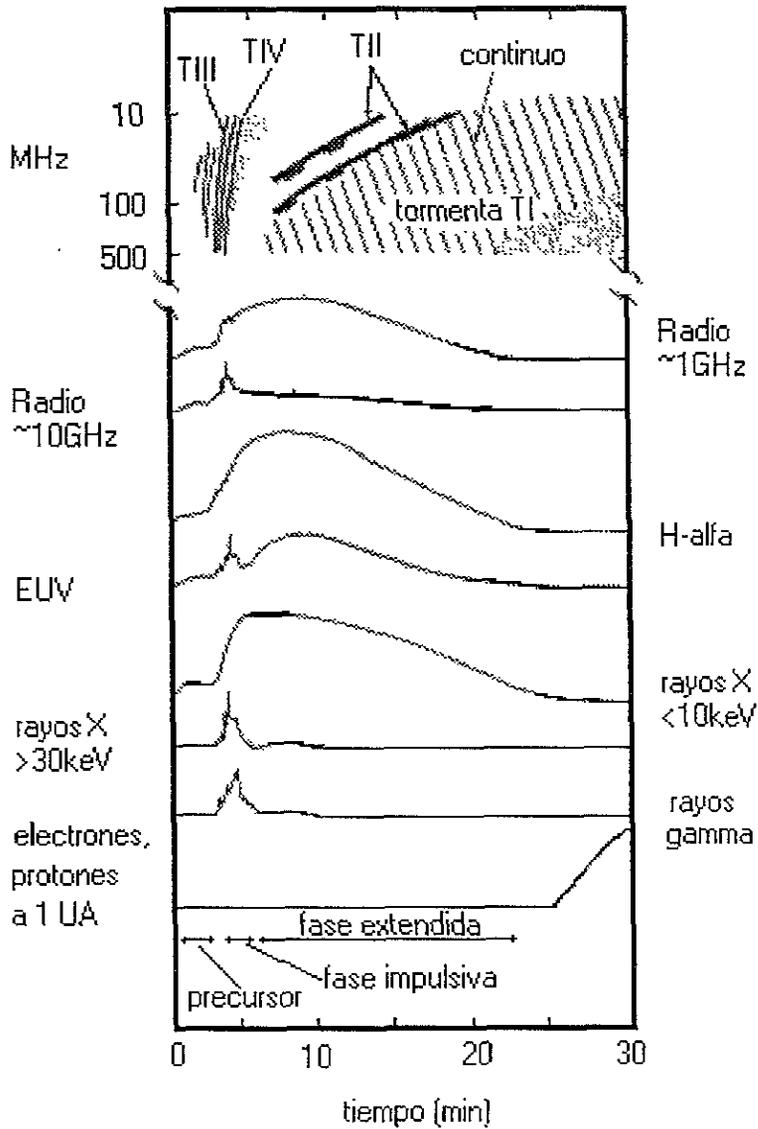


Figura 3.2: Evolución en el tiempo de las emisiones de una fulguración. [Tomada de Solar Astrophysics].

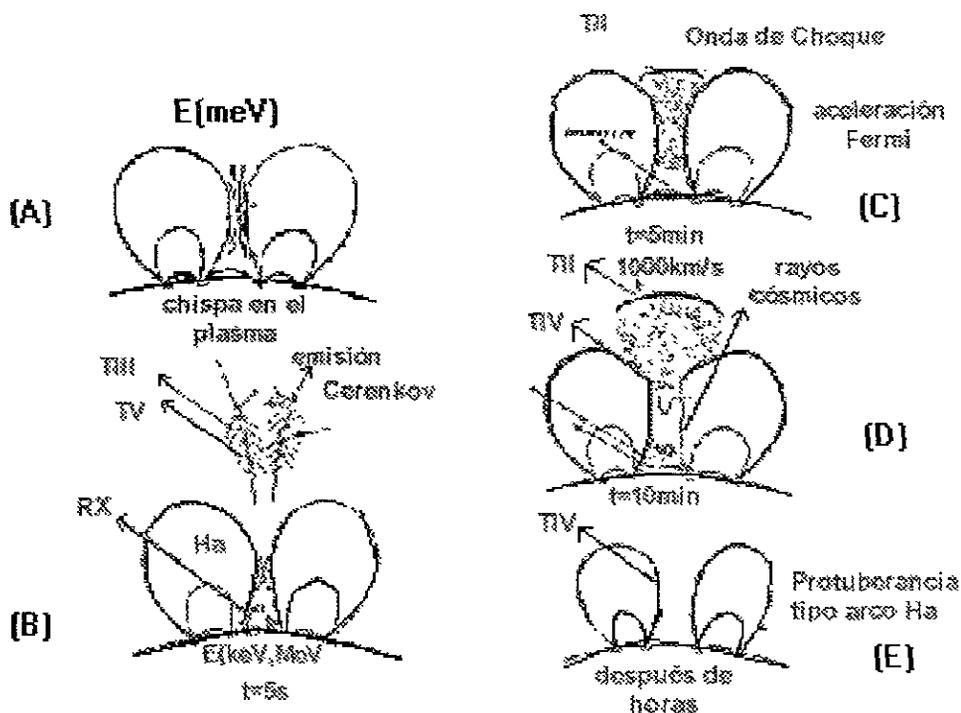


Figura 3.3: Modelo de tres fases de una fulguración acompañadas por diferentes tipos de emisiones electromagnéticas. a), b): la fase impulsiva; c), d), e): la fase eruptiva. [Tomada de Wild, 1963].

justo después de la desaparición súbita de un filamento. En este caso la doble cinta se encuentra en ambos lados del filamento formado. Durante la fase de decaimiento las dos cintas se mueven por separado a una velocidad típica de 10 km/s .

Existen varios modelos para las fulguraciones solares, pero todavía tienen algunos detalles no muy claros. El problema central radica en determinar qué posibilidades existen para almacenar 10^{32} ergs de forma tal que pueda ocurrir una liberación repentina de la energía en un tiempo de 10^2 s. La opinión general de estos modelos es que la energía puede ser almacenada en el campo magnético. Todos los modelos de las fulguraciones se dividen en tres clases de topología magnética:

- Los modelos de *arcos aislados o arcadas*, en los que la corriente a lo largo de las líneas de campo puede producir un campo de cizallamiento inestable o inestabilidades de modo de desgarramiento (Spicer, 1976), o a interrupciones de corriente (Alfvén y Carquist, 1976).
- Los modelos de surgimiento de las *hojas de corriente en la interfase de los arcos de polaridad magnética opuesta* (Syrovatskii, 1966. Hevaerst y col., 1977). Los

modelos de este grupo se distinguen por diferentes ideas de la evolución de la hoja neutra. Sweet (1958), Gold y Hoyle (1960) argumentan que dos arcos pre-existentes se acercan uno al otro debido al movimiento relativo de sus pies en la fotosfera. Heyvaerts y col., (1977) proponen que la hoja neutra se forma en la interacción de un arco nuevo emergente bajo una estructura magnética. Petschek (1964) supone que la reconexión de las líneas en una hoja de corriente que va hacia afuera en ambos extremos, puede ser provocada por la acción de una onda de choque. Puede ser llamada una onda de aniquilación. Una vez que el fluido ha cruzado el frente de onda, se mueve rápidamente junto con las líneas de campo reconectadas. El mecanismo de aniquilación en una hoja de corriente puede ser relevante en el proceso de la fulguración puesto que la fulguración en sí puede cambiar la situación drásticamente.

- Los modelos de *hojas de corriente de gran escala entre las líneas de campo abiertas* (que existen en la base de los cascos coronales) (Sturrock, 1967). Wild (1963) investigó en detalle la dinámica de las hojas de corriente para que fuera aplicable al problema de la fulguración. Una hoja de corriente se forma en el ambiente de la fase prefulguración entre flujos magnéticos de polaridad opuesta que se acercan entre sí y se forma un punto neutro X (figura 3.3a). Supongamos que la distribución de campo magnético alrededor de un punto neutro es como en la figura 3.3b y la corriente eléctrica es perpendicular al plano del dibujo. En este caso, la fuerza magnética $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ tiene la dirección que muestran las flechas gruesas. Como las líneas magnéticas se mueven con el plasma, el resultado es que la materia y el campo se aprietan en dirección x y se estiran en dirección y . La densidad de corriente \mathbf{J} en el punto neutro X crece y por fin, en un momento, puede surgir la chispa que inicia la fase impulsiva de la fulguración. Después de este proceso las líneas se rectifican y la línea B tiene una trayectoria parecida a la línea A.

3.2 Erupciones de Filamento

El término *protuberancia* o *filamento* es usado para describir una variedad de objetos, desde estructuras relativamente estables con tiempos de vida de muchos meses, hasta fenómenos transitorios que pueden durar menos de una hora. Las protuberancias son grandes chorros de material que presentan una forma de arco, emergen desde la superficie del Sol y al proyectarse sobre el disco solar se observan como filamentos oscuros en la línea de emisión $H\alpha$. Las protuberancias se estiran desde la fotosfera hacia la corona, a unas alturas que alcanzan hasta cientos de miles de kilómetros y su tiempo de vida puede ser de días hasta meses. Los filamentos pueden tener un tiempo de vida largo. Son típicamente quietos por dos o tres rotaciones solares. Sin embargo, algunos filamentos quietos llegan a desaparecer. Esta súbita desaparición en cuestión

de algunas horas es conocida como desaparición brusca o *erupción de filamento*.

Los filamentos se encuentran preferencialmente en dos cinturones de latitud, en una franja de alta latitud (llamada corona polar) y en latitudes medias activas. Ellos forman volúmenes extendidos de baja emisión coronal, llamados cavidades de filamento. Estas se sitúan a lo largo de líneas neutras de campo magnético longitudinal. Sin embargo, no todas las líneas neutras están marcadas por filamentos y usualmente sólo una pequeña fracción de la cavidad es ocupada por un filamento. Mediciones directas del campo magnético de protuberancias indican campos de 5 a 10 G en protuberancias quietas. Las protuberancias activas se relacionan generalmente con regiones activas y en ellas los campos magnéticos son del orden de 250 G.

El espectro de protuberancias quietas es similar al de la cromosfera y es de una temperatura de alrededor de 7000 K o menor. Este plasma es más frío que la temperatura de la corona que rodea al filamento a la misma altura, pero su densidad es mucho más alta. Las densidades típicas de electrones encontradas están entre 10^{16} y $10^{17} m^{-3}$. Las densidades de plasma llegan a ser del orden de $10^{18} m^{-3}$. La tonalidad oscura de los filamentos persiste en las radiaciones UV y en las microondas de la región de transición. No queda claro si esta tonalidad se debe a la baja presión del plasma en estas longitudes de onda o a una pequeña región de transición que existe en la cromosfera quieta. Cada filamento quieto o protuberancia, contiene plasma moviéndose a altas velocidades.

Las protuberancias activas se dividen en cinco grupos:

- Chorros, explosiones, *jets*.
- Emergencias.
- Arcos y lluvias coronales.
- Protuberancias ascendentes.
- Filamentos de manchas.

Las protuberancias de la primera clase son una fase de la explosión de la fulguración, representan una parte de ésta. La materia sale con un ángulo de 20 a 30° de la superficie a velocidades de 200 a 2000 km/s. Las emergencias son fenómenos más organizados y menos activos; a veces están relacionadas con la última fase de la fulguración. Generalmente inician en pequeñas áreas brillantes que se llaman subfulguraciones. Las velocidades de la materia que se encuentra adentro son del orden de 50 a 200 km/s. Los arcos y lluvias coronales siempre están en las áreas más activas de las manchas solares. Las protuberancias de las manchas no se relacionan con las fulguraciones. Los filamentos de las manchas cambian muy rápidamente pero su tiempo de vida es largo. Es frecuente que la materia del filamento de la mancha sea arrastrada dentro de la mancha solar. Las protuberancias ascendentes son quietas pero pueden transformarse

en protuberancias eruptivas por cambios en su naturaleza durante su tiempo de vida. Cuando una protuberancia quieta sube en forma de arco gigante, es frecuente que la materia se arranque de la superficie y salga con velocidades de 500 km/s. En algunos casos, el tamaño de una protuberancia eruptiva puede sobrepasar el diámetro del Sol. Smith y Priest (1979) estudiaron el proceso de formación de las protuberancias, con base en las ecuaciones básicas de la MHD. La formación de las estructuras magnéticas es el resultado de la influencia de las fuerzas magnética, de gravitación y del gradiente de presión térmica en la corona:

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{g} - \nabla P \quad (3.3)$$

donde ρ es la densidad, \mathbf{v} es la velocidad, \mathbf{J} es la densidad de corriente, \mathbf{B} es el campo magnético, \mathbf{g} es la aceleración de la gravedad y P es la presión térmica.

La velocidad del plasma en las protuberancias es mucho menor que la velocidad de las ondas MHD, por ello, se supone que las protuberancias están aproximadamente en equilibrio, con un balance entre las fuerzas de gravedad, magnética y el gradiente de presión térmica. La ecuación (3.3) se reduce a

$$-\nabla P + \mathbf{J} \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{g} = 0 \quad (3.4)$$

La fuerza $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ es perpendicular a la dirección de \mathbf{B} y por esta razón, a lo largo de las líneas magnéticas, la materia de una protuberancia está en equilibrio hidrostático:

$$-\nabla P + \rho \mathbf{g} = 0 \quad (3.5)$$

o bien

$$\frac{dP}{dz} = -\rho g \quad (3.6)$$

donde la fuerza de gravedad está en la dirección opuesta al eje z .

Kippenhahn y Schlüter (1957) desarrollaron el modelo para la materia de la protuberancia que está sostenida por el campo magnético, donde la componente horizontal y vertical (contra la gravedad) del balance de las fuerzas son, respectivamente:

$$P + \frac{B^2}{2\mu} = \text{constante} \quad (3.7)$$

$$\rho g = \frac{dB_z}{dx} \frac{B_z}{\mu} \quad (3.8)$$

donde μ es la permeabilidad magnética. En los últimos trabajos, Priest y Col (1989) notaron que solamente un campo magnético especial permite formar las protuberancias. Se supone que inicialmente existe un tubo de flujo gigantesco no torcido y que por lo menos algunas líneas magnéticas están deprimidas. Si el campo magnético empieza a

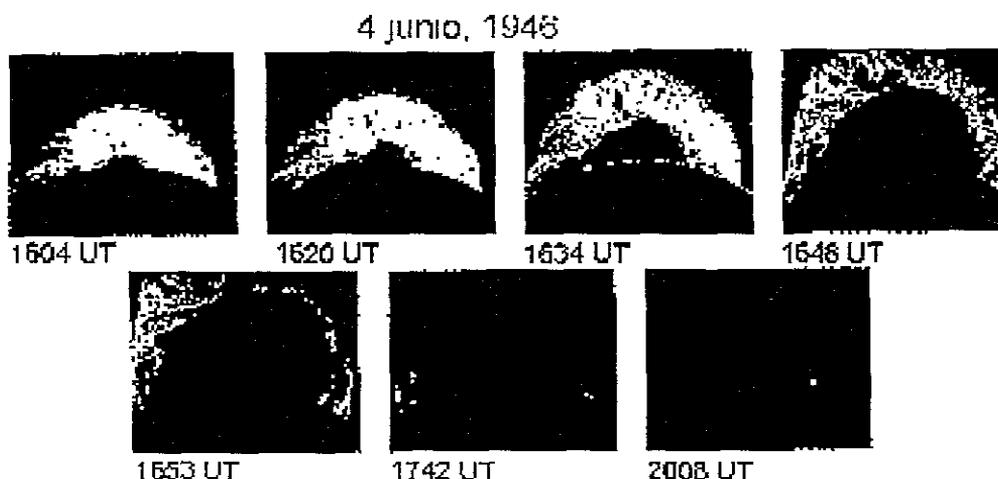


Figura 3.4: Erupción de filamento de una protuberancia quieta. [Tomada de *The nature of solar prominences*; Einar Tandberg-Hanssen, 1995].

inclinarse por todas partes, la torsión de las líneas magnéticas forma un flujo de cuerdas deprimidas. Así es como puede formarse una protuberancia.

En 1889, Deslanders observó, con la ayuda de un espectroheliógrafo, la primera erupción de filamento que se tenga registrada. Posteriormente, d'Azambuja, en 1948 realizó un estudio extenso de este tipo de fenómeno. La aparición de una erupción de filamento no se debe, generalmente, a la activación inducida de una fulguración (Raadu *et al.*, 1987) pero la perturbación tiene una profunda influencia sobre la estabilidad del filamento. Generalmente, las erupciones de filamento ocurren fuera de las regiones activas y no presentan una asociación con estallidos de RX o de radio. Antes de que ocurra una erupción de filamento, el material de la protuberancia exhibe un incremento aleatorio de velocidades, desde 30 a 50 km/s, y entonces la protuberancia completa, o casi toda, comienza a ascender con una velocidad creciente V_v . Esta velocidad de conjunto puede llegar a alcanzar valores de cientos de km/s. La figura 3.4 muestra la secuencia en $H\alpha$ de una erupción de filamento.

Mientras la erupción de filamento comienza, la protuberancia quieta es eyectada hacia la corona con un incremento uniforme de velocidad. La figura 3.5 muestra la curva descrita (curva II) por este incremento uniforme de velocidad. El material de la protuberancia continúa afectado por la fuerza que lo hace ascender llegando a alcanzar la velocidad de escape en esa región. Este valor de velocidad de escape, que en la fotosfera es de unos 618 km/s, sufre una caída a alturas coronales (100,000 km por encima de la fotosfera). En adición a la velocidad de salida del material eruptado, la fase de erupción del filamento se caracteriza además por un interesante movimiento en espiral y una estructura helicoidal del material de la protuberancia. El movimiento

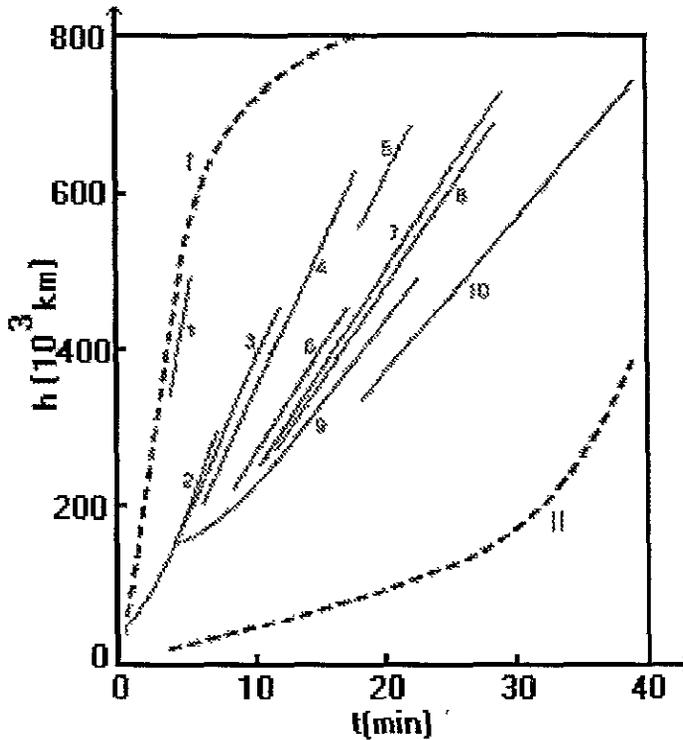


Figura 3.5: Gráfica de altura contra tiempo para 10 protuberancias del tipo resoplido. Las curvas I y II representan los esquemas realizados por Valnicek para resoplidos y erupciones de filamento, respectivamente. [Tomada de *The nature of solar prominences*; Einar Tandberg-Hanssen].

en espiral revela algo de la naturaleza inherente a estas protuberancias, esto se debe a la interacción del campo magnético ascendente con el plasma de la protuberancia. De acuerdo a d'Azambuja (1948), aproximadamente, la mitad de todos los filamentos de baja latitud sufren una erupción de filamento y desaparecen temporalmente, al menos una vez. Consecuentemente, la fase de erupción de filamento podría ser considerada una experiencia "normal" de las protuberancias quietas. Es importante notar que, cuando los filamentos se reforman, aparecen con una forma similar previa a su erupción. La razón de ocurrencia de las erupciones de filamento sigue el ciclo solar. Vizoso y Ballester (1988) encontraron que durante los años de máximo había entre 50 y 200 casos, mientras que en los años de mínimo de actividad, se presentaron de 5 a 30 casos. Mientras que el término erupción de filamento fue inventado, originalmente, para la súbita desaparición de protuberancias quietas, ahora es usado para filamentos de regiones activas. Además, un filamento (activo o quieto) puede desaparecer abruptamente en $H\alpha$ debido a calentamiento que no involucra procesos dinámicos

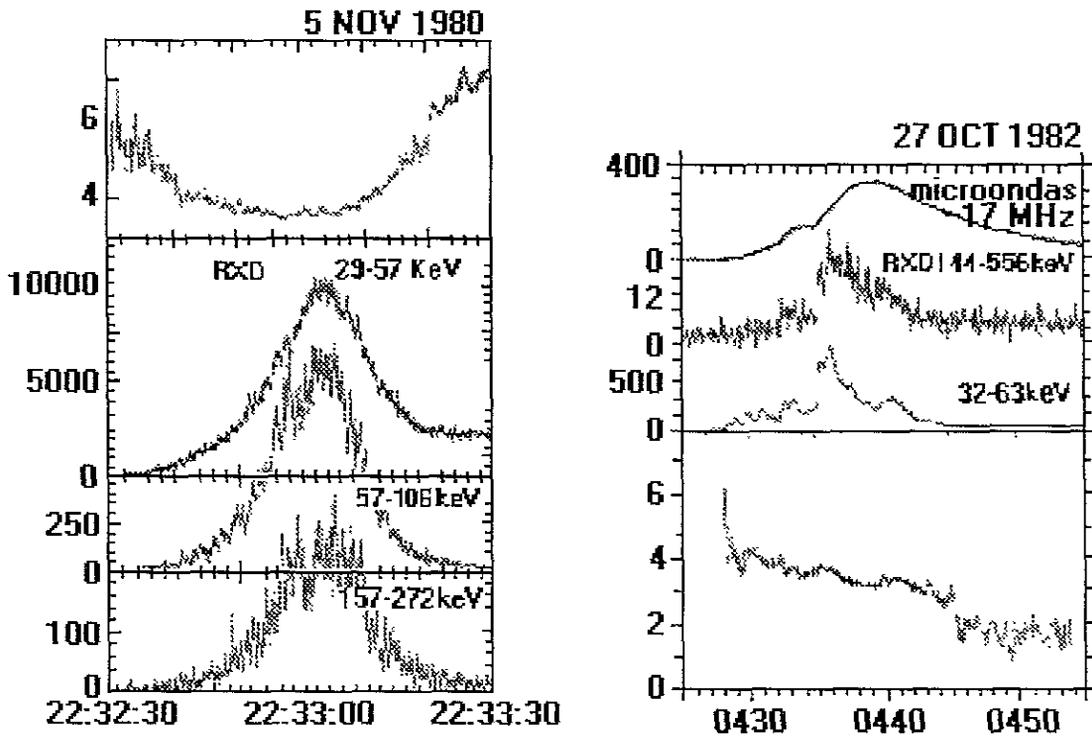


Figura 3.6: Razón de cuentas e índice espectral contra tiempo para, izquierda: una fulguración impulsiva (Dennis, 1985) y derecha: una fulguración gradual (Kosigi, Dennis y Kai, 1988). Note las diferentes escalas de tiempo. [Tomada de Plasma astrophysics; Arnold O. Benz, 1993].

aparentes. Para distinguir este fenómeno de la clásica erupción de filamento, Mouradian *et al.* (1981, 1986) y Mouradian y Soru-Escatu (1989), llamaron a esta desaparición una erupción de filamento térmica. Pueden ser vistas *in situ*, en líneas espectrales formadas a temperaturas altas. Estas erupciones de filamento térmicas pueden estar relacionadas con fulguraciones o quizá con arcos corales adyacentes (Schmahl *et al.*, 1982; Mouradian *et al.*, 1986). Podemos también notar que, tanto las erupciones de filamento clásicas como las térmicas, pueden llevarse a cabo simultáneamente, y el efecto combinado de estos dos procesos ha sido estudiado por Fontenla y Poland (1989)

3.3 Partículas Energéticas

Desde la década de los 40's se sabe que algunas fulguraciones en $H\alpha$ se asocian a emisión impulsiva de partículas relativistas observadas en la Tierra (Forbush, 1964). Inmediatamente surgió la cuestión, que permanece sin respuesta, de cuál es el mecanismo de aceleración de dichas partículas.

Las características principales del proceso de aceleración de partículas son:

- El espectro de energía.
- La composición y la distribución angular de las partículas aceleradas.
- La duración y tasa de aceleración.
- El lugar y otros parámetros de la región de aceleración como pueden ser, su tamaño (L), la densidad numérica (n), campo magnético (B) y las peculiaridades de la propagación y la interacción entre las partículas energéticas (PE's).

De las observaciones de rayos X de alta energía (duros), el espectro de rayos γ , de protones y de neutrones producidos simultáneamente durante las fulguraciones, se obtiene un diagnóstico del comportamiento de partículas sub-relativistas y relativistas en el Sol. Chupp (1983) y Kocharov *et al.* (1986) resumen las observaciones de la siguiente forma:

- La aceleración de iones y electrones ocurre simultáneamente durante la fase impulsiva y tiene lugar en una escala de tiempo de segundos o menor.
- Este proceso puede ser repetitivo en unos 10 s y el tiempo de subida de la interacción partícula-materia puede variar de unos cuantos segundos a cien segundos.
- Existe evidencia de que todas las fulguraciones pueden producir iones energéticos.
- La emisión en luz blanca no parece ser una característica de la aceleración de iones.
- El perfil en el tiempo de líneas γ nucleares muestra que los protones se aceleran en un tiempo menor que dos segundos hasta 30 MeV.
- Las medidas simultáneas para neutrones solares y rayos γ , sugieren que en fulguraciones impulsivas, los electrones y los iones pueden ser acelerados rápidamente (en una escala de tiempo de segundos) hasta 100 MeV y unos cuantos GeV, respectivamente.

Los efectos de las partículas energéticas en la atmósfera solar se observan de la siguiente forma: Los electrones con energía mayor que 20 keV producen rayos X duros (emisión de frenado) y estallidos de microondas, así como también producen estallidos Tipo III en ondas métricas; los electrones semirelativistas son la fuente de los estallidos Tipo IV; protones de energía mayor de 30 MeV y partículas alfa producen la emisión solar de rayos γ , al interactuar con los gases densos de la fotosfera y producir reacciones nucleares.

Ciertas fulguraciones producen grandes nubes de partículas energéticas (PE's) las cuales llenan el sistema solar. Las PE's además producen líneas nucleares de rayos γ en el Sol. Las PE's que alcanzan la Tierra son filtradas por los efectos de la propagación interplanetaria pero pueden o no, producir rayos γ . La energía total en las PE's puede aproximarse a lo que emiten en longitudes de onda ópticas. Ramaty *et al.* (1980) graficaron los resultados de muchas observaciones que mostraban que el flujo de electrones entre 0.2 y 1 MeV es cerca de 100 veces el de los protones en 10 MeV. Así las velocidades son aproximadamente las mismas, la energía total en cada banda puede ser la misma.

Excepto para los eventos muy grandes, hay una pequeña coincidencia entre los eventos más grandes en las líneas de los rayos γ o los rayos X y los grandes generadores de iones. Kahler *et al.* (1984) mostraron que al menos todos los eventos de PE's estaban asociados con eyecciones de masa coronal. Existe la posibilidad de que las PE's sean aceleradas en las eyecciones de masa coronal, estallidos Tipo II y un segundo estado de aceleración puede actuar en estos casos. Esto implica dos posibles procesos de aceleración de núcleos. Cane *et al.* (1986) seleccionaron fulguraciones que duraban más de una hora por debajo del 10% de su flujo máximo y mostraron que éstas estaban más lejos de producir eventos de PE's que eventos impulsivos. Estos eventos de "larga duración" están asociados típicamente con erupciones de filamentos y eyecciones de masa coronal.

Partículas de fulguraciones cerca del limbo oeste aparecen con un pequeño retraso debido a que viajan a lo largo de la espiral de Arquímedes. Los núcleos más energéticos (con una energía mayor que 100 MeV) alcanzan la Tierra en unos 20 minutos después de los fotones ópticos. Después de que el pulso primario termina, se registra un nuevo pulso de baja energía (≈ 5 MeV); los núcleos arriban con el frente de choque de la fulguración; presumiblemente, ellos son atrapados por éste o quizá sean acelerados.

Partículas de fulguraciones en el limbo este del Sol alcanzan la Tierra con algún retardo y una mayor acumulación gradual. Estas partículas arriban en las mismas trayectorias espirales como en los eventos del limbo oeste. Las partículas deben difundirse a través de la misma envoltura magnética del Sol y escapar hacia afuera de las líneas que salen.

Las partículas de alta energía en fulguraciones generalmente son aceleradas por variantes de dos procesos sugeridos por Fermi (1954). La aceleración de Fermi de primer orden tiene lugar cuando un frente de choque magnético choca con partículas atrapadas.

Las partículas están en una especie de botella magnética entre el frente magnético en movimiento y el resto de la trampa y sufren una compresión adiabática. Blandford y Ostriker (1980) mostraron que un choque fuerte toma partículas de momento p y las propaga dentro de una distribución de ley de potencia p^{-q} , donde q depende de la compresión y es mayor que cuatro para choques adiabáticos. La energía de todas estas partículas es mucho más grande que cuando estaban al inicio y la distribución final es la suma de estas leyes de potencia.

La aceleración de Fermi de segundo orden viene de la colisión estocástica de partículas con elementos de campo magnético, resultando una equipartición de energías de una partícula individual con los elementos de campo magnético. La idea es que la aceleración de las partículas a energías de MeV's pueda llevarse a cabo en un segundo si existe una fuerte turbulencia sobre escalas de $10^6 - 10^7$ cm. Esto podría ser verdadero en fulguraciones. Sin embargo, la razón de escape para diferentes energías debe ser la misma para que esta distribución resulte.

Otros mecanismos están asociados con campos eléctricos fuertes, hojas de corriente y ondas de choque.

Los neutrones solares fueron detectados por primera vez por Chupp *et al.* (1982) en los registros de rayos γ del 21 de junio de 1980. Los neutrones arribaron a la Tierra minutos después de que arribaran fotones de rayos γ . Los neutrones no son filtrados por los campos magnéticos interplanetarios ni magnetosféricos.

3.4 Estallidos de Rayos X

El flujo total de rayos X (RX) que proviene del Sol esta dado por dos componentes: la componente quieta y la componentes variable. La componente quieta esta asociada con flujos que surgen de las regiones de manchas solares y otras estructuras pequeñas que son más estables y presentan una variación muy lenta que conforma el flujo de radiación de fondo de RX. La componente variable está asociada con flujos de RX muy grandes y altamente variables que ocurren en períodos de tiempo muy cortos; son generados durante la ocurrencia de algunos eventos como las fulguraciones.

Las colisiones de electrones energéticos con un fondo de partículas (iones y electrones) es un mecanismo conocido para producir rayos X duros (RXD) que resultan ser fotones con energías en un rango de 10 keV a 1 MeV. En estas colisiones los electrones son desviados y, debido a esto, emiten radiación electromagnética. Este proceso es conocido como *bremssstrahlung*. Para partículas que se mueven a velocidades $v \ll c$, la pérdida de energía por radiación es muy pequeña comparada con la transferencia de energía de su par colisional. Esta pudiera ser la pérdida de energía dominante para electrones relativistas. La emisión de *bremssstrahlung* depende de la distribución de velocidad de sus pares colisionales. Los RXD son una evidencia importante de partículas energéticas. Son importantes para poder apreciar a las fulguraciones co-

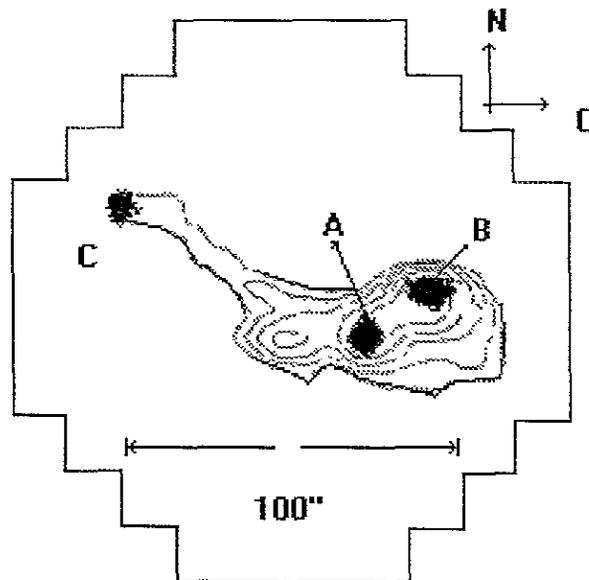


Figura 3.7: Las áreas sombreadas indicadas por A, B y C son fuentes de emisión de RXD (16-30 keV) observados por el SMM sobre el Sol. Los contornos representan la intensidad de RXS a 3.8-8 keV (Dennis, 1985). [Tomada de Plasma astrophysics; Arnold O. Benz, 1993].

mo un fenómeno de alta energía. Los detectores de RXD cuentan fotones en bandas específicas de energía. En la ausencia de resolución espacial, la razón de conteo es proporcional a la integral de la densidad de flujo a lo largo de la banda de detección. La figura 3.6 presenta las emisiones de RXD de dos fulguraciones. En ella se muestran dos casos típicos: *el impulsivo* (con una duración < 10 min, a menudo, menor que 1 min) y *el gradual* (o extendido). Un tercer tipo llamado *térmico* (debido a que su espectro es comparable a una distribución de velocidades Maxwelliana de 3 a 5×10^7 K) no es muy común. Los *estallidos impulsivos* son observados a bajas energías (cerca de los 20 keV). Los tres tipos de estallidos de RXD son situaciones extremas y en la realidad se observa una mezcla de dos de éstos o bien, algo más complicado. El índice espectral parece decrecer en la fase de crecimiento, tanto en los estados impulsivos como en los graduales. Para eventos impulsivos, el índice espectral, γ , decrece en la fase de decaimiento y tiene un mínimo característico en el pico del flujo. El índice espectral de un estallido gradual continúa decreciendo a través del evento. Las observaciones espectrales no permiten, por sí mismas, determinar la directividad de los electrones que producen los RXD. La información espacial de imágenes dadas por los telescopios de RX sugiere que algunos eventos de RXD impulsivos son originados por haces. La evidencia proviene, principalmente, de fulguraciones impulsivas donde dos o más fuentes de RXD han sido observadas con un abrigamiento simultáneo de algunos segundos.

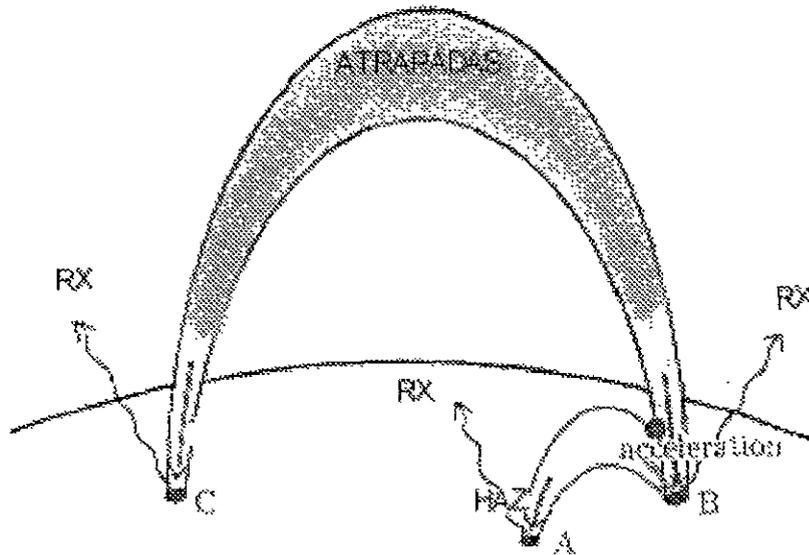


Figura 3.8: Las fulguraciones aceleran un gran número de electrones energéticos dentro de líneas de campo cerradas. Algunas son atrapadas, otras se precipitan en la cromosfera. En un arco, aproximadamente simétrico, el flujo directo de partículas produce dos fuentes de RXD. Un segundo arco que involucra a la figura 3.7, produce las tres fuentes en A, B y C. [Tomada de Plasma astrophysics; Arnold O. Benz, 1993].

Las fuentes se relacionan, aparentemente, a excitadores que viajan mucho más rápido que una perturbación alfvénica. Una posible interpretación serían haces de electrones relativistas. La figura 3.7 nos da un indicio de la geometría esperada. Las estructuras de RXS coinciden con dos arcos dados por imágenes $H\alpha$ y magnetogramas. Los RXD impulsivos observados en los puntos A, B y C, parecen originarse en bajas altitudes y son producidos por la precipitación de electrones en los pies de los arcos magnéticos. La figura (3.8) representa la geometría simplificada, en una fulguración, de este evento impulsivo, interpretando las observaciones en términos de haces de electrones que se precipitan.

3.5 Estallidos de Radio

Introducción

Las emisiones de radio provenientes del Sol juegan un papel importante en el estudio de diferentes fenómenos asociados con ellas. En el Sol, la emisión de radio se debe, generalmente, a electrones libres que se encuentran en un plasma, total o parcialmente.

ionizado. Esta emisión puede ser generada por diferentes mecanismos (radiación de plasma, *bremsstrahlung*, giroresonancia y girosincrotrón térmico y no térmico).

La radiación de plasma es considerada como un mecanismo de emisión *coherente* (a diferencia de la *incoherente* que se refiere a que cada electrón actúa de forma independiente). Observacionalmente, la característica dominante de esta radiación es que se observa con una frecuencia más dominante que la frecuencia del plasma en el sitio de emisión. Las ondas de radio no pueden propagarse a través de un medio donde la frecuencia del plasma es más grande que la frecuencia presentada por éstas. La frecuencia del plasma depende sólo de la densidad local de electrones y está dada por

$$\nu = \frac{e}{2\pi} \left(\frac{n_e}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2} \quad (3.9)$$

donde e es la carga del electrón, n_e es la densidad de electrones, m_e es la masa del electrón y ϵ_0 es una constante. La frecuencia observada nos dice la densidad de electrones en el sitio de emisión. Para la atmósfera solar, la densidad de electrones (y por ende la frecuencia) decrece conforme la altura aumenta. A una frecuencia de observación le corresponde una n_e y por lo tanto, las ondas de radio no pueden propagarse a alturas menores. Esto tiene como consecuencia que cualquier emisión de radio detectada debe originarse por encima de cierta altura que puede ser calculada con la ayuda de modelos para la atmósfera solar. El valor de la radiación de plasma permite saber de la existencia de algún tipo de perturbación que excita al plasma e inicia este mecanismo de emisión. También permite identificar la línea de visión del lugar donde se lleva a cabo el proceso de emisión; como ya lo hemos mencionado, nos permite conocer la densidad local de electrones en ese sitio. Para un modelo de densidad de electrones como función de la altura en la atmósfera solar, la figura 3.9 muestra cómo la frecuencia del plasma varía con la altura. Con esta relación se puede tener un indicativo de la altura de las fuentes de emisión. En la siguiente sección analizaremos los estallidos de radio, que representan emisiones con características muy interesantes así como sus mecanismos de emisión.

Estallidos de radio

En 1946, Hey encontró que un fuerte ruido que logró ser detectado por una estación de radar británica era causado por una fulguración solar. Desde la presentación de su trabajo, la investigación de estallidos de radio ha contribuido de manera significativa a nuestro entendimiento del Sol. Los estallidos de radio proveen información referente a la inyección, aceleración y captura de electrones rápidos en la atmósfera solar durante las fulguraciones solares. La intensidad y variación de los estallidos de radio cambia enormemente con la longitud de onda. Los estallidos de radio son pequeños en ondas centimétricas pero crecen en intensidad y complejidad en longitudes de onda más grandes. Las ondas de radio centimétricas probablemente se originan en la parte baja

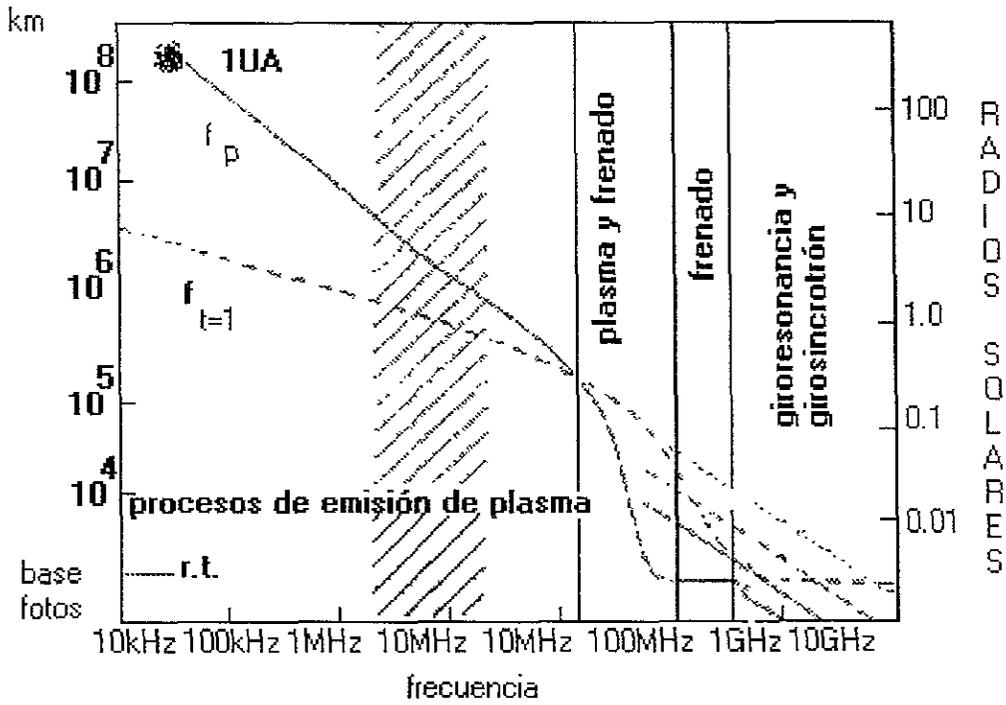


Figura 3.9: Gráfica que relaciona las frecuencias de radio características de la atmósfera solar. La curva sólida muestra la frecuencia del plasma como una función de la altura para un modelo atmosférico nominal. La curva ashurada muestra la altura en la cual la atmósfera alcanza la unidad de profundidad óptica para el bremsstrahlung. Las curvas indicadas con f_B corresponden a la altura del armónico de girofrecuencia indicado por encima de una mancha solar. El área ashurada denota un "gap" observacional. En todos los casos, los valores numéricos son dependientes del modelo de Gary y Hurford (1989). [Tomada de *The Sun: a laboratory for Astrophysics*, 1992].

un poco de la atmósfera solar, cerca de la base de la corona o en la parte superior de la cromosfera. Las ondas de radio métricas probablemente se originan más arriba, en la corona, arriba de la región donde las fulguraciones estallan.

Los estallidos de radio han sido divididos en cinco tipos, los cuales son:

- Tipo I. Estallidos de tormenta de ruido.
- Tipo II. Estallidos de deriva lenta.
- Tipo III. Estallidos de deriva rápida.
- Tipo IV. Radiación de ancho de banda continuo.
- Tipo V. Radiación de ancho de banda continuo en longitudes de ondas métricas

La figura 3.10 presenta un esquema de los estallidos de radio.

Las tormentas de ruido o estallidos Tipo I son largas series de estallidos algunas veces superpuestos sobre un continuo de radiación. Tormentas intensas pueden durar por muchos días con cientos de estallidos de tormenta cada hora con una frecuencia $\nu \leq 300$ MHz. La radiación de este tipo de estallido no está relacionada con fulguraciones, pero ocurre posteriormente a la aparición y crecimiento de complejas regiones activas en la fotosfera. Esta asociación sugiere que las tormentas de ruido son firmas de reestructuraciones coronales debidas a cambios en el campo magnético en los límites fotosféricos y también de la evolución coronal. Existen dos restricciones observacionales que necesitan ser consideradas.

- La primera es que las tormentas de ruido están, generalmente, acompañadas por electrones no térmicos. Sus firmas más obvias son estallidos Tipo III ocasionales a frecuencias por debajo de los estallidos Tipo I. Además, el continuo de la tormenta de ruido puede ser causado por electrones atrapados en arcos coronales altos. El número de electrones acelerados por la tormenta es insuficiente para producir RX observables.
- Los estallidos Tipo I presentan una alta polarización circular y una estructura no armónica. Una interpretación de estos estallidos por un haz de electrones o también como partículas atrapadas es, por lo tanto, algo inapropiada aunque podría revisarse con más cuidado.

De lo anterior, podemos decir que el mecanismo de emisión para los estallidos Tipo I no está bien entendido.

Los estallidos Tipo II están asociados con grandes fulguraciones: ellos acompañan en un 2% a las fulguraciones de importancia 1 y en un 30 % a las fulguraciones de importancia 3. Los estallidos duran alrededor de 10 minutos y ocurren a una razón de 1 por 50 horas cerca del máximo de manchas. Se caracterizan por tener una lenta deriva descendente en frecuencia. Frecuentemente siguen la fase impulsiva de una fulguración y a menudo son vistos, simultáneamente, en dos frecuencias (o grupos de frecuencias) separadas por un factor cercano a 2. Las dos bandas se interpretan como una radiación fundamental y un segundo armónico de oscilaciones de plasma debidas a una perturbación que se mueve hacia afuera de la corona. La deriva en frecuencia sugiere, en base a la figura 3.9, que la fuente donde se lleva a cabo este tipo de emisión se encuentra arriba de la atmósfera solar. Cuando se convierte la razón de cambio de frecuencia a una velocidad vertical, se obtienen valores en un rango de 400-2000 km/s, velocidades que exceden la velocidad de Alfvén correspondiente a estas alturas. La interpretación de lo anterior es que la perturbación que inicia el estallido Tipo II, es una onda de choque generada por una fulguración, propagándose hacia arriba a través de la corona solar.

Los estallidos Tipo III son los más comunes de los estallidos métricos. Los estallidos ocurren en grupos de 10 a 100 segundos y se extienden a frecuencias de decenas de kHz

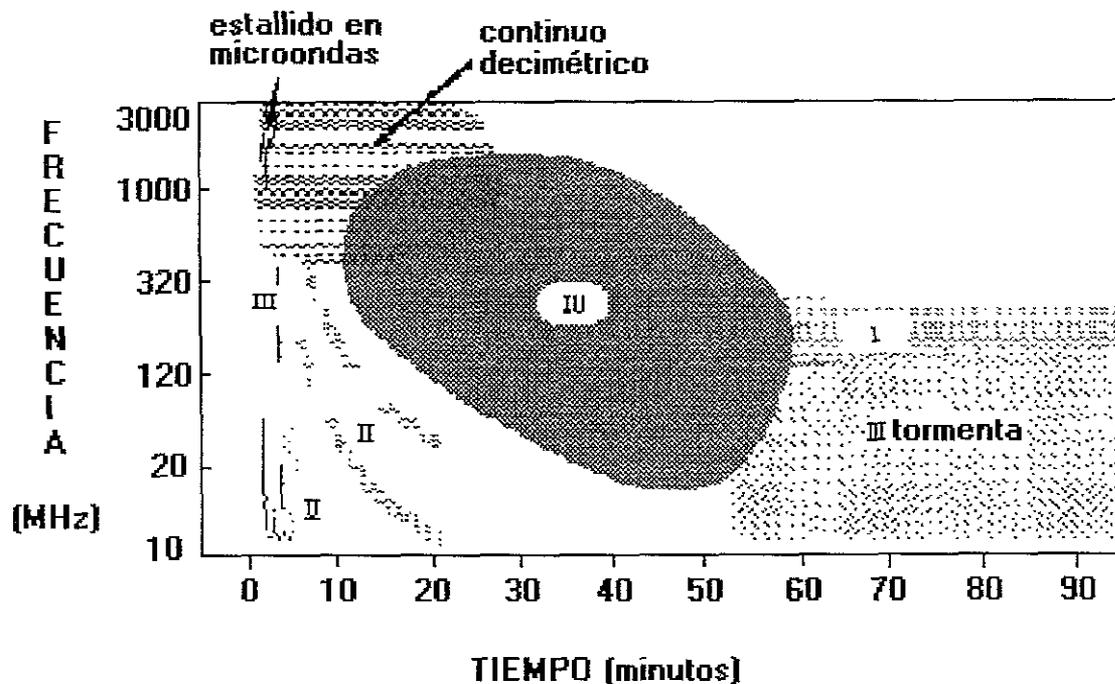


Figura 3.10: Esquema del espectro dinámico que muestra las relaciones de tiempo y frecuencia entre los diferentes tipos de emisión de radio durante una fulguración (Dulk, 1985). [Tomada de *The Sun: a laboratory for Astrophysics*].

hasta cientos de MHz. La deriva de los estallidos ocurre rápidamente desde altas a bajas frecuencias como en el caso de los estallidos Tipo II. La rápida deriva en frecuencia y la presencia de armónicos sugiere que los estallidos son causados por ondas en plasmas que son excitados por perturbaciones que se mueven rápidamente hacia afuera de la corona solar. Para tener una idea de lo anterior, es conveniente definir la *razón de deriva*. Esta se define como el desplazamiento del pico en frecuencia por unidad de tiempo. El valor absoluto de la razón decrece cuando la frecuencia también lo hace. Razones de deriva reportadas por varios autores para el rango de frecuencia de 74 kHz a 550 MHz han fijado la relación

$$\frac{d\nu}{dt} \approx -0.01\nu^{1.84} \quad [MHz\,s^{-1}] \quad (3.10)$$

donde ν está en MHz (Alvarez y Haddock, 1973a). El signo negativo indica que sólo los estallidos que derivan en forma descendente son los que se consideran. Así, se sugiere que la rápida deriva en frecuencia (descendente) de los estallidos Tipo III es causada por un haz de electrones energéticos, sin colisiones. Estos haces se mueven hacia afuera, a través de la corona, a lo largo de las líneas de campo magnético y provocan oscilaciones

en el plasma. Las ondas en el plasma emiten ondas de radio a una frecuencia aproximada a la del plasma. Debido a que la densidad de electrones (y consecuentemente la frecuencia del plasma) decrece hacia afuera del Sol, la emisión deriva hacia frecuencias menores. Observaciones directas han confirmado este escenario de *emisión de plasma*. Mediciones simultáneas de interferómetros, a diferentes frecuencias, muestran que las fuentes de estallidos Tipo III aparecen a alturas muy grandes donde la densidad es más baja y por ende, la frecuencia. Estas viajan a través de la corona con velocidades entre $0.1c$ y $0.6c$ (donde c es la velocidad de la luz). Esto es consistente con la combinación de la expresión para la razón de deriva y un modelo de densidad coronal.

Estallidos Tipo IV. Esta radiación es persistente, suave y continua a lo largo del ancho de banda de un gran número de frecuencias. La radiación dura decenas de minutos después de las fulguraciones mayores. La fuente parece moverse hacia afuera a velocidades de cientos de km/s y alcanza grandes alturas. Boischoit (1959) describe las características básicas de esta emisión de radio.

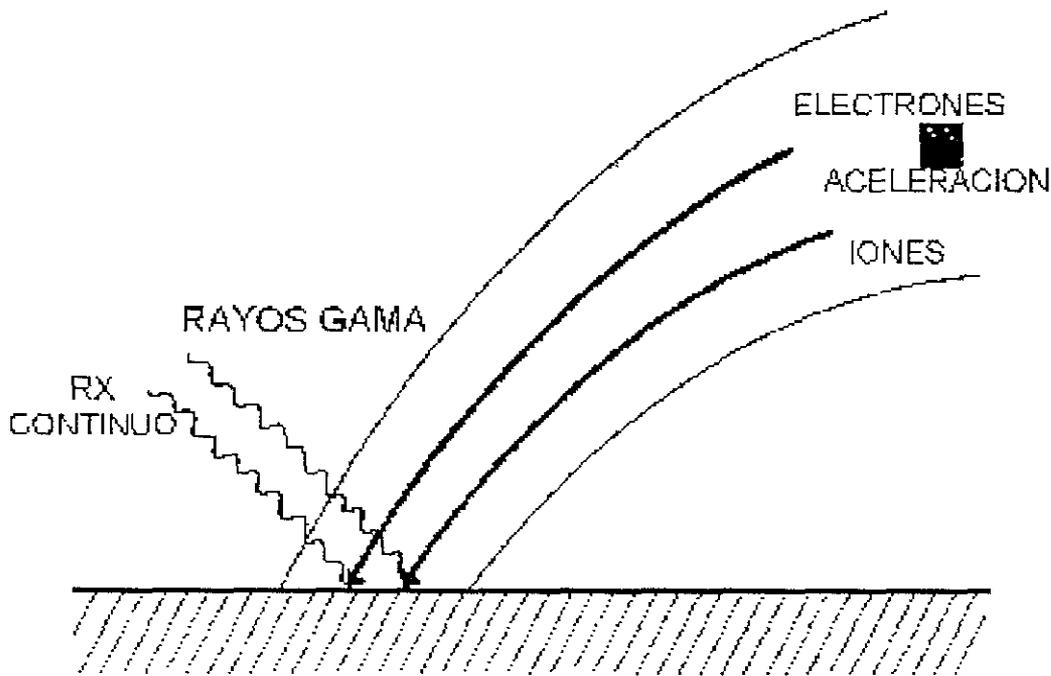


Figura 3.11: Vista esquemática de la aceleración de un ion y un electrón y la correspondiente emisión. [Tomada de Plasma astrophysics; Arnold O. Benz].

- Ocurren siempre asociadas (durante y después) con estallidos Tipo II. La importancia de la fulguración asociada no se relaciona directamente a la intensidad del

estallido Tipo IV, el cual puede durar por varias horas; y su máxima intensidad se observa de 20 a 40 minutos después de iniciada la fulguración en $H\alpha$.

- Es marcadamente uniforme, suave, y libre de estallidos Tipo I que caracterizan las tormentas de ruido.
- Las fuentes de estallido Tipo IV son, generalmente, de diámetro grande ($8'$ a $12' arc$). No están fijas en la corona. Sobre la consideración de un movimiento radial por encima de la fulguración óptica, la fuente del estallido Tipo IV parece primero ascender rápidamente con velocidades de varios cientos de km/s, después desciende suave y lentamente, finalmente queda estable después de varias decenas de minutos. Las máximas alturas observadas quizá varían de 0.3 a 4 o 5 radios solares por encima de la fotosfera.
- Este tipo de estallidos presentan un espectro muy extenso, cubriendo longitudes de onda métricas, decimétricas y centimétricas. Las temperaturas equivalentes de las fuentes de estos estallidos pueden alcanzar valores muy altos de 10^{10} a 10^{12} K, que las excluye de la posibilidad de ser explicadas mediante radiación térmica. Boischoy y Denisse (1957) interpretan esto como un proceso que se debe a radiación sincrotrón de electrones relativistas moviéndose (en espiral) en el campo magnético coronal. Para tratar de explicar la energía observada, Boischoy y Denisse asumen la existencia de electrones de 3 MeV de energía en un campo magnético de 1 G y encuentran que el número necesario de electrones (8×10^{32}) eran del mismo orden que el número de protones de algunos GeV de energía que eran observados después de fulguraciones muy importantes.

La mayoría de los autores consideran que no existe duda en que la emisión es causada por un proceso de emisión coherente, presumiblemente por electrones atrapados en arcos coronales lejanamente extendidos.

Estallidos Tipo V. Wild, Sheridan, y Trent (1959) observaron que ciertos estallidos Tipo III eran seguidos, inmediatamente, por emisión en un ancho de banda difuso. En la clasificación espectral de los estallidos, estos fueron llamados estallidos Tipo V, que fueron definidos como una emisión de radiación continua con una duración de 1 a 3 minutos después de estallidos de Tipo III. En algunos casos la emisión parece como una prolongación difusa de estallidos Tipo III, en otros casos como un conjunto de manchas. Los estallidos radían más fuertemente sobre frecuencias por debajo de los 150 MHz y algunas veces, en el límite de altas frecuencias, tienen la forma de una frecuencia de corte. No presentan una estructura de armónicos en el espectro y no muestran características que sugieran un origen en oscilaciones de plasma. Los estallidos Tipo V a menudo están polarizados. Las fuentes de emisión de estos estallidos tienen (no siempre) una velocidad transversal de 3000 km/s cerca de los 50 MHz. Existen evidencias de que las fuentes de estos estallidos exhiben prácticamente la misma

posición inicial, la misma variación sistemática de posición con frecuencia y la misma polarización como las fuentes de los estallidos Tipo III con los cuales se asocian. Sólo el 60% de los estallidos Tipo V están asociados con fulguraciones visibles. El origen de estos estallidos sigue siendo indeterminado.

3.6 Estallidos de Rayos Gamma

Observaciones

Las líneas de rayos gamma ($R\gamma$) provenientes del Sol fueron observadas, por vez primera, durante dos fulguraciones en 1972 con un espectrómetro montado en el *Orbiting Solar Observatory* (OSO-7). Muchas otras observaciones siguieron pero no fue sino hasta 1980 que las observaciones de líneas de $R\gamma$ y de continuo de las fulguraciones fueron posibles. Las emisiones o estallidos de $R\gamma$ nos han dado nuevos indicios para entender los mecanismos de aceleración y transporte de las partículas energéticas.

Los mecanismos principales para la producción de líneas de $R\gamma$ son la excitación de niveles nucleares, la captura de electrones y la aniquilación de positrones. Observacionalmente, la excitación de niveles nucleares consiste de una serie de líneas angostas, resultado de la interacción de protones y partículas α con el plasma ambiente y, por otro lado, de líneas anchas resultado de la interacción de núcleos más pesados con el hidrógeno ambiente y el helio. La captura de neutrones en el hidrógeno ambiente, a nivel fotosférico, produce una fuerte línea a 2.223 MeV de energía, y los neutrones que escapan del Sol pueden detectarse en la Tierra o en el medio interplanetario. Las reacciones nucleares producen positrones que, al aniquilarse, producen una línea a 0.511 MeV de energía. Las angostas líneas de excitación de niveles nucleares y las líneas de 2.223 y 0.511 MeV están sobrepuestas en un continuo compuesto de un ancho de líneas de excitación de niveles nucleares y un bremsstrahlung de electrones primarios. El ancho de banda de la emisión de $R\gamma$ se extiende a altas energías (~ 100 MeV), resultado del decaimiento de piones que son, además, producidos en las reacciones nucleares. Los piones neutros decaen directamente en $R\gamma$, mientras que los piones con carga decaen, vía muones, en positrones y electrones secundarios que producen $R\gamma$ por aniquilación (Murphy *et al.*, 1987). Estas observaciones han demostrado que protones, núcleos más pesados y electrones relativistas, son acelerados en muchas fulguraciones. Además, la aceleración de estas partículas es muy impulsiva. Existen fulguraciones para las cuales, la línea de $R\gamma$ y las emisiones de RXD coinciden dentro de una resolución temporal, dada por los detectores, de 1 s. Los $R\gamma$ emitidos por las fulguraciones son observados desde lugares que se sitúan en el limbo solar. Este efecto fue observado en fulguraciones que emitían energías mayores a 0.3 MeV y más aún en aquellas con energías mayores a 10 MeV.

Escenario de la emisión

Los estallidos de $R\gamma$ son un fenómeno que no se presenta cuando el Sol está quieto sino que es el resultado de un proceso dinámico propio de su actividad y que se relaciona con las fulguraciones. Existen indicativos de que los haces de iones juegan un papel importante en la emisión de $R\gamma$ durante las fulguraciones. El escenario aceptado se muestra en la figura 3.11. Protones de alta energía ($\geq 30 \text{ MeV}$) son acelerados, simultáneamente, con los electrones en la tenue corona. Ambos viajan desde el sitio de aceleración hacia las capas más bajas y densas de la atmósfera solar, donde interactúan colisionalmente con el plasma. Los iones pueden excitar los núcleos de iones pesados a mayores niveles de energía, algo similar a lo que ocurre con los niveles de energía de los electrones en un átomo. La diferencia más dramática entre las excitaciones atómicas y las nucleares se refiere a las energías involucradas. En un átomo simple (como el de hidrógeno) la energía de amarre entre el protón y el electrón es de unos 13.6 eV mientras que la energía de amarre entre el neutrón y el protón, que forman el deuterio, es de unos 2.2 MeV. Cuando los núcleos se encuentran en estados de energía menores, pueden emitir un fotón con una energía igual a la de la transición. A mayores energías de excitación ($\geq 8 \text{ MeV}$) los núcleos quizá emitan fotones, neutrones o partículas α . La mayoría de las líneas nucleares de emisión de $R\gamma$ tienen energías de 1 a 8 MeV.

3.7 Eyecciones de Masa Coronal

Introducción

Las eyecciones de masa coronal (EMC) son poderosos transitorios coronales que consisten en desplazamientos de grandes masas que son lanzadas a gran velocidad hacia el medio interplanetario. Presentan la expulsión repentina de nubes densas de plasma magnetizado desde la atmósfera exterior del Sol. Sus tiempos característicos varían de minutos hasta horas, sus tamaños son de varios radios solares. Se expanden radialmente hacia afuera del Sol, a velocidades del orden de decenas a cientos de km/s, en forma de un arco, una burbuja, una nube o en otras formas. Surgen en regiones de la corona solar que son magnéticamente cerradas. Las EMC juegan un papel importante en la evolución de la estructura de la corona solar y son el eslabón primario entre la actividad solar y los transitorios interplanetarios así como las perturbaciones geomagnéticas.

El hecho de que la masa fuera expulsada desde el Sol fue postulado por Morrison en 1954 y 1955. Él formuló que el material expulsado podría transportar líneas de campo magnético hacia afuera del Sol, formando lo que él llamó una *nube magnética*. La primera observación de una EMC fue reportada por Gosling en 1975. Sin embargo, no incluyó ninguna discusión acerca del campo magnético o de la nube magnética postulada veinte años antes. Fue necesario esperar hasta 1981, cuando Burlaga (1981)

publicó su trabajo referente a las nubes magnéticas que algunas EMC llegan a presentar, convirtiéndose en un subconjunto del fenómeno de la EMC.

Observaciones

Las EMC fueron observadas, inicialmente, con la ayuda de coronógrafos montados en tierra. Un coronógrafo es un instrumento que produce un eclipse artificial con la ayuda de un disco de ocultación que se encuentra dentro de un telescopio. Posteriormente, misiones de naves espaciales como Skylab (1973-1974), P78-1 (1979-1985), Solar Maximum Mission (1980; 1984-1989), tenían montados coronógrafos que permitieron una mejor resolución para la observación de las EMC. En la actualidad, el SOHO (1995), que tiene un sistema de coronógrafos conocido como LASCO (Large Angle and Spectrometric Coronagraph), continúa proporcionando imágenes muy interesantes acerca de la morfología de las EMC.

Las observaciones hechas con coronógrafos son los principios históricos y empíricos de nuestro conocimiento actual de las EMC. Las imágenes que proveen estos instrumentos revelan cambios temporales en la estructura de éstas. La figura 3.12 muestra la secuencia de imágenes de una EMC observada el 14 de abril de 1980 por el coronógrafo de la nave Solar Maximum Mission. En el primer cuadro se muestra una imagen previa al evento que se seleccionó de una secuencia de cuatro imágenes de ese día para mostrar el desarrollo temporal de la eyección de masa. Los colores calientes (rojo y naranja) denotan un incremento en la radiación por dispersión (y por lo tanto un incremento en la densidad) con respecto al pre-evento coronal, mientras que los colores fríos (azules) denotan un decremento en la radiación (y en la densidad). Las dos regiones exteriores que muestran un aumento de brillantez (en color rojo) en esta secuencia de tiempo, demuestran la expulsión de material desde el Sol. La región más externa tiene una apariencia difusa y es interpretada como una *capa* de plasma coronal denso bordeando una zona tridimensional de plasma tenue reflejado en la brillantez reducida (color azul) debajo del arco. La región brillante interna tiene una apariencia más estructurada y es observada por su emisión en la línea $H\alpha$, que indica la presencia de plasma mucho más frío. Este arco se interpreta como una protuberancia solar que erupción por debajo del campo de visión del coronógrafo en conjunto con la EMC.

La integración a lo largo de los aumentos en brillantez en estos dos arcos nos lleva a estimar 2.1×10^{12} kg de plasma coronal ionizado en la parte exterior y 1×10^{11} kg de plasma ionizado en la parte interior. La eyección de este material coronal desde el Sol está confirmada por la última imagen de la secuencia. Después de el evento se logra observar una cuña (azul) de brillantez coronal disminuida siguiendo a la EMC y que a menudo se mantiene visible por algunas horas después del evento. A menudo se ve erupción una protuberancia por debajo del sitio de una EMC es vista erupción por arriba del limbo solar como parte de una eyección de masa. La esencia del proceso de eyección de masa se ilustra por el movimiento hacia afuera del material solar y

Propiedad	Skylab (1973-74)	Solwind (1979-80 y 1984-85)	SMM (1980, 1984-89)
Tamaño Angular	42°	43°	47°
Velocidad	470 $km\ sec^{-1}$	460 $km\ sec^{-1}$	350 $km\ sec^{-1}$
Masa	-	4.0×10^{15} g	3.3×10^{15} g
Energía Cinética	-	3.4×10^{30} erg	6.7×10^{30} erg
Energía Potencial	-	-	7.1×10^{30} erg
Energía Mecánica	-	-	1.38×10^{31} erg

Tabla 3.3: Algunas características promedio de eyecciones de masa coronal. [Tomada de Coronal Mass Ejections, Geophysical Monograph, 1999].

su remoción resultante de la corona y cromosfera (la protuberancia) en observaciones como ésta.

Miles de EMC han sido observadas en luz blanca con la ayuda de coronógrafos, tanto desde naves espaciales como desde nuestro planeta. Estas observaciones proveen muchos de los ejemplos clásicos del fenómeno y establecen las bases para una descripción estadística de sus características. La tabla 3.3 muestra los valores promedio de seis propiedades importantes de las EMC realizadas por tres misiones espaciales. Además, las observaciones han sido complementadas con datos, en luz blanca, del observatorio de Mauna Loa (MLO) y los fotómetros de las naves Helios (1975-1983).

La emisión térmica de un millón de grados del plasma coronal ocurre en longitudes de onda muy pequeñas del espectro solar. Por lo tanto, las observaciones en RX y UVE de la corona, proveen la indicación más directa de su estado térmico. Las observaciones de RXS, hechas por el Skylab, proporcionaron las primeras indicaciones directas de estructuras coronales calientes relacionadas con EMC. Las observaciones en RX hechas por la SMM y GOES añadieron nuevos elementos a esta relación aunque presentaron nuevas controversias y ambigüedades que no se han resuelto aún. Las imágenes en RXS proporcionadas por la nave Yohkoh (1991-), además de tener una mayor calidad y resolución, han ayudado a establecer estas controversias y resuelto algunas ambigüedades. Comparaciones de imágenes de RXS del Yohkoh con observaciones en luz blanca coronal y $H\alpha$ cromosférica desde el observatorio de Mauna Loa (MLO), han dado ejemplos claros de la formación de arcos en RX brillantes o arcadas de arcos expandiendo una línea neutra magnética debajo del sitio de una eyección de masa. Estos arcos se han visto después de la embestida que presenta la eyección de masa, propagándose lateralmente y creciendo verticalmente con el tiempo, permaneciendo visible tiempo después de la salida de la eyección de masa desde la corona. La intensidad de emisión de RXS de cada arco es extremadamente variable y parece estar pobremente correlacionada con las propiedades de las eyecciones de masa como lo son su tamaño, velocidad, masa o energía. Estos resultados concuerdan básicamente con los resultados dados por el

Skylab para la emisión de RX después de la eyección.

Propiedades básicas de las EMC en la corona

Algunas de las propiedades medibles en las EMC son: razones de ocurrencia, localización relativa en el disco solar, ancho angular y velocidad. Las velocidades, aceleraciones, masas y energías se extienden a lo largo de tres órdenes de magnitud. Los anchos exceden por factores de 3-10 a los tamaños de las fulguraciones y regiones activas.

La estructura básica de una EMC presenta tres componentes principales (ver figura 3.13) que son: un arco delantero (principal) brillante, seguido por una cavidad oscura de baja densidad y un núcleo brillante de material más denso. Los núcleos brillantes fueron observados en 1/4 de las EMC vistas por la SMM. Las estructuras, previas al evento, que eruputan para llegar a ser una EMC, consisten de una protuberancia y una cavidad coronal, y la corona ambiente que puede llegar a ser comprimida mientras el sistema crece. Las EMC exhiben una variedad de formas, algunas tienen una estructura compleja y su interior está ocupado por material brillante que emite (Howard *et al.*, 1997). Webb y Howard (1994) estudiaron la frecuencia de ocurrencia de EMC observadas por los más recientes coronógrafos y los fotómetros de los Helios a lo largo de 1.5 ciclos solares. La razón de éstas sigue el ciclo solar en fase y amplitud. En el reciente mínimo, LASCO ha detectado EMC a una razón de 2-3 veces más que las observaciones anteriores. Esta razón de ocurrencia se debe al incremento en sensibilidad de los coronógrafos del LASCO. La SMM obtuvo una distribución en latitud, durante el máximo, muy ancha, agrupándose en el ecuador durante el mínimo. Esta distribución en latitud para el mínimo reciente fue también obtenida por el LASCO. La distribución angular obtenida por la SMM y el LASCO fue similar, obteniendo que ésta no variaba mucho a lo largo del ciclo y mantenía un ancho promedio de $\sim 45^\circ$ (Hundhausen, 1993). Las estimaciones de velocidad son de los 20 a 2000 km/s. El promedio anual de velocidad, según la SMM, varía a lo largo del ciclo de 160 a 460 km/s. Las EMC exhiben un gradiente de velocidad diferencial, variando suavemente desde el borde delantero hasta la parte trasera, mientras que el material en el interior tiene una expansión similar. Las EMC de grandes velocidades (> 400 km/s) tienden a ser asociadas con choques coronales e interplanetarios, sugiriendo que éstos son conducidos por el material de la EMC. Al menos a través de la corona baja, las velocidades típicas de las EMC son relativamente constantes, sin embargo algunos eventos exhiben una aceleración significativa. Debido al incremento de campo de visión del LASCO, fue posible caracterizar la cinemática de las EMC. Sin embargo sus distribuciones de velocidad son similares a las mediciones hechas con anterioridad. Cerca del 20% de las EMC observadas por el LASCO exhiben una aceleración fuera de $30 R_\odot$ (C. St. Cyr, 1998).

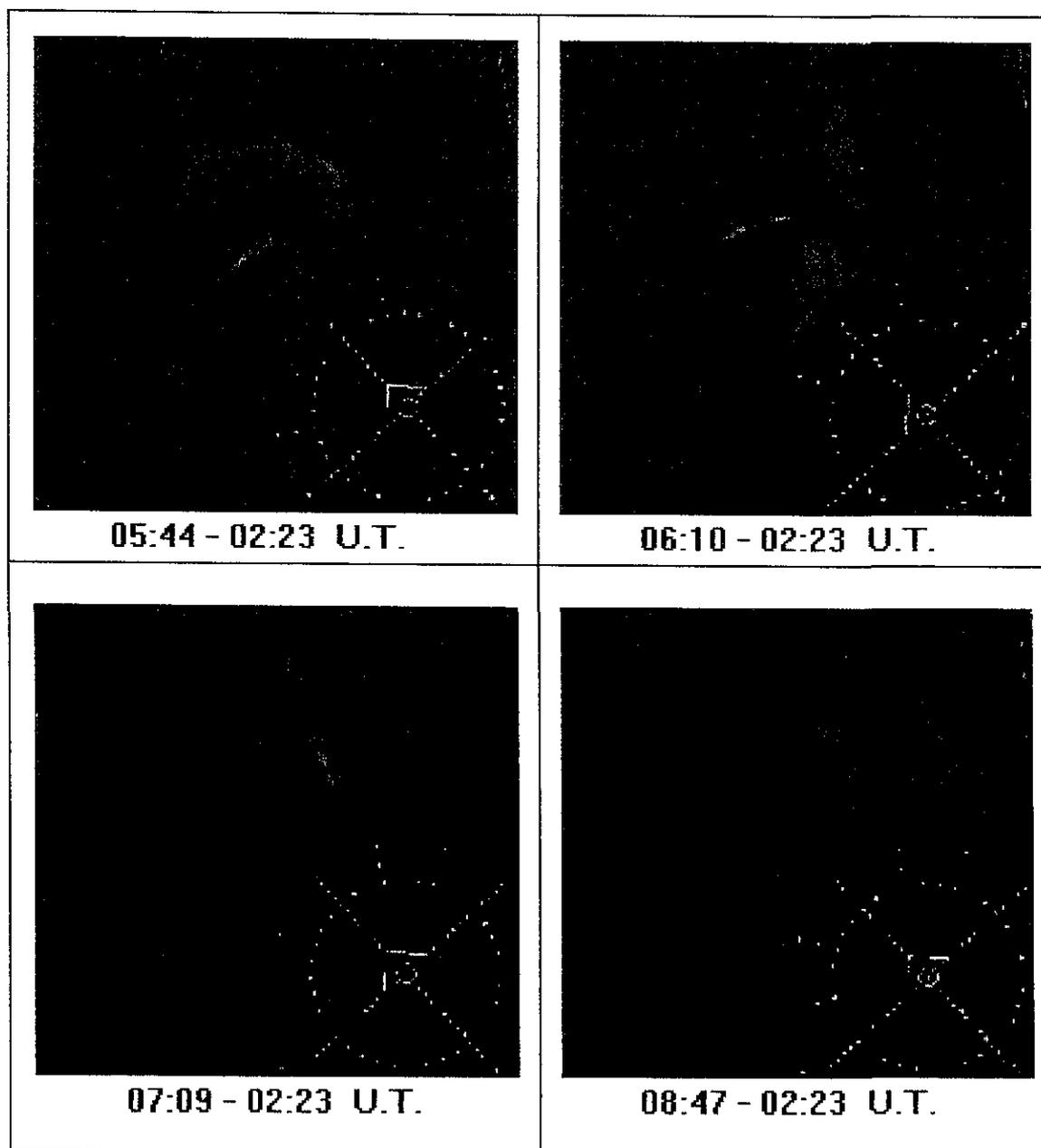


Figura 3.12: Secuencia en tiempo de las diferencias entre cuatro imágenes tomadas por el coronógrafo de la nave SMM el 14 de abril de 1980. [Tomada de Coronal Mass Ejections, Geophysical Monograph, 1999].

Regiones fuente de las EMC

Muchas EMC parecen provenir de estructuras cerradas de gran escala, muchas de las cuales son arcos coronales preexistentes (Hundhausen, 1993). Sin embargo los orígenes solares de éstas no son muy claros. A menudo se asocian con el rompimiento de estructuras de gran escala, como protuberancias o arcadas. Low y Hundhausen (1995) proponen que la combinación protuberancia y arco coronal, involucra un sistema dual de flujo, en el cual una parte es un tubo de flujo con una cavidad coronal rodeándolo, la cual puede ayudar a conducir la erupción una vez que el arco coronal se rompe. Se piensa que las EMC energéticas son, el rompimiento de un arco coronal existente, el cual aumenta en brillantez y tamaño, por días, antes de erupcionar como una EMC. El arco coronal puede desaparecer después, sin embargo puede reformarse eventualmente (Hundhausen, 1993). Estudios de asociación estadística indican que las erupciones de filamento y los eventos de RX, especialmente los de larga duración, son las manifestaciones cercanas a la superficie solar más comunes que se asocian a una EMC (Webb, 1992).

Muchas fulguraciones ópticas ocurren independientemente de las EMC y sin embargo acompañan a éstas, más como una consecuencia secundaria que como una causa (Gosling, 1993). Sin embargo las EMC más rápidas y más energéticas se asocian usualmente con fulguraciones en la superficie. Pero más de la mitad de todas las EMC no pueden asociarse con cualquier actividad cerca de la superficie. Comparando datos de RXS con observaciones en luz blanca, Sheeley *et al.*, (1983), mostró que la probabilidad de asociar una EMC con una fulguración en RXS aumenta linealmente con la duración de la fulguración, alcanzando 100% para eventos de fulguraciones con una duración ≥ 6 horas. Harrison (1986) encontró que cada EMC iniciaba durante estallidos de RXS más débiles que precedían a cualquier fulguración por decenas de minutos. De acuerdo a su modelo, estos estallidos precursores consistían de arcos de RX de gran escala. Pero cualquier fulguración asociada y su correspondiente región activa puede situarse en cualquier lugar bajo el espacio de la EMC.

Las características de las EMC vistas por la SMM y los eventos de RX asociados no están bien correlacionados. Hundhausen (1988) resume las comparaciones:

- Las fulguraciones intensas en RX no son una condición suficiente para que ocurran EMC.
- Si existe una emisión importante de RX, ésta sigue el inicio de la EMC y los picos mucho después.
- La intensidad de cualquier evento de RXS acompañando a una EMC está correlacionada pobremente con los parámetros físicos de la EMC.

Por lo tanto las fulguraciones, por sí mismas, no pueden ser la fuerza que conduce a las EMC.

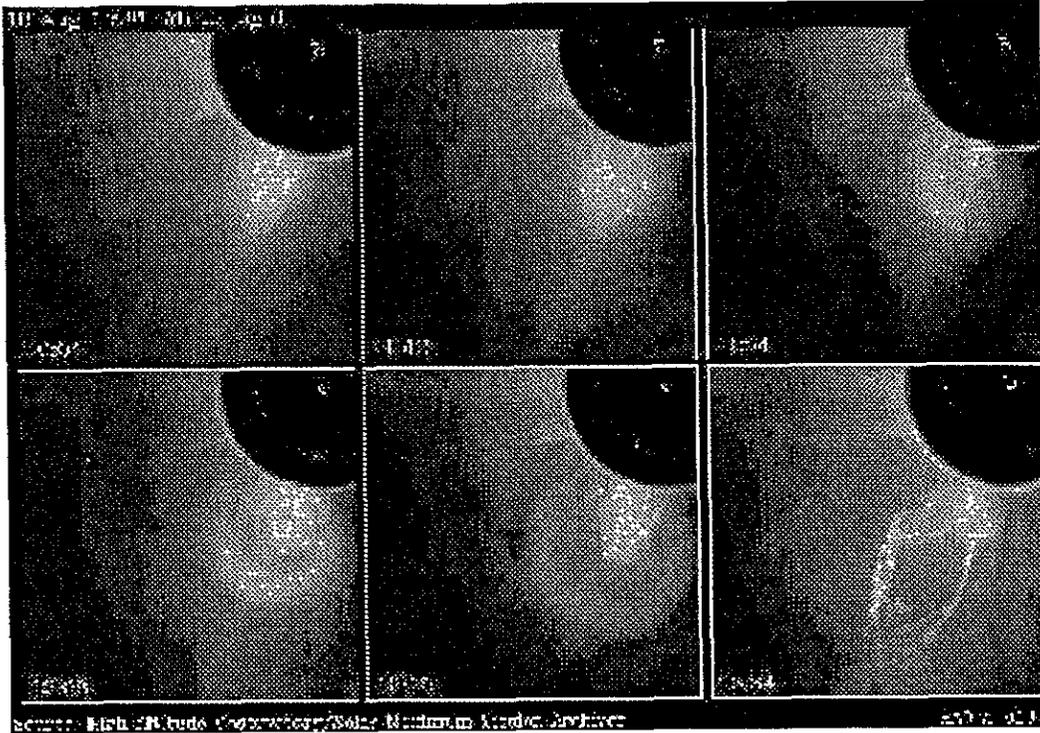


Figura 3.13: Evolución de una EMC. La imagen muestra el arco delantero, seguido por una cavidad oscura de baja densidad y un núcleo brillante. [Tomada de Solar Maximum Mission Archives, 1980].

Las EMC involucran la desestabilización de estructuras coronales de gran escala que resultan en la reconfiguración de campos débiles de gran escala a altas latitudes y de campos de escala pequeña muy fuertes a bajas latitudes. Parece que estos campos fuente podrían ser de una naturaleza simple o bipolar como lo proponen algunos modelos de reconexión (Svestka y Cliver, 1992) o involucran sistemas de polaridad múltiple más complejos (Webb *et al.*, 1997). Una EMC puede asociarse con patrones de gran escala envolventes de flujo existente en la superficie, delineados por varias líneas de inversión de polaridad. Los ejes centrales de las EMC tienden a ser compensados por cualquier protuberancia asociada, fulguraciones o regiones activas. Las escalas espaciales de las EMC son más grandes que la superficie de actividad asociada. Además los anchos de las EMC ($\sim 50^\circ$) son grandes comparados con la distancia típica entre las líneas de inversión de la superficie de polaridad ($10 - 20^\circ$). El campo de visión extendido del LASCO reveló que este patrón fue dominante durante el mínimo solar reciente. La erupción de cada arco coronal como una EMC podría entonces sugerir una región fuente magnética cuadrupolar con más de una línea neutra. Varios ejemplos de cada erupción han sido encontrados en los datos de la SMM. Usando las arcadas

transitorias de RX observadas con Yohkoh, se encontró que cada estructura puede ser muy grande, expandiéndose a $> 100^\circ$ y cruzando de 2 a 3 líneas neutras o una sencilla, convolucionando la línea neutra, lo que implica sistemas magnéticos multipolares. En la corona baja, uno esperaría ver el movimiento de los arcos más altos envueltos en el *ejecta*, el surgimiento de una cavidad coronal y su protuberancia asociada y/o una disminución de la densidad mientras el material abandona la corona baja y quizá alguna evidencia de apertura de líneas de campo magnético. Se tiene evidencia, sin embargo es ligera y no se presenta siempre.

Antes de Yohkoh, los *oscurecimientos* transitorios de la corona baja eran reportados diariamente. Hansen *et al.* (1974) notaron, primero, la disminución de material en la corona baja observando en luz blanca, con la ayuda del MLO, durante eventos eruptivos. Usando datos del Skylab, Rust y Hildner (1976) asociaron un surgimiento de arco en RX y una disminución con una EMC en luz blanca. Se tiene evidencia de áreas de oscurecimientos sutiles, o disminución por encima de regiones brillantes en RX. Una interpretación de la firma de un oscurecimiento es que, las líneas de campo inicialmente cerradas se abren durante la fase inicial de la EMC, en analogía con los oscuros hoyos coronales observados contra el disco solar. Los oscurecimientos parecen ser una de las más recientes y bien definidas firmas en RXS de la EMC en la corona baja.

Firmas de las EMC

Las EMC transportan hacia la heliosfera grandes cantidades de campos magnéticos y plasma, que pueden ser detectados por sensores remotos y naves espaciales *in situ*. El plasma en una EMC ha sido medido por los fotómetros de los Helios y mediante *centelleo interplanetario* (CIP). Los fotómetros de los Helios vieron cerca de 200 EMC a lo largo de un período de nueve años. La morfología, razones de ocurrencia, expansiones y velocidades de estas EMC eran consistentes con las mediciones hechas cerca del Sol por los coronógrafos (Webb y Howard, 1994). Una variedad de firmas *in situ* han sido propuestas como resultado del paso de una EMC por el medio interplanetario. Estas firmas son (Gosling, 1993):

- Choques interplanetarios.
- Cambios de densidad de plasma.
- Baja temperatura de protones.
- Flujos con aumentos de abundancia de helio.
- Estructuras de campo magnético con topologías similares a cuerdas de flujo.

Esfuerzos recientes se han enfocado en las firmas indicativas de la topología de los campos magnéticos eyectados como nubes magnéticas y flujos bidireccionales de partículas

Bothmer y Schwenn (1994), Rust (1994), Bothmer y Rust (1997) y otros tienen asociadas algunas nubes magnéticas con desapariciones de filamentos solares. Así, los dos tipos de estructuras se modelan como cuerdas de flujo y se asocian con las EMC, esto es equivalente a que muchas EMC contienen cuerdas de flujo. Gosling (1993) sugiere que $\sim 1/3$ de todos los eventos de electrones bidireccionales tienen la característica de cuerdas de flujo. Bothmer y Schwenn (1994) encontraron que algunos conjuntos de cuerdas de flujo interplanetarios (nubes) tienen la misma orientación y polaridad que los filamentos eruptivos asociados en el Sol. Martin *et al.*, (1992) encontraron que filamentos de alta latitud siempre tienen un giro en el mismo sentido del hemisferio dado. Por lo tanto, el signo de la helicidad de los campos que erupcan puede predecirse asumiendo una asociación entre un tubo de flujo dado y la erupción de un filamento.

En el viento solar normal las líneas de campo están “abiertas”, lo que resulta en un flujo unidireccional de salida sobre las líneas de campo abiertas de electrones desde la corona solar. Los flujos bidireccionales de estos electrones son interpretados como una evidencia de que los arcos están cerrados, con ambos pies conectados al Sol (una botella). Los eventos de electrones han sido observados por la nave espacial Ulysses, dentro y fuera del plano de la eclíptica. Gosling *et al.*, (1995) encontró que estos eventos podrían tener flujos unidireccionales en sus centros y concluyó que cada una de estas complejas topologías podrían emerger desde reconexiones tridimensionales durante la erupción. Flujos de protones bidireccionales también han sido detectados, a menudo pero no siempre, en asociación con choques y flujos de *ejecta*. Sin embargo, tanto las nubes magnéticas como los flujos bidireccionales son considerados usualmente como una buena evidencia de estructuras cerradas y EMC, esto es aún difícil para entender la topología del campo de una estructura dada, ya sea enteramente cerrada (botella o plasmóide), enteramente abierta o una mezcla de ambas.

Recientes mediciones han mostrado que las abundancias de elementos y iones son sistemáticamente diferentes en los flujos de una EMC comparado con otros tipos de viento solar (Galvin, 1997). Los eventos de partículas energéticas solares ($E > 1$ MeV) son asociados, generalmente, con choques interplanetarios (Reames, 1997) y pueden tener efectos en la Tierra. Sin embargo, las fulguraciones han sido consideradas como la fuente de eventos de partículas energéticas provenientes del Sol. Sabemos que muchas de estas partículas son aceleradas directamente desde la corona por el choque asociado a la EMC, el cual acelera a las partículas energéticas por períodos prolongados de tiempo (Reames, 1995). Los perfiles de tiempo de estos eventos muestran una firma de aceleración continua de las partículas; La onda de choque acelera alguna fracción del viento solar local hasta llegar a cierto nivel de energía. La clave observacional que sustenta los resultados, es que los grandes eventos de partículas energéticas de larga duración están casi siempre asociados con EMC rápidas.

Modelos

Existen diferentes modelos físicos para el inicio de una EMC:

Las EMC parecen emerger en arcos coronales, con líneas de campo magnético cerradas en las bases y hojas de corriente por encima que se extienden hacia el medio interplanetario. Las hojas de corriente están embebidas en plasmas con una β muy grande a velocidades de viento solar bajas. Debido a que muchas de las líneas de campo magnético abiertas a varios radios solares emergen desde los hoyos coronales, un cambio de temperatura en la estructura de éstos es necesario. Las EMC podrían excitar ondas de Alfvén en los campos de los hoyos coronales o modificar los flujos de alta velocidad desde los hoyos coronales.

La EMC es siempre el resultado de una configuración inestable en la estructura del campo magnético: De acuerdo con Wilson *et al.* (1991), como los arcos de campo magnético intentan redistribuirse entre ellos mismos a una configuración más relajada, el desorden global puede provocar una fulguración o que las líneas de campo se abran. La cavidad de filamento a lo largo de la línea neutra, la cual es boyante normalmente pero es contenida por la presión magnética de los arcos en el borde de ésta, se abren paso a través del material coronal, el cual se acumula adelante de la cavidad. Esta configuración (1) el material acumulado, (2) la cavidad y (3) el filamento o protuberancia, llega a ser la estructura típica de una EMC: (1) un arco brillante que rodea, (2) una cavidad oscura con (3) material brillante en el centro. Después de que la EMC es expulsada, las líneas de campo abiertas se reconectan. En el escenario típico de una fulguración de doble cinta, esta reconexión primero calienta las arcadas coronales, inyectando energía a cada tubo de flujo; ésta energía alcanza los pies de los arcos y puede verse en las imágenes en $H\alpha$ como dos cintas (ideales) brillantes paralelas. Mientras la reconexión continúa, los arcos más altos se calientan; estos arcos podrían tener sus pies situados en la línea neutra y las cintas brillantes paralelas en $H\alpha$ parecerían moverse por separado.

Además estos modelos pueden explicarse para manifestaciones de una EMC, como los estallidos de radio:

De acuerdo con Gary *et al.* (1984), una secuencia idealizada de eventos que es consistente con los datos es la siguiente: La configuración magnética en la corona llega a ser inestable y comienza a expandirse, formando eventualmente un arco transitorio. Una onda de choque cuasiparalela se desarrolla en la corona alta por arriba del transitorio, la cual no emite radiación. Acompañando a la expansión existen alteraciones en la corona baja que llevan, unos minutos después, a una fulguración impulsiva. El pulso térmico resultante inicia una onda explosiva envuelta dentro de un choque, emitiendo radiación del Tipo II mientras ésta se mueve cuasiperpendicular a las líneas de campo magnético en la corona baja y en el material eyectado del transitorio. Mientras esto se lleva a cabo en el transitorio, su velocidad relativa en el medio circundante comienza a ser más pequeña, finalmente llega a ser sub-alfvénica, cesando el choque y

amortiguando la emisión Tipo II.

Existen varios modelos computacionales para modelar las EMC. La aproximación más común para modelar el inicio de una EMC en la corona, es tratando de encontrar soluciones basadas en las ecuaciones MHD, lo que incluye una masa global, energía y transferencias de momento por ondas de Alfvén rápidas y lentas (Dryer *et al.*, 1982). Estas simulaciones carecen de cualquier forma de efectos disipativos, como la radiación, resistividad o conductividad térmica.

Algunas simulaciones MHD son un poco más sofisticadas e incluyen efectos de bo-yancia sobre estructuras de arco y/o pérdidas de equilibrio estático dentro de configuraciones de campos magnéticos no potenciales (Dryer *et al.*, 1982). Estos modelos además difieren en su filosofía de causa y efecto, algunos modelos asumen que las fulguraciones preceden y conducen a las EMC mientras que otros consideran lo opuesto. Otras simulaciones están hechas sobre la interacción del *ejecta* y el viento solar, especialmente los procesos de aceleración. Gosling *et al.*, (1996) han hecho un modelo hidrodinámico simplificado a una dimensión para ver si es posible modelar la aceleración de las EMC, desde bajas velocidades cerca del Sol hasta grandes velocidades muy lejos del Sol, para el caso de una trayectoria no eclíptica. Ellos encontraron en su simulación que las EMC masivas se aceleran menos rápido, expandiéndose más que las EMC estrechas. Esto se comparó favorablemente con dos EMC observadas por la SMM.

Capítulo 4

Variación de las Manifestaciones de la Actividad Solar

4.1 Introducción

El ciclo de actividad solar se define comúnmente con base en el registro del número de manchas que aparecen sobre el disco solar. Este registro se ha hecho sistemáticamente desde 1848 mediante un método ideado por R. Wolf, que involucra a las manchas individuales, los grupos de manchas y un factor de corrección que ajusta las diferencias entre observadores, telescopios y las condiciones atmosféricas del lugar de observación. Lo anterior permite calcular, día con día, un número único de manchas que es el promedio de las mediciones hechas por cada uno de los observatorios que conforman la red de observación y conteo de manchas solares. Con base en estos registros, a lo largo de los años, se ha podido notar que el número de manchas presenta una variación *cuasi-periódica* de 11 años, aproximadamente. Durante esta variación, el número de manchas presenta un valor mínimo que se conoce como *mínimo de manchas* y su correspondiente *máximo de manchas*, que es cuando se alcanza el mayor número de manchas presentes en el Sol.

Hablar del ciclo de actividad solar, presenta un escenario en el cual se llevan a cabo diversas manifestaciones propias de esta actividad presente en el Sol. Fenómenos como fulguraciones, estallidos de radio, estallidos de rayos X, eyecciones de masa coronal (EMC), etc. son un reflejo de esta actividad en cuanto a su ocurrencia. Sin embargo, un punto importante a considerar es si éstas manifestaciones de la actividad solar presentan una relación con el ciclo de actividad solar definido por el índice de manchas y en éste sentido, identificar si la ocurrencia de las manifestaciones de la actividad solar coincide con la evolución cíclica del índice de manchas. Esta es la esencia del análisis que haremos a continuación.

4.2 Datos y Metodología

Para el análisis de las variaciones con el ciclo solar de las manifestaciones de la actividad solar, consideramos un período de observación de 20 años (1979-1999). Dentro de éste período de observación se pueden distinguir dos máximos de actividad solar (máximo de manchas) que corresponden a los años de 1979 y 1989; también se identifican dos mínimos de actividad solar en los años 1986 y 1996. En el período de análisis (1979-1999) se recopilieron los datos de ocurrencia de las siguientes manifestaciones de la actividad solar:

- Fulguraciones.

Los datos fueron obtenidos de la revista *Solar Geophysical Data* (SGD). No se discriminaron eventos por importancia sino que se consideraron todos los eventos reportados en el intervalo de tiempo señalado.

- Estallidos de rayos X.

La obtención de datos se hizo en la revista SGD. El *Space Environment Monitor* (SEM) abordo de los *Synchronous Meteorological Satellites* (SMS) y de los *Geostationary Operational Environmental Satellites* (GOES) que incluyen cámaras de iones de rayos X en bandas de 0.5-4Å y 1-8Å. Los satélites GOES, que operan actualmente, se localizan a lo largo del hemisferio oeste y aportan datos continuos de rayos X solares. Valores de flujo por debajo de 10^{-7} Wm^{-2} para el detector de 1-8Å o 10^{-8} Wm^{-2} para el detector de 0.5-4Å, no son reportados. Los datos son presentados gráficamente y con una resolución temporal de 3 segundos. Los valores ordinarios reportados son exponentes de 10 por Wm^{-2} (por ejemplo, -8 significa 10^{-8} Wm^{-2}). Están graficados en escala logarítmica. Las gráficas diarias de rayos X de los GOES son seguidas por una lista preliminar de eventos de rayos X. Para nuestro estudio se consideraron los eventos de estas listas preliminares. Similar a la tabla de fulguraciones, la importancia de una fulguración en rayos X es el *pico* de flujo medido en la Tierra, en el rango de 1 a 8Å en unidades de Watts/metro cuadrado.

- Eyecciones de masa coronal.

Las fuentes de obtención de datos fueron:

- *P78-1*. El coronógrafo montado en esta nave, el *Solwind*, reportó datos para el período comprendido entre los años 1979-1985. Ver catálogos en: <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/missions/p78-1.html>
- *Solar Maximum Mission* (SMM). El coronógrafo a bordo de esta misión reportó datos que comprendieron los años 1980 y el período 1984-1989. Ver catálogos en: <http://www.hao.ucar.edu/public/research/svosa/smm/smmcp.catalog.html>

- *SOHO*. La serie de coronógrafos *LASCO* a bordo de la nave *SOHO* reportaron eventos de eyecciones para el período comprendido entre los años 1996-1999. Ver catálogos en:

ftp://lasco6.nascom.nasa.gov/pub/lasco/status/Version2_CME_Lists/

Como puede notarse, existe una carencia de datos para el período 1990-1995. Esto se debe a que no hubo alguna misión que reportara eventos de EMC para el período señalado. Sin embargo, los datos obtenidos comprenden un importante intervalo de tiempo de eventos reportados.

- Estallidos de radio Tipo I, II, III, IV y V.

Los datos fueron obtenidos de la revista *SGD*, que muestra las observaciones espectrales de las ondas de radio solares. Los eventos son registrados, en una tabla combinada, por diferentes estaciones en diferentes partes del mundo. Las tablas contienen:

- La fecha en tiempo universal (Meridiano de Greenwich).

- Códigos de estaciones, por ejemplo:

- * BLEN = Bleien (47N 9E)
- * CULG = Culgoora (30S 150E)
- * LEAR = Learmonth (22S 114E)
- * PALE = Palehua (21N 204E)
- * SGMR = Sagamore Hill (43N 289E)
- * SVTO = San Vito (41N 18E)
- * WEIS = Weissenau (47N 9E)

Se indican los estallidos en su ancho de banda con sus tiempos de inicio y fin, en tiempo universal (UT), con una indicación de su intensidad con una escala de 1 a 3, donde el 3 es el más importante. El símbolo "E" se utiliza para un evento en progreso antes del tiempo dado y "D" para los que terminan después del tiempo dado.

- Tipos espectrales

- * I = estallidos de tormenta.
- * II = estallidos de deriva lenta.
- * III = estallidos de deriva rápida.
- * IV = continuo prolongado.
- * V = continuo breve (normalmente siguen los estallidos tipo III).
- * CONTINUUM = continuo en cercana asociación con tormentas de estallidos Tipo III, a menudo con estallidos de derivas inversas y a menudo, pero no siempre, asociados con tormentas de ruido en longitudes de onda métricas.

100CAPÍTULO 4. VARIACIÓN DE LAS MANIFESTACIONES DE LA ACTIVIDAD SOLAR

- * DCIM = estallidos decimétricos definidos por derivas de picos muy rápidas o grupos de picos con un alto grado de polarización, extendiéndose usualmente a menos de un octavo en el rango decimétrico.
 - * UNCLF = actividad no clasificada.
- Símbolos anexados al tipo espectral:
- * B = Estallido individual.
 - * G = Pequeño grupo (<10) de estallidos.
 - * GG = Grupo grande (>10) de estallidos.
 - * C = Continuo fundamental (particularmente con Tipo I).
 - * S = Tormenta en el sentido de una intermitente actividad aparentemente conectada.
 - * N = Actividad intermitente en este período.
 - * U = Estallido Tipo III en forma de U.
 - * RS = Estallido de pendiente invertida.
 - * DP = Pares que derivan.
 - * DC = Cambios que derivan.
 - * H = Agudo.
 - * W = Actividad débil.
 - * P = Pulsaciones.
 - * MOV = Movimiento (Tipo IV).
 - * STA = Estacionario (Tipo IV).
 - * Z = Patrón Cebra (bandas paralelas que derivan).
 - * F = Fibras de estallidos (estallidos de deriva intermedia).
 - * MWB = Estallidos de ondas métricas.
 - * HARM = Armónico.

Los estallidos son divididos en rangos de longitudes de onda decamétricas, métricas y decimétricas. Estos rangos cubren, aproximadamente, bandas de frecuencia de 10-30, 30-300 y 300-3000 MHz. Existe una pequeña uniformidad entre observatorios al interpretar los niveles de intensidad. El equipo y sistemas de antenas, en diferentes estaciones, son distintos, teniendo diferentes ganancias, diferentes rangos dinámicos y saturación a distintos niveles.

Se recomienda que las observaciones espectrales se presenten en una clasificación uniforme para todos los observatorios (ver Tabla 4.1). Debido al equipo y diferencias entre antenas, esta recomendación no se sigue en forma general.

<i>Clases de Intensidad</i>	<i>Densidad de Flujo en $[10^{-22}Wm^{-2}Hz^{-1}]$</i>
1	< 50
2	50-500
3	> 500

Tabla 4.1: Clasificación de las observaciones espectrales. [Tomada de Solar Geophysical Data].

Para el caso de nuestro estudio, se consideraron estallidos de todas las intensidades. Para cada tipo de estallido se siguieron registros de datos de diferentes observatorios. En algunos casos, por cuestiones de inhabilitación de los observatorios, se cambió de observatorio para el registro de datos. La recopilación de datos de estallidos de radio por observatorio, quedó de la siguiente manera

- Estallidos Tipo I: Culgoora (1979), Harvard (1980-1982), Culgoora (1983), Weissenau (1984-1992), Izmiran (1993-1999).
 - Estallidos Tipo II: Culgoora (1979), Weissenau (1980-1992), Izmiran (1993-1999).
 - Estallidos Tipo III: Culgoora (1979), Weissenau (1980-1986), Learmonth (1987-1999).
 - Estallidos Tipo IV: Culgoora (1979), Learmonth (1980-1999).
 - Estallidos Tipo V: Culgoora (1979), Learmonth (1980-1989), Sagamore Hill (1990-1999).
- Protones energéticos.

La obtención de datos se hizo, desde la red, en la página de la *NOAA Space Environment Services Center*, cuya dirección es:

<http://umbra.gsfc.nasa.gov/SEP/seps.html>

- Manchas solares.

Los datos fueron obtenidos de la revista SGD. Son estos datos contra los que compararemos las diversas manifestaciones de actividad solar para analizar si existe alguna relación.

Con los registros de estas manifestaciones de la actividad solar, a lo largo del intervalo de tiempo 1979-1999, iniciaremos nuestro análisis de la variación con el ciclo de actividad solar (definido por el índice de manchas) de las diversas manifestaciones de la actividad solar.

4.3 Análisis de la Variación de la Actividad Solar

Iniciaremos nuestro análisis presentando el histograma del índice de manchas, que define el ciclo de actividad solar (Figura 4.1). Como puede observarse, se distinguen claramente dos máximos de actividad solar, correspondientes a los años 1979 y 1989. También se pueden apreciar dos mínimos de actividad solar, que corresponden a los años de 1986 y 1996. Para el año de 1999 se puede observar la etapa ascendente hacia el máximo de actividad solar que, según las predicciones, se espera para finales del año 2000 y principios del año 2001.

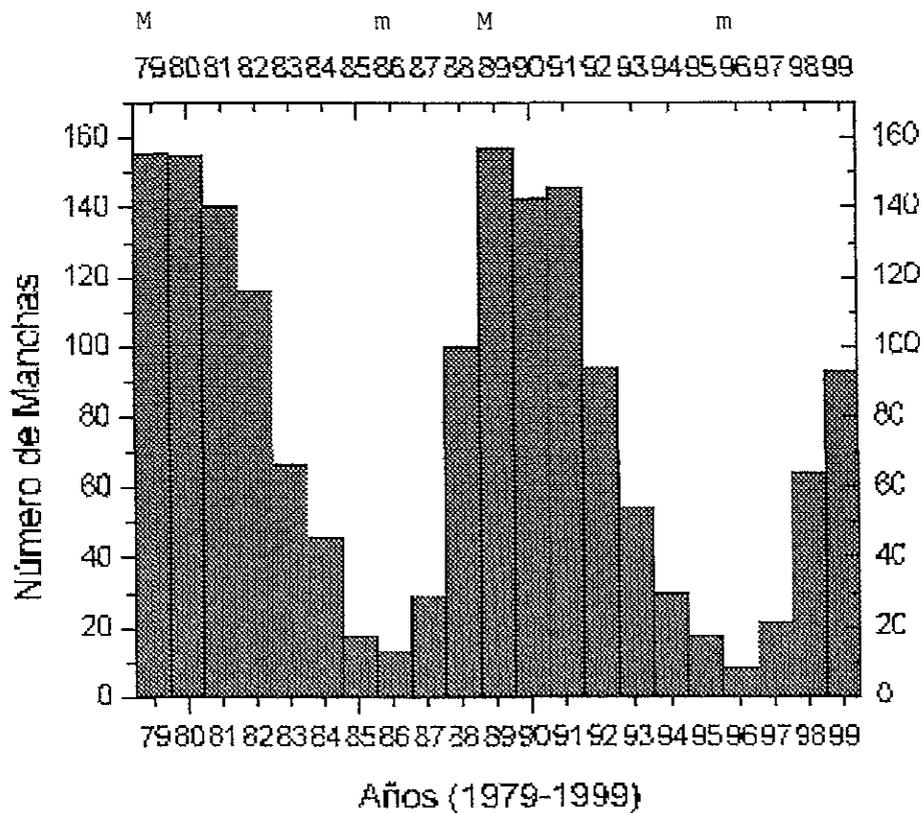


Figura 4.1: Histograma del número de manchas para el período de tiempo 1979-1999. La *m* indica el mínimo de manchas y la *M* indica el máximo de manchas.

El objetivo de este análisis consiste en comparar la variación de las diversas manifestaciones de actividad solar con el ciclo de actividad solar definido por el índice de manchas.

La comparación de la ocurrencia de las diversas manifestaciones de la actividad solar con el número de manchas, durante el período de tiempo analizado (1979-1999), nos muestra lo siguiente:

- **Fulguraciones:** El histograma de fulguraciones en $H\alpha$ (Figura 4.2) muestra que

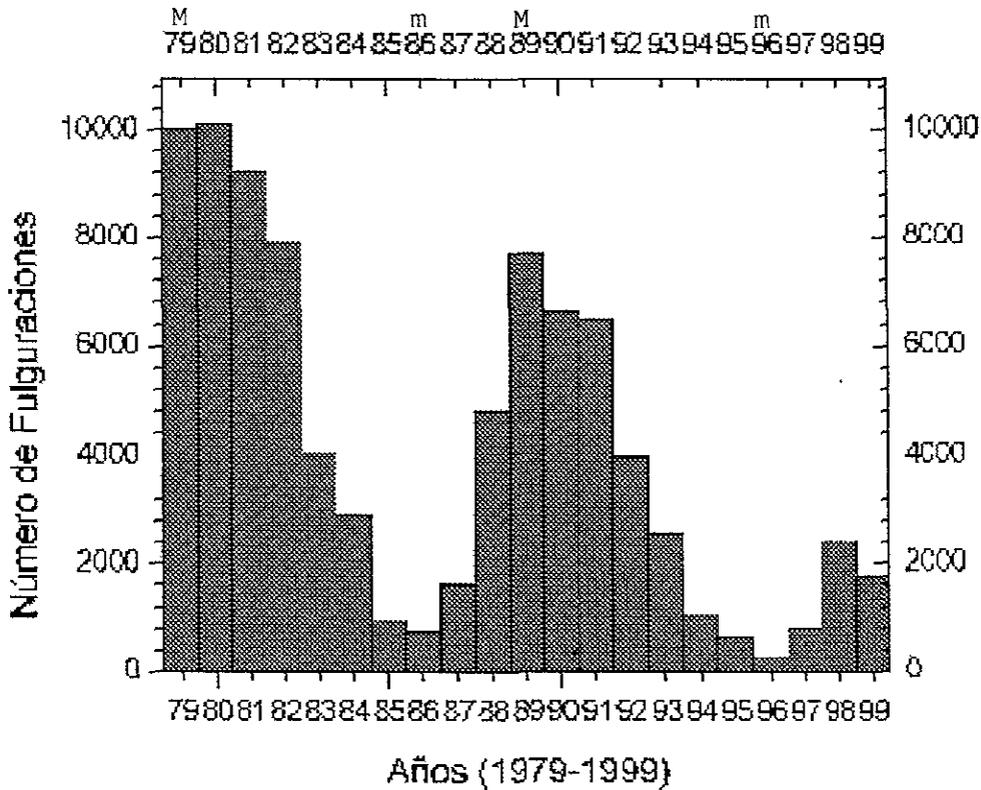


Figura 4.2: Histograma del número de fulguraciones para el período de tiempo 1979-1999. La *m* indica el mínimo de manchas y la *M* indica el máximo de manchas.

la razón de ocurrencia de fulguraciones durante el período de análisis presenta un máximo de ocurrencia de eventos para el año 1980, un año después del máximo de actividad de 1979, correspondiente al ciclo 21. Después, la ocurrencia comienza a descender hacia el mínimo llegando a tener su mínimo de ocurrencia en el año de 1986, que coincide con el mínimo de actividad solar para el ciclo 21-22. Posteriormente, la razón de ocurrencia de fulguraciones comienza a ascender, alcanzando un nuevo máximo de ocurrencia para el año de 1989, que coincide con el máximo de actividad solar para el ciclo 22. La ocurrencia vuelve a descender y llega a ser mínima para el año de 1996, que coincide con el mínimo de actividad solar para el ciclo 22-23. Para los dos años siguientes (1997-1998) la ocurrencia asciende, sin embargo presenta una caída en 1999, en comparación al año anterior (1998).

Como puede observarse, las fulguraciones presentaron, para el intervalo de tiempo

1979-1999, una buena relación con el ciclo de actividad solar, debido a que los mínimos de ocurrencia de 1986 y 1996, coincidieron con los mínimos de actividad solar, definidos por el índice de manchas. Para el caso de los máximos de ocurrencia, las fulguraciones alcanzaron su máximo en 1980, un año después que el máximo de actividad de 1979; y el otro máximo lo alcanzan en 1989, el cual sí coincide con el máximo de actividad solar de 1989.

- Estallidos de rayos X: El histograma de estallidos de rayos X (RX) (Figura

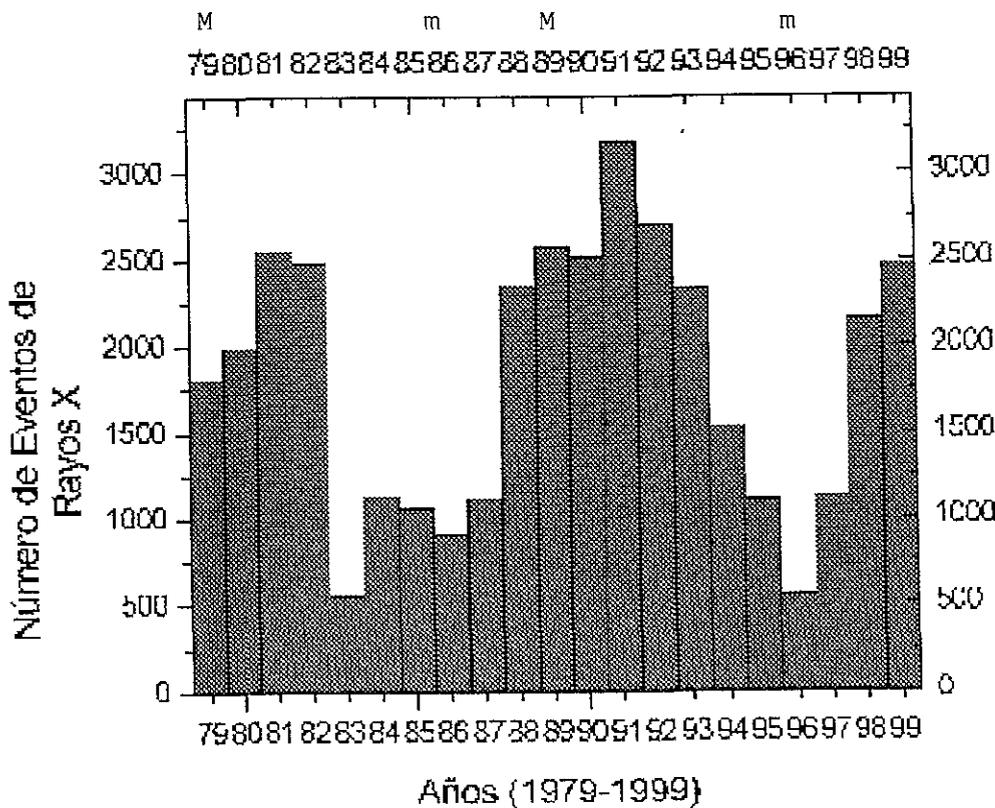


Figura 4.3: Histograma del número de estallidos de rayos X para el período de tiempo 1979-1999. La *m* indica el mínimo de manchas y la *M* indica el máximo de manchas.

4.3), muestra que la razón de ocurrencia de estallidos de RX durante el período de análisis (1979-1999) inicia con una ocurrencia ascendente que alcanza su máximo en 1981, esto es, dos años después al máximo de actividad solar de 1979 del ciclo 21. Un año después (1982) decrece un poco la ocurrencia y en 1983 decae súbitamente a un mínimo de ocurrencia. En 1984 asciende la ocurrencia y vuelve a descender para 1985, presentando otro mínimo en 1986, que coincide con el mínimo de actividad solar del ciclo 21-22. Sin embargo, no parece clara la relación

para el período 1979-1986, debido a que es menor la ocurrencia de 1983 (que no coincide con el mínimo de actividad solar del ciclo 21-22) a la del año de 1986 (que sí coincide con el mínimo de actividad solar del ciclo 21-22). Después del mínimo de actividad solar de 1986, la ocurrencia comienza a ascender alcanzando su máximo de ocurrencia en el año de 1991, esto es, dos años después al máximo de actividad solar del ciclo 22. Posteriormente, comienza a descender la ocurrencia de estallidos de RX y llega a su mínimo de ocurrencia para el año de 1996 que sí coincide con el mínimo de actividad solar para el ciclo 22. Gradualmente, la ocurrencia comienza a ascender para el período 1996-1999, de acuerdo con el índice de manchas.

Se observa entonces que, no existe una buena relación de los eventos de estallidos de RX con el índice de actividad solar. Sólo se presenta una coincidencia para el mínimo de 1996. En el período de 1979-1986 se tiene un máximo de ocurrencia (1981) que es tres años posterior al máximo de actividad solar. Además en 1983 se tiene un mínimo de ocurrencia y en 1986 se tiene otro mínimo local, resultando ser el de 1983 menor y no coincide con el mínimo de actividad solar a pesar de que el otro "mínimo" de ocurrencia (1986) sí coincide con el mínimo de actividad solar de ese mismo año.

- **Eyecciones de masa coronal:** El histograma de eyecciones de masa coronal (EMC) (Figura 4.4), muestra una ocurrencia ascendente desde 1979 que alcanza su máximo para el año de 1980, esto es, un año después del máximo de actividad solar de 1979 del ciclo 21. La ocurrencia de EMC desciende y alcanza su mínimo en 1985, un año antes del mínimo de actividad solar del ciclo 21-22. Posteriormente, la ocurrencia de EMC asciende y alcanza su máximo en 1989, la cual coincide con el máximo de actividad solar para el ciclo 22. Sin embargo cabe señalar que no se cuenta con registros de EMC para el período 1990-1995, y resulta difícil afirmar que existe la coincidencia con el máximo del índice de manchas para este año. En 1986, se tiene un mínimo de ocurrencia pero esto se debe nuevamente a la carencia de datos, así, de esta forma, podríamos decir que éste mínimo de ocurrencia coincide con el mínimo de actividad solar para el ciclo 22-23. En lo que resta del período de análisis la ocurrencia asciende de acuerdo a la ascensión en el índice de manchas.

Se puede observar que la ocurrencia de EMC presenta un corrimiento de un año, hacia adelante, en su máximo de ocurrencia (1980) con respecto al máximo de actividad solar de 1979. El mínimo de ocurrencia presenta un corrimiento de un año, hacia atrás, en su mínimo de ocurrencia (1985) con respecto al mínimo de actividad solar de 1986. Para el máximo de ocurrencia y mínimo de ocurrencia de EMC de los años de 1989 y 1996, respectivamente, se tiene una coincidencia con los máximo y mínimo de actividad solar de esos mismos años. Sin embargo no se puede afirmar que esta coincidencia sea así, debido a la carencia de datos

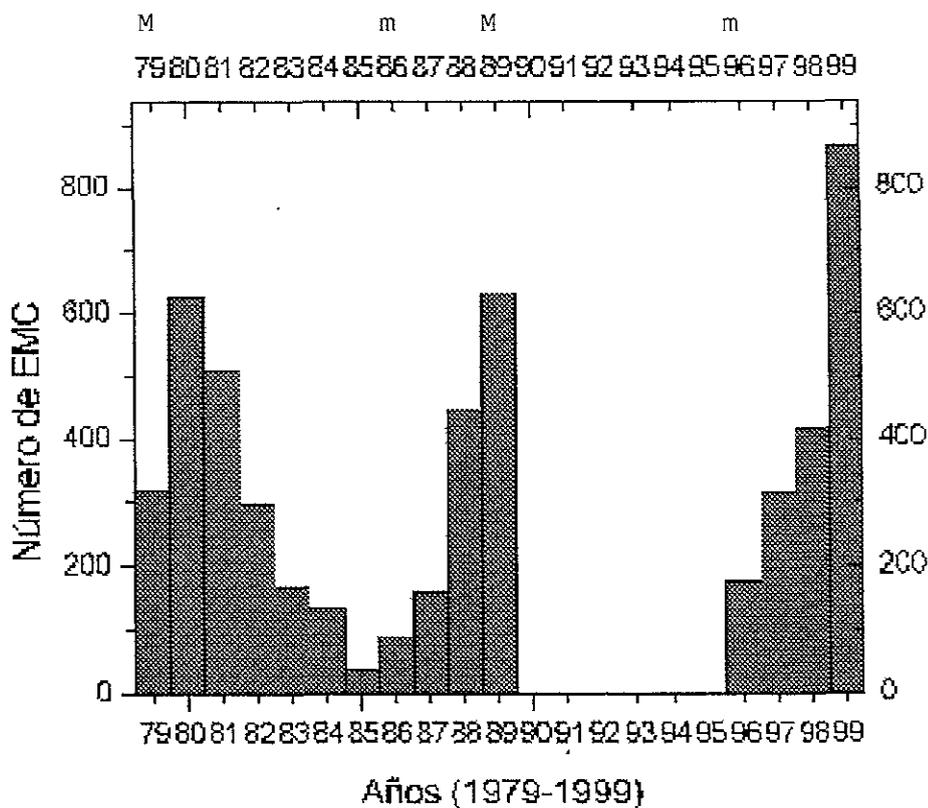


Figura 4.4: Histograma del número de eyecciones de masa coronal (EMC) para el período de tiempo 1979-1999. El histograma presenta una falta de datos para el período 1990-1995. La *m* indica el mínimo de manchas y la *M* indica el máximo de manchas.

que se tiene en el período 1990-1995.

- **Estallidos de radio Tipo I:** El histograma de estallidos de radio Tipo I (Figura 4.5), muestra una ocurrencia ascendente desde 1979 que alcanza su máximo para el año de 1982, es decir, tres años después del máximo de actividad solar del ciclo 21. Después la ocurrencia comienza a descender hasta llegar a un mínimo de ocurrencia en 1987, esto es, un año después del mínimo de manchas de 1986 del ciclo 21-22. Posteriormente a 1987, se puede observar que la ocurrencia de estallidos Tipo I asciende en los años de 1988 y 1989, vuelve a caer a un número de ocurrencias menor a las que se reportan en 1988. En 1991 aparece un máximo de ocurrencia que, a pesar del comportamiento irregular de la variación de ocurrencia de estos estallidos para estos años, se podría decir que en 1991 se tiene el máximo de ocurrencia de estallidos, que aparece dos años después del máximo de manchas del ciclo 22. El histograma muestra que después del máximo

de ocurrencia de estallidos Tipo I de 1991, se presenta un mínimo, no muy claro en 1996 que coincide con el mínimo de manchas del ciclo 22-23 y posteriormente inicia una fase ascendente que vuelve a caer ligeramente para 1999.

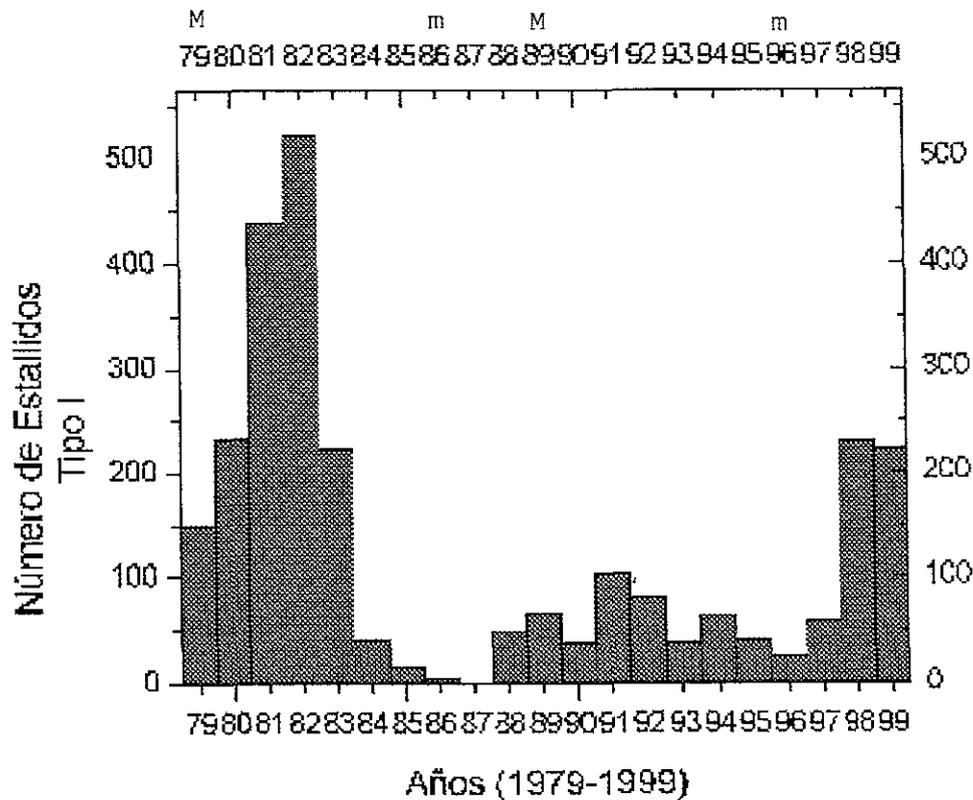


Figura 4.5: Histograma del número de estallidos de radio Tipo I para el período de tiempo 1979-1999. La *m* indica el mínimo de manchas y la *M* indica el máximo de manchas.

Podemos decir, a partir de lo anterior, que la relación de la variación de los estallidos Tipo I con el ciclo de manchas es poco clara, sobre todo en el período 1988-1999, a pesar de que aparezca una coincidencia del mínimo de ocurrencia de estallidos en 1996 con el mínimo de manchas de ése mismo año. Además existe un corrimiento de tres años, hacia adelante, del máximo de ocurrencia de estos estallidos con el máximo del índice de manchas de 1979. El mínimo de ocurrencias de 1987 está corrido un año, hacia adelante, con respecto al mínimo de manchas de 1986 y el máximo de ocurrencia de estallidos que se presenta en 1991 se corre dos años hacia adelante con respecto al máximo de manchas de 1989.

- Estallidos de radio Tipo II: El histograma de estallidos de radio Tipo II (Figura

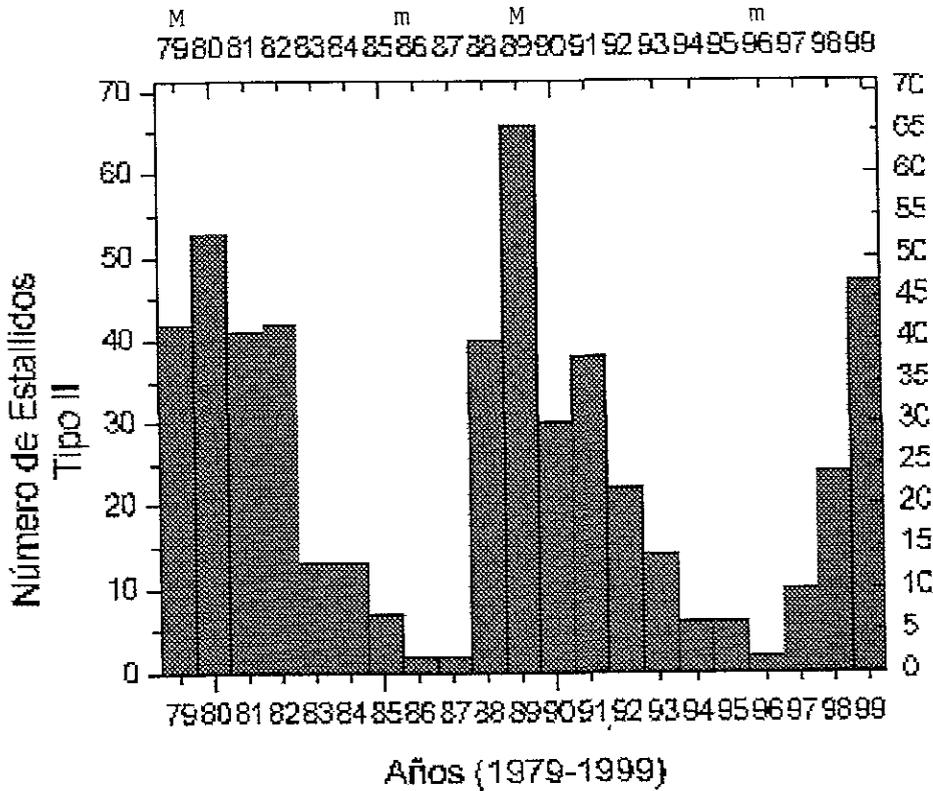


Figura 4.6: Histograma del número de estallidos de radio Tipo II para el período de tiempo 1979-1999. La *m* indica el mínimo de manchas y la *M* indica el máximo de manchas.

ra 4.6), muestra una ocurrencia ascendente desde 1979 que alcanza su máximo para el siguiente año, un año después al máximo de actividad solar del ciclo 21. Posteriormente desciende la ocurrencia al siguiente año (1981), crece ligeramente en 1982 y vuelve a descender, alcanzando el mínimo para el período 1986-1987, que para fines prácticos, podría decirse que coincide con el mínimo de actividad solar de 1986 del ciclo 21-22. Después, la ocurrencia de los estallidos Tipo II asciende y rápidamente alcanza su máximo en 1989, que coincide con el máximo de manchas correspondiente al ciclo 22. La ocurrencia desciende y crece en 1991 y vuelve a descender hasta llegar a un mínimo de ocurrencia en 1996, coincidiendo con el mínimo de actividad solar del ciclo 22-23. Después de éste mínimo, la ocurrencia de estallidos Tipo II asciende de acuerdo al índice de manchas.

Podemos observar que los estallidos Tipo II presentan una buena relación de su variación de ocurrencia con respecto al índice de manchas, a pesar de que el máximo de ocurrencia de 1980, está corrido, hacia adelante, un año con respecto

al máximo de manchas de 1979. Los mínimos de ocurrencia correspondientes a 1986 y 1996 coincidieron con los mínimos de manchas de éstos años; además el máximo de ocurrencia que presentan los estallidos Tipo II en 1989 también coincide con el máximo de la actividad solar definido por el índice de manchas.

- **Estallidos de radio Tipo III:** El histograma de estallidos de radio Tipo III

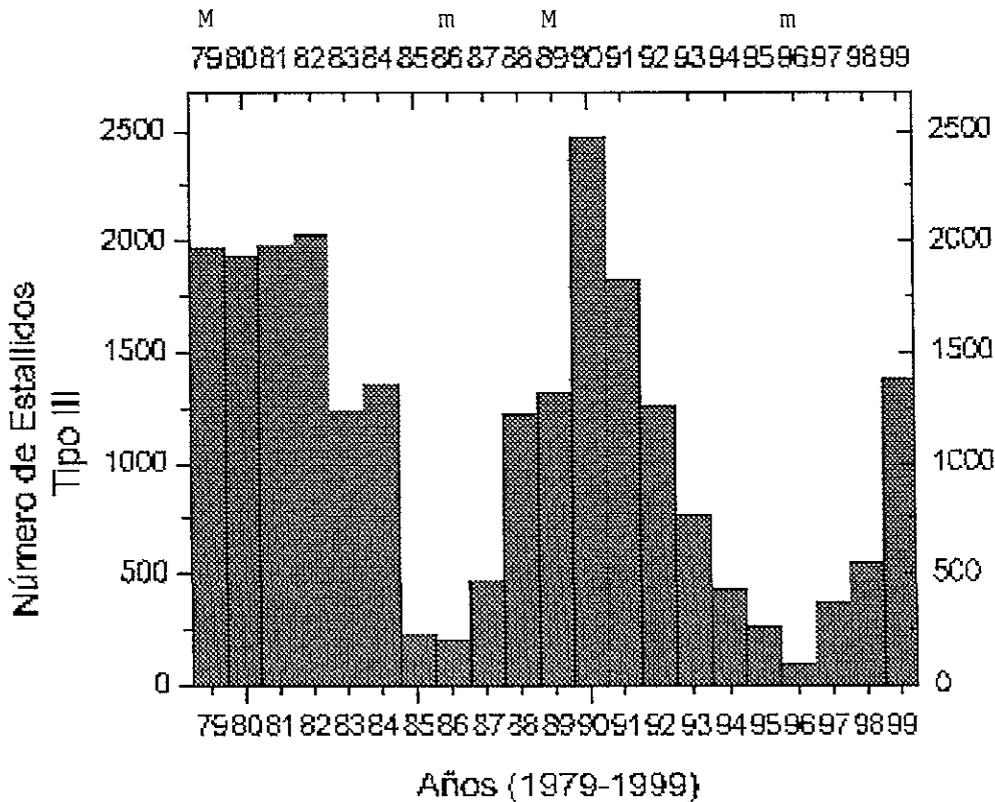


Figura 4.7: Histograma del número de estallidos de radio Tipo III para el período de tiempo 1979-1999. La *m* indica el mínimo de manchas y la *M* indica el máximo de manchas.

(Figura 4.7), muestra una ocurrencia irregular y no muy bien definida para el período 1979-1982, que resulta confuso hablar de una variación de ocurrencia bien definida con respecto a la variación del índice de manchas. Sin embargo, después de éste período comienza una variación descendente en la ocurrencia de estallidos Tipo III, alcanzando su mínimo de ocurrencia en 1986, que coincide con el mínimo de actividad solar del ciclo 22-23. Posteriormente, sigue una ocurrencia ascendente que alcanza su máximo de ocurrencia en 1989, un año después del máximo de actividad solar, correspondiente al ciclo 22. La ocurrencia vuelve a descender y llega a su mínimo en 1996, que coincide con el mínimo de

actividad solar, correspondiente al ciclo 22-23. Después se presenta una ascensión de acuerdo a la ascensión del índice de manchas.

De lo anterior, podemos decir que para el período 1979-1982, la relación de ocurrencia de estallidos Tipo III con el índice de manchas no está muy bien definida. Sin embargo, los mínimos de ocurrencia de éstos estallidos para 1986 y 1996 sí están bien definidos con respecto al mínimo de manchas de éstos años. Además, el máximo de ocurrencia de estallidos Tipo III está corrido un año respecto al máximo del índice de manchas.

- Estallidos de radio Tipo IV: El histograma de estallidos de radio Tipo IV

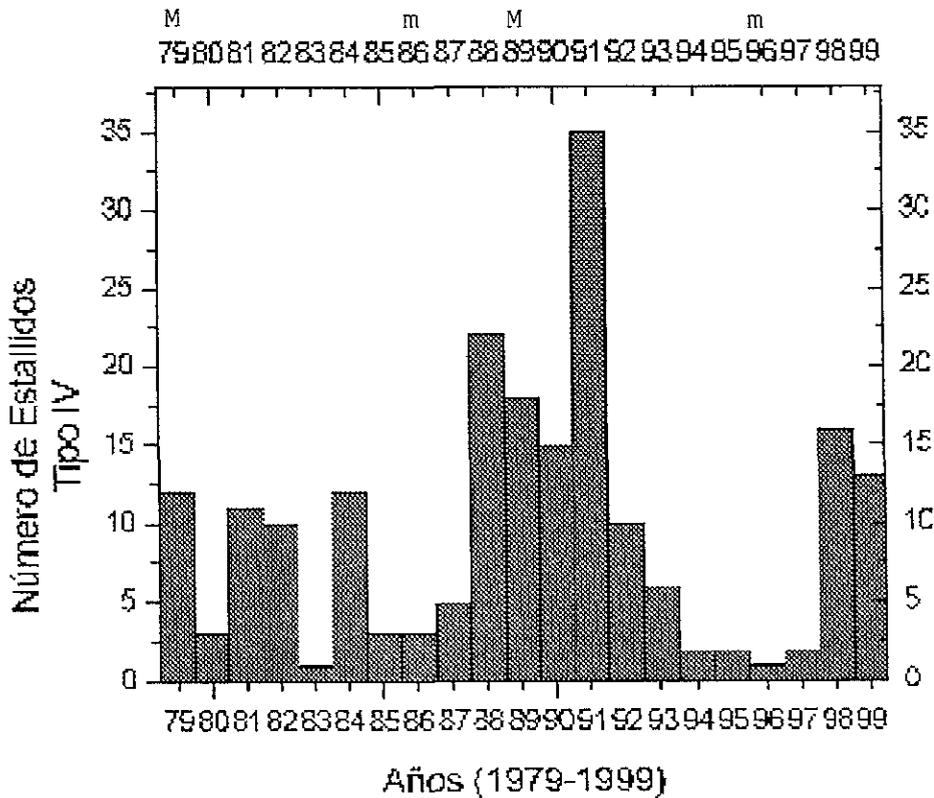


Figura 4.8: Histograma del número de estallidos de radio Tipo IV para el período de tiempo 1979-1999. La *m* indica el mínimo de manchas y la *M* indica el máximo de manchas.

(Figura 4.8), muestra una clara irregularidad para el período 1979-1985 debido a que no es posible establecer una relación de variación con el índice de manchas. Sin embargo se puede observar que existe la presencia de una variación más definida, que comienza a ascender, a partir de 1985-1986, que coincide con el

mínimo de actividad solar, correspondiente al ciclo 21-22. Esta ascensión en la ocurrencia de estallidos Tipo IV, alcanza un ligero máximo en 1988 y después decrece para que, súbitamente, presente un máximo de ocurrencia en 1991, esto es, dos años después al máximo de manchas del ciclo 22. La ocurrencia desciende y llega a un mínimo en 1996, que coincide con el mínimo de actividad solar correspondiente al ciclo 22-23. Después la ocurrencia asciende, sin embargo cae ligeramente para 1999.

Podemos decir, a partir del histograma de los estallidos Tipo IV, que el período de 1979 a 1985 no está claramente definido como para hablar de alguna relación de variación de ocurrencia de éstos estallidos con el índice de manchas. Sin embargo, se puede decir que los mínimos de ocurrencia de 1986 y 1996 coinciden con los mínimos de manchas para éstos años; aunque si observamos, en 1990 se presenta un mínimo de ocurrencia y posteriormente, en 1991 aparece un máximo de ocurrencia que está corrido dos años, hacia adelante, con respecto al máximo de manchas de 1989. Esto implica la irregularidad en la variación de los estallidos Tipo IV con el ciclo de actividad solar.

- **Estallidos de radio Tipo V:** El histograma de estallidos de radio Tipo V (Figura 4.9), muestra una variación confusa para el período de 1979 a 1984. Es en 1984 donde podríamos hablar de un máximo de ocurrencia que estaría corrido 5 años, hacia adelante, con respecto al máximo de actividad solar de 1979 correspondiente al ciclo 21. Después de 1984, la ocurrencia desciende y alcanza su mínimo en 1986, coincidiendo con el mínimo de actividad solar del ciclo 21-22. Después de éste mínimo, la ocurrencia asciende hasta alcanzar su máximo en 1989, que coincide con el máximo de actividad solar del ciclo 22. Posteriormente, la ocurrencia de estallidos Tipo V, desciende y llega a un mínimo en 1996, que coincide con el mínimo de actividad solar del ciclo 22-23. Después de éste año, la ocurrencia asciende y sufre una caída en 1999.

De lo anterior, podemos decir que en el período de 1979 a 1984, no está muy clara la relación de variación de los estallidos Tipo V con el índice de manchas. Sin embargo, la relación de esta variación es muy buena para el resto del período de análisis, teniendo que los mínimos de ocurrencia de estallidos (años 1986 y 1996) coincidieron con los mínimos del índice de manchas. Además, el máximo de ocurrencia de estallidos Tipo V para 1989 también coincide con el máximo del índice de manchas para ése mismo año.

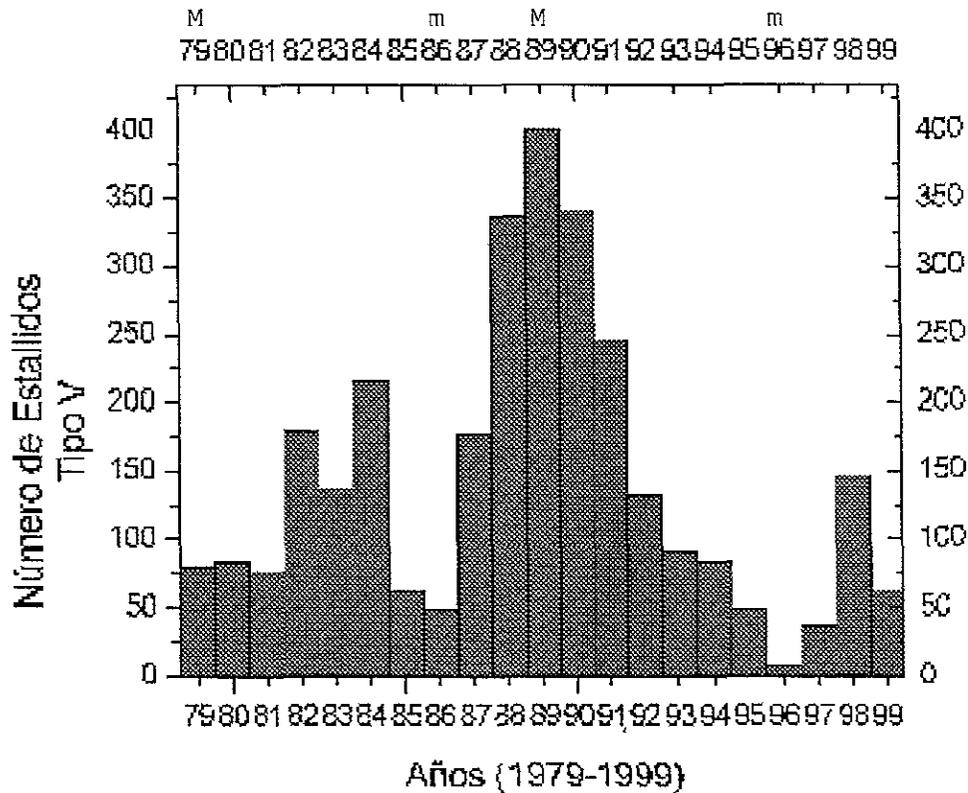


Figura 4.9: Histograma del número de estallidos de radio Tipo V para el período de tiempo 1979-1999. La *m* indica el mínimo de manchas y la *M* indica el máximo de manchas.

- Protones energéticos:** El histograma de eventos de protones energéticos (Figura 4.10), muestra una marcada irregularidad en la variación de ocurrencia con respecto al índice de manchas. En el período de 1979 a 1986 se tienen mínimos de ocurrencia para 1980 y 1983. Después de 1980 inicia un ascenso en la ocurrencia llegando a un máximo distinguible para 1982, que resulta estar corrido tres años, hacia adelante, del máximo de actividad solar correspondiente al ciclo 21. Sin embargo la ocurrencia cae para 1983 y en 1984 vuelve a aumentar, cayendo para 1985 y asciende en 1986 para llegar a un mínimo más definido en 1987, un año después al mínimo de actividad solar del ciclo 21-22. Después inicia un ascenso en la ocurrencia hasta alcanzar un máximo en 1989, que coincide con el máximo de actividad solar del ciclo 22. Posteriormente, la ocurrencia desciende en 1990, asciende para 1991 y gradualmente desciende hasta llegar a un mínimo en 1996 que coincide con el mínimo de actividad solar correspondiente al ciclo 22-23. Después, la ocurrencia vuelve a ascender, desde 1996 hasta 1998, cayendo para 1999.

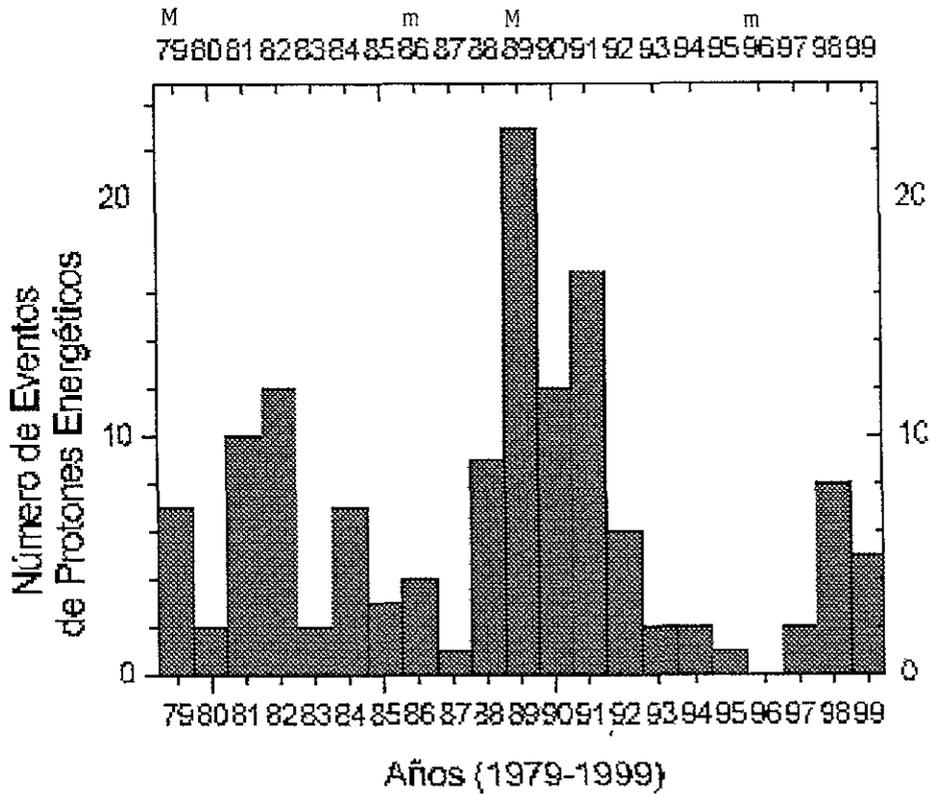


Figura 4.10: Histograma del número de eventos de protones energéticos para el período de tiempo 1979-1999. La *m* indica el mínimo de manchas y la *M* indica el máximo de manchas.

De lo anterior, podemos decir que a pesar de que hubo coincidencias en el máximo de manchas de 1989 y el mínimo de 1996, la relación entre eventos de protones energéticos y el índice de manchas no está muy bien definida.

4.3.1 Relaciones con el Ciclo de Actividad Solar

La Tabla 4.2 nos muestra los coeficientes de correlación entre las diversas manifestaciones de actividad, antes mencionadas, y el índice de manchas que define el ciclo de actividad solar. Podemos observar que las fulguraciones presentan una muy buena correlación ~ 0.935 . Las eyecciones de masa coronal (EMC) aparecen para el período de tiempo completo (1979-1999), que debido a la carencia de datos (1990-1995) su coeficiente de correlación cae hasta ~ 0.684 ; sin embargo, al obtener el coeficiente de correlación para los períodos 1979-1989 y 1996-1999, las correlaciones obtenidas son

<i>Manifestación de Actividad Solar</i>	<i>Coefficiente de Correlación [r]</i>
Fulguraciones	0.935
EMC (1979-1999)	0.684
†EMC (1979-1989)	0.891
†EMC (1996-1999)	0.934
Estallidos de RX	0.769
Estallidos Tipo I	0.477
Estallidos Tipo II	0.911
Estallidos Tipo III	0.906
Estallidos Tipo IV	0.622
Estallidos Tipo V	0.530
Protones Energéticos	0.711

Tabla 4.2: Coeficientes de correlación del índice de manchas con algunas manifestaciones de la actividad solar.

o menos regular. Los Estallidos de radio Tipo I, presentan una mala correlación ya que su coeficiente de correlación fue de ~ 0.477 . Los estallidos Tipo II, presentaron una buena correlación al obtenerse un coeficiente de correlación de ~ 0.911 ; de manera similar, los estallidos de radio Tipo III presentan una buena correlación, con un coeficiente de correlación de ~ 0.906 . Los estallidos de radio Tipo IV, presentaron un coeficiente de correlación de ~ 0.622 , que resulta ser malo. Similarmente, los estallidos Tipo V presentan un coeficiente de correlación de ~ 0.530 y como vimos en el análisis del histograma, la correlación es muy baja. Los protones energéticos presentan un coeficiente de correlación de ~ 0.711 que resulta ser malo.

La Tabla 4.3 muestra una comparación del máximo de ocurrencia de las manifestaciones de la actividad solar analizadas, para el máximo de manchas correspondiente al ciclo 21. En ella se muestra el año en el que alcanzan su máximo de ocurrencia y la diferencia, en años, con respecto al máximo de manchas del ciclo 21. Como puede notarse, existen casos, como los estallidos Tipo III, Tipo IV, Tipo V y los protones energéticos, en los que la determinación de cuándo alcanzan su máximo, resulta confusa.

La Tabla 4.4 muestra una comparación del mínimo de ocurrencia de las manifestaciones de la actividad solar analizadas, para el mínimo de manchas correspondiente al ciclo 21-22. En ella se muestra, como en la tabla anterior, el año en el que alcanzan su mínimo de ocurrencia y la diferencia, en años, con respecto al mínimo de manchas del ciclo 21-22. Puede notarse que existen manifestaciones, como las fulguraciones, estallidos de radio Tipo II, estallidos de radio Tipo III y estallidos de radio Tipo V, que presentan una coincidencia de su mínimo de ocurrencia con el mínimo de manchas para

<i>Manifestación de Actividad Solar</i>	<i>Máximo de ocurrencia para el Ciclo 21</i>	<i>Diferencia con el Índice de Manchas</i>
Fulguraciones	1980	1 año después
EMC	1980	1 año después
Estallidos de RX	1981	2 años después
Estallidos Tipo I	1982	3 años después
Estallidos Tipo II	1980	1 año después
Estallidos Tipo III	confuso	confuso
Estallidos Tipo IV	confuso	confuso
Estallidos Tipo V	confuso	confuso
Protones Energéticos	confuso	confuso

Tabla 4.3: Comparación en el que las manifestaciones de actividad solar alcanzan su máximo de ocurrencia para el ciclo de actividad solar 21 (máximo) de 1979.

el ciclo 21-22. El mínimo de ocurrencia para los estallidos Tipo IV resultó confuso.

<i>Manifestación de Actividad Solar</i>	<i>Mínimo de ocurrencia para el Ciclo 21-22</i>	<i>Diferencia con el Índice de Manchas</i>
Fulguraciones	1986	coincide, no hay diferencia
EMC	1985	1 año antes
Estallidos de RX	1983	3 años antes
Estallidos Tipo I	1987	1 año después
Estallidos Tipo II	1986	coincide, no hay diferencia
Estallidos Tipo III	1986	coincide, no hay diferencia
Estallidos Tipo IV	confuso	confuso
Estallidos Tipo V	1986	coincide, no hay diferencia
Protones Energéticos	1987	1 año después

Tabla 4.4: Comparación en el que las manifestaciones de actividad solar alcanzan su mínimo de ocurrencia para el ciclo de actividad solar 21-22 (mínimo) de 1986.

La tabla 4.5 muestra una comparación del máximo de ocurrencia de las manifestaciones de la actividad solar analizadas, para el máximo de manchas correspondiente al ciclo 22. Podemos notar que las fulguraciones, eyecciones de masa coronal, estallidos de radio Tipo II, estallidos de radio Tipo V y protones energéticos, alcanzan su máximo de ocurrencia al mismo tiempo en el que se tiene el máximo de manchas para el ciclo 22.

La tabla 4.6 muestra una comparación del mínimo de ocurrencia de las manifestaciones de la actividad solar analizadas, para el mínimo de manchas correspondiente al

116CAPÍTULO 4. VARIACIÓN DE LAS MANIFESTACIONES DE LA ACTIVIDAD SOLAR

<i>Manifestación de Actividad Solar</i>	<i>Máximo de ocurrencia para el Ciclo 22</i>	<i>Diferencia con el Índice de Manchas</i>
Fulguraciones	1989	coincide, no hay diferencia
EMC	1989	coincide, no hay diferencia
Estallidos de RX	1991	2 años después
Estallidos Tipo I	1991	2 años después
Estallidos Tipo II	1989	coincide, no hay diferencia
Estallidos Tipo III	1990	1 año después
Estallidos Tipo IV	1991	2 años después
Estallidos Tipo V	1989	coincide, no hay diferencia
Protones Energéticos	1989	coincide, no hay diferencia

Tabla 4.5: Comparación en el que las manifestaciones de actividad solar alcanzan su máximo de ocurrencia para el ciclo de actividad solar 22 (máximo) de 1989.

ciclo 22-23. Aquí encontramos que todas las manifestaciones presentan su mínimo de ocurrencia al mismo tiempo en el que se tiene el mínimo de manchas.

<i>Manifestación de Actividad Solar</i>	<i>Mínimo de ocurrencia para el Ciclo 22-23</i>	<i>Diferencia con el Índice de Manchas</i>
Fulguraciones	1996	coincide, no hay diferencia
EMC	1996	coincide, no hay diferencia
Estallidos de RX	1996	coincide, no hay diferencia
Estallidos Tipo I	1996	coincide, no hay diferencia
Estallidos Tipo II	1996	coincide, no hay diferencia
Estallidos Tipo III	1996	coincide, no hay diferencia
Estallidos Tipo IV	1996	coincide, no hay diferencia
Estallidos Tipo V	1996	coincide, no hay diferencia
Protones Energéticos	1996	coincide, no hay diferencia

Tabla 4.6: Comparación en el que las manifestaciones de actividad solar alcanzan su mínimo de ocurrencia para el ciclo de actividad solar 22-23 (mínimo) de 1996.

En general, a partir de los histogramas de las diversas manifestaciones de la actividad solar, la tabla de los coeficientes de correlación, y las tablas que comparan la coincidencia o diferencia de los mínimos y máximos de ocurrencia de cada una de las manifestaciones de la actividad solar consideradas, con respecto al índice de manchas, podemos notar que no todas las manifestaciones analizadas presentan una relación con el ciclo de actividad solar: sin embargo existen algunas, que su variación está correlacionada con éste índice de manchas.

Proxys de EMC

Un punto interesante en el estudio de esta tesis lo representa el *hueco* que se presenta en el histograma de la eyecciones de masa coronal (ver figura 4.4). Como se mencionó anteriormente, existe una carencia de datos para el intervalo de tiempo 1990-1995. Sin embargo, podríamos considerar, con base en las aproximaciones que presenta la revista SGD, el registro de eyecciones de masa provenientes del Sol que se hace de manera indirecta. Esto es lo que se conoce como *Mass Ejections From The Sun -Proxy Data-*. En estos registros, se presenta una tabla de transitorios solares en $H\alpha$, EUV, Rayos X, luz blanca y observaciones en radio incluyendo comentarios acerca del tipo de actividad asociada, como por ejemplo, protuberancias eruptivas, arcos expandiéndose en luz blanca, transitorios coronales, estallidos Tipo IV y Tipo II, etc.

Con base en estas aproximaciones, se hizo el cálculo del coeficiente de correlación para el intervalo de tiempo 1989-1996, en donde se incluye el faltante de datos para el intervalo 1990-1995. Las aproximaciones que se consideraron fueron las observaciones de radio, concretamente los estallidos de radio Tipo II, reportados por el radiotelescopio de Learmonth. La tabla 4.7 muestra la relación del número de eventos reportados para el intervalo de tiempo 1989-1996 así como el índice de manchas para el mismo período de tiempo.

<i>Año</i>	<i>Eventos de Radio Tipo II</i>	<i>Índice de Manchas</i>
1989	59	157.6 [M]
1990	49	142.6
1991	64	145.7
1992	31	94.3
1993	19	54.6
1994	10	29.9
1995	9	17.5
1996	5	8.6 [m]

Tabla 4.7: Comparación del número de eventos de radio reportados en los PROXY DATA de eyecciones de masa provenientes del Sol y el índice de manchas para el intervalo de tiempo 1989-1996. La [M] indica el máximo y la [m] el mínimo de manchas respectivamente.

Al realizar el cálculo del coeficiente de correlación, se obtiene un valor de $r = 0.98$. que representa una buena correlación. Sin embargo, cabe destacar que esto sólo fue para los datos reportados en radio. Los datos en $H\alpha$ y el resto de las emisiones, están discontinuados por la revista desde marzo de 1994. Esto se debe, según los editores, a que estos reportes no pretenden ser una lista de EMC como las que entendemos ahora. Sin embargo recomiendan que, para las observaciones en radio, se consulten los reportes que comúnmente aparecen en la revista.

118CAPÍTULO 4. VARIACIÓN DE LAS MANIFESTACIONES DE LA ACTIVIDAD SOLAR

Si comparamos el número de eventos en radio que se asocian con EMC, nos podemos dar cuenta que son sensiblemente menores. A pesar de que los reportes en radio que dan estas aproximaciones tuvieron una buena correlación con el índice de manchas, resulta *aventurado* afirmar que los PROXYS de EMC son un buen parámetro a seguir en el análisis de la variación de diversas manifestaciones de la actividad solar con el ciclo de actividad solar definido por el índice de manchas.

Las conclusiones correspondientes a este trabajo de tesis, cuyo análisis ha sido desarrollado, se presentan en el siguiente capítulo.

Capítulo 5

Conclusiones

El trabajo de la tesis muestra la relación de diversas manifestaciones de la actividad solar con el ciclo de actividad solar, definida por el índice de manchas. A través del análisis realizado, podemos dar las siguientes conclusiones:

1. De las manifestaciones de la actividad solar analizadas en la tesis, las fulguraciones, las eyecciones de masa coronal (EMC), los estallidos de radio Tipo II y los estallidos de radio Tipo III, presentaron una buena correlación con el índice de manchas, para el intervalo de tiempo de análisis (1979-1999). Los coeficientes de correlación para cada una de estas manifestaciones de la actividad solar fueron:
 - Fulguraciones: $r = 0.935$
 - EMC: $r = 0.891$, $r = 0.934$
 - Estallidos de radio Tipo II: $r = 0.911$
 - Estallidos de radio Tipo III: $r = 0.906$
2. Los estallidos de rayos X, estallidos de radio Tipo I, estallidos de radio Tipo IV, estallidos de radio Tipo V y protones energéticos, presentaron una mala correlación con el índice de manchas.
3. De las manifestaciones que presentaron una buena correlación con el índice de manchas, sus máximos o mínimos de ocurrencia coincidieron, en al menos dos ocasiones, con los máximos o mínimos de actividad solar, y en los casos en los que no coincidieron, presentaron un desfase de uno o dos años.
4. La inclusión de los *proxys de EMC* para cubrir la carencia de datos de EMC en el intervalo de tiempo 1990-1995, presentaron un buen coeficiente de correlación ($r = 0.98$); sin embargo aun no queda claro si estos reportes pueden ser considerados como una buena aproximación de la variación en la ocurrencia de las EMC durante el ciclo de actividad solar.

5. El análisis presentado en ésta tesis sugiere que, aun cuando la actividad solar se define por el índice de manchas, no todas las manifestaciones de ésta actividad solar, que fueron consideradas, presentaron una evolución, en ocurrencia, relacionada con la variación del índice de manchas. Por lo tanto, hablar del máximo o mínimo de actividad solar no refleja, necesariamente, que las manifestaciones de la propia actividad solar también alcancen su máximo o su mínimo de ocurrencia, simultáneamente al índice de manchas.

La pregunta que surge después de haber realizado el análisis es ¿por qué algunas de las manifestaciones de la actividad solar no presentaron una buena correlación con el ciclo de actividad solar definido por el índice de manchas?

Si tratamos de buscar algunos indicios que pudieran sugerir las causas por las cuales ciertas manifestaciones no presentaron una buena relación con el índice de manchas; sería necesario empezar con lo que define el ciclo de actividad solar, es decir, las manchas.

Como vimos en el capítulo 2, las manchas comienzan a aparecer, en el inicio del ciclo de actividad solar, en latitudes medias (30°) y conforme el ciclo de actividad avanza, las manchas aparecen a latitudes bajas (8°). Hundhausen (1993) estudió la relación espacial entre las EMC observadas desde 1980 hasta 1990 con la evolución de las estructuras magnéticas cerradas de pequeña escala y gran escala del Sol. El estudio mostró que las distribuciones latitudinales de los campos magnéticos de las manchas solares, las regiones activas, las fulguraciones y las protuberancias eruptivas no coinciden con las distribuciones latitudinales de las eyecciones coronales dentro del período estudiado. Sin embargo, el cambio longitudinal de los cascos coronales, que son regiones brillantes en la imagen coronal, es muy parecido a los cambios latitudinales de las EMC. En los años cercanos al máximo de manchas, estos eventos ocurren en todas las latitudes solares y alrededor del mínimo aparecen solamente en una área cercana al ecuador $-45^\circ < \lambda < +45^\circ$. Si uno observa las variaciones latitudinales de ocurrencia de los parámetros estudiados por Hundhausen (1993), puede notar que, por ejemplo, las fulguraciones y las regiones activas tienen una variación latitudinal de ocurrencia similar a la que presentan las manchas ($\lambda = \pm 35^\circ$). Sin embargo, las EMC no presentan esta variación longitudinal de ocurrencia pero su coeficiente de correlación con el índice de manchas resultó bueno así como el de las fulguraciones. En cambio, manifestaciones de la actividad solar como los estallidos de rayos X, que mucho se asocian con fulguraciones y EMC, no presentaron una buena correlación con el índice de manchas. De igual forma, los estallidos de radio Tipo IV, que se asocian con estallidos de radio Tipo II (ver capítulo 3), tampoco presentaron una buena correlación a pesar de que los estallidos de radio Tipo II si tuvieron un buen coeficiente de correlación. Los estallidos de radio Tipo I, que se relacionan mucho con la aparición y crecimiento de complejas regiones activas en la fotosfera y que parecen ser una firma de reestructuraciones coronales, presentaron una correlación muy pobre con el índice de manchas. Algo similar ocurre con los estallidos de protones energéticos, que

si bien se relacionan con fulguraciones y EMC, no presentaron una buena correlación con el índice de manchas.

Si revisamos las tablas que muestran el momento en el que, las manifestaciones de la actividad solar alcanzan su máximo o mínimo de ocurrencia (Tablas 4.2 a 4.5) podemos notar, en forma general, que se presentan más coincidencias con el ciclo de manchas cuando las manifestaciones alcanzan su mínimo de ocurrencia; a diferencia del máximo de ocurrencia de las manifestaciones, que en general lo alcanzan tiempo después de que el ciclo de manchas llega a su máximo. Lo anterior podría sugerir que el retraso en tiempo que las manifestaciones de la actividad solar presentan (en general) con respecto al máximo de manchas, podría tener una relación con el hecho de que la energía, que es el *motor* que permite que se manifiesten, requiere de una acumulación para las diferentes escalas en las que se manifiesta el Sol y es en ése sentido lo que nos podría dar una respuesta al retardo en el que las manifestaciones alcanzan su máximo de ocurrencia. Podría pensarse en términos del tiempo que tarda la energía en *comunicarse* con las diferentes escalas en las que el Sol manifiesta su actividad, ya sea a nivel fotosférico, cromosférico o coronal. Lo contrario sucede cuando hablamos del mínimo de actividad solar, que en general, las manifestaciones de la actividad solar lo alcanzan simultáneamente al mínimo de manchas y que lo podríamos pensar en el sentido de que *apagamos el motor* de la actividad y con ello las manifestaciones disminuyen considerablemente su ocurrencia.

Lo anterior podría ser un camino en la búsqueda de la respuesta a la pregunta planteada.

Apéndice [A]

Modelo de Campo Potencial

El problema general del cálculo del campo magnético arriba de la fotosfera consiste en la solución de la ecuación de Laplace con condiciones satisfactorias a la frontera. Schmidt (1964) desarrolló la técnica computacional para dibujar la configuración magnética del campo coronal con base en las mediciones del campo fotosférico bajo las siguientes condiciones: que el campo es libre de corrientes eléctricas y que en una cierta altura, arriba de la fotosfera, el campo es completamente radial.

El cálculo de la estructura magnética de la corona requiere el conocimiento de los datos magnéticos para toda la superficie de la fotosfera. Los magnetogramas fotosféricos se obtienen por la combinación de los datos registrados durante toda la rotación Carrington. El campo magnético medido es la componente del campo proyectada en la línea de visión B_ℓ . Las regiones polares no son accesibles para este tipo de mediciones, sus magnitudes se toman de las observaciones hechas durante las épocas del año en la que la Tierra se mueve entre $\pm 7.25^\circ$ de latitudes solares y los polos están al alcance de observación (Svalgaard *et al.*, 1978).

A una distancia radial del Sol donde $\frac{B^2}{8\pi} < \frac{1}{2}\rho v^2$, el viento solar afecta al campo magnético de manera tal que lo arrastra, aquí \mathbf{B} es el campo magnético, ρ la densidad coronal, v la velocidad radial del viento solar. Arriba de esta distancia, la condición del campo potencial se viola: $\nabla \times \mathbf{B} \neq 0$. La distancia desde la cual se supone que las líneas magnéticas empiezan a ser rectas se llama *radio de la superficie fuente* $r=R_w$ (figura 1.4). Hoeksema *et al.*, (1982, 1983) toman el radio de la superficie fuente de $2.5R_\odot$ porque esta magnitud coincide con las observaciones de los eclipses. El problema completo de la configuración del campo magnético coronal, incluyendo la dinámica del viento solar, pide la solución numérica del sistema no lineal de ecuaciones diferenciales magnetohidrodinámicas. Schatten *et al.*, (1969) suponen que en la superficie fuente $r = R_w$ el potencial magnético es $\psi = 0$ y el campo es radial. Ahora el problema consiste en la búsqueda del potencial magnético entre dos esferas de distribución magnética conocida entre la fotosfera y la superficie fuente.

Para el caso del Sol debemos trabajar con coordenadas esféricas, así que las super

ficies fuente son esferas. Las coordenadas esféricas están relacionadas por

$$x = r \sin \vartheta \cos \varphi \quad (1)$$

$$y = r \sin \vartheta \sin \varphi \quad (2)$$

$$z = r \cos \vartheta \quad (3)$$

La ecuación de Laplace para el potencial magnético en coordenadas esféricas se escribe en la forma

$$\nabla^2 \Psi = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\sin \vartheta \frac{\partial \Psi}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \vartheta^2} \quad (4)$$

Gauss (1839) mostró que la componente radial del campo magnético alrededor de la esfera $B_r(R, \vartheta, \varphi)$ se presenta como la condición suficiente de la frontera. Aproximadamente

$$\mathbf{B}_z = \mathbf{B}_f \csc \vartheta \quad (5)$$

donde \mathbf{B}_f es el campo magnético fotosférico medido con el magnetómetro.

Una mejor aproximación puede obtenerse por medio de un desarrollo en armónicos esféricos. Este método fue usado originalmente por Gauss en 1838 y también se le llama *desarrollo de Gauss* o *desarrollo multipolar*.

Cualquier función armónica compleja $f(\vartheta, \varphi)$ puede ser desarrollada en series de Fourier o análisis armónico en forma de la suma de las oscilaciones armónicas simples

$$f(\vartheta, \varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} [g_m(\theta) \cos m\varphi + h_m(\theta) \sin m\varphi] \quad (6)$$

$$g_m = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \mathbf{B}(\vartheta) \cos m\theta \, d\theta \quad (7)$$

$$h_m = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \mathbf{B}(\theta) \sin m\theta \, d\theta \quad (8)$$

donde g_m, h_m son los coeficientes de Fourier o coeficientes armónicos de $\cos m\varphi$ y $\sin m\varphi$, $\mathbf{B}(\theta)$ es el significado de la función $f(\theta, \varphi)$ en la frontera, $n = 0, 1, 2, \dots$. Expresando las funciones matemáticas g_m, h_m en términos de los polinomios de Legendre $P_n^m(\vartheta)$, escribimos la función $f(\theta, \varphi)$ en la siguiente forma

$$f(\vartheta, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} \left[c_n P_{n,0}(\vartheta) + \sum_{m=1}^n (g_{n,m} \cos m\varphi + \mathbf{B}_{n,m} \sin m\varphi) P_{n,m}(\vartheta) \right] \quad (9)$$

donde $c_n = \sqrt{g_n^2 + h_n^2}$. El polinomio de Legendre asociado $P_{n,m}(\vartheta)$ es función de la colatitud ϑ . Los coeficientes g_n^m y h_n^m determinan las intensidades y orientaciones de los multipolos y sus valores se ajustan de acuerdo con las observaciones. Los valores de

los coeficientes se calculan de las observaciones fotosféricas tomando una cierta cantidad de elementos individuales de la superficie solar. Los coeficientes que se publican en los reportes *The Solar Magnetic Field* se calculan por una malla de 2592 elementos cada uno de $5^\circ \times 5^\circ$.

Las componentes del campo magnético en los puntos ($r \leq R_\odot, \vartheta, \varphi$) entre la fotosfera y la superficie fuente se escriben

$$B_r = -\frac{\partial \Psi}{\partial r} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (n+1) \left(\frac{R_\odot}{r}\right)^{n+2} (g_n^m \cos m\varphi + h_n^m \sin m\varphi) P_n^m(\vartheta) \quad (10)$$

$$B_\vartheta = -\frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial \vartheta} = -\sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{R_\odot}{r}\right)^{n+2} (g_n^m \cos m\varphi + h_n^m \sin m\varphi) \frac{dP_n^m(\vartheta)}{d\vartheta} \quad (11)$$

$$B_\varphi = -\frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial \Psi}{\partial \varphi} = \frac{1}{\sin \vartheta} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n m \left(\frac{R_\odot}{r}\right)^{n+2} (g_n^m \sin m\varphi - h_n^m \cos m\varphi) P_n^m(\vartheta) \quad (12)$$

Ahora se busca el potencial entre dos esferas de distribución de fuentes magnéticas conocida (Chapman y Bartels, 1940)

$$\begin{aligned} \Psi(r, \vartheta, \varphi) = & R_\odot \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n P_n^m(\vartheta) \left(\left[c_n^m \left(\frac{r}{R_\odot}\right)^n + (1 - c_n^m) \left(\frac{R_\odot}{r}\right)^{n+1} \right] g_n^m \cos m\varphi \right) + \\ & + P_n^m(\vartheta) \left(\left[d_n^m \left(\frac{r}{R_\odot}\right)^n + (1 - d_n^m) \left(\frac{R_\odot}{r}\right)^{n+1} \right] h_n^m \sin m\varphi \right) \end{aligned} \quad (13)$$

donde $c_n^m = d_n^m = - \left[\left(\frac{R_w}{R_\odot}\right)^{2n+1} - 1 \right]^{-1}$ son constantes.

El campo magnético se calcula por

$$B_r(r, \vartheta, \varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left[(1 - c_n^m)(n+1) \left(\frac{R_\odot}{r}\right)^{n+2} - n c_n^m \left(\frac{r}{R_\odot}\right)^{n-1} \right] P_n^m(\vartheta) (g_n^m \cos m\varphi + h_n^m \sin m\varphi) \quad (14)$$

$$B_\vartheta(r, \vartheta, \varphi) = -\sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left[(1 - c_n^m) \left(\frac{R_\odot}{r}\right)^{n+2} + c_n^m \left(\frac{r}{R_\odot}\right)^{n-1} \right] \frac{dP_n^m(\vartheta)}{d\vartheta} (g_n^m \cos m\varphi + h_n^m \sin m\varphi) \quad (15)$$

$$B_\varphi(r, \vartheta, \varphi) = \frac{1}{\sin \vartheta} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n m \left[(1 - c_n^m) \left(\frac{R_\odot}{r}\right)^{n+2} + c_n^m \left(\frac{r}{R_\odot}\right)^{n-1} \right] P_n^m(\vartheta) (g_n^m \sin m\varphi - h_n^m \cos m\varphi) \quad (16)$$

Cada uno de los términos del desarrollo representa un multipolo. El primero representa un dipolo, el segundo un cuadrupolo, el tercero un octupolo, etc. y el campo magnético finalmente descrito está representado por la suma de todos esos multipolos. Actualmente existen modelos de alta simulación que incluyen términos hasta $n > 10$.

En la actualidad el modelo de campo potencial tiene un uso muy amplio en la física solar y no sólo para entender la estructura de la corona solar, sino también para explicar su variación y evolución dentro del ciclo magnético, modelar diferentes eventos y procesos solares (por ejemplo las eyecciones de masa coronal). Wang y Sheeley (1990) usan este modelo para determinar la expansión de las líneas magnéticas abiertas con respecto a la expansión puramente radial en la sección transversal entre la fotosfera y la superficie fuente y explican la variación del viento solar en términos de la expansión de un hoyo coronal.

Bibliografía

- [1] Adams J. & Pnewman G. W., 1976, *Solar Phys*, **46**, 185.
- [2] Alfven H. & Carquist P., 1967, *Solar Phys.*, **1**, 220.
- [3] Altschuler M. D. & Newkirk G., 1969, *Solar Phys*, **9(2)**, 131.
- [4] Altschuler M. D., Levine R. H. & Harvey J. W., 1976, *Solar Phys*, **51**, 345.
- [5] Babcock H. W., 1953, *Ap.J.*, **118**, 387.
- [6] Babcock H. W., 1959, *Ap.J.*, **130**, 364.
- [7] Babcock H. W., 1961, *Ap.J.*, **133**, 572.
- [8] Backus G. E., 1958, *Ann. Phys.*, **4**, 372.
- [9] Blandford R. D. & Ostriker J. E., 1980, *Ap. J.*, **237**, 793.
- [10] Boisshot A., 1959, *Ann. d'Astrophys.*, **22**, 901.
- [11] Boisshot A. & Denisse J. F., 1957, *Compt. Rend.*, **244**, 1326.
- [12] Bothmer V. & Schwenn R., 1994, in *Fleck, B. et al.*, (Eds.), *Mass Supply and Flows in the Solar Corona*. Kluwer, Dordrecht, Holland, pp. 215-220.
- [13] Bothmer V. & Rust D. M., 1997, in *Crooker, N. et al. (Eds.) Coronal Mass Ejections*, GM 99, American Geophysical Union, Washington, DC, pp 139-146.
- [14] Bravo S. & Stewart G., 1995, *Advances in Space Research*, **17**, 221.
- [15] Bullard E. C. & Gellman H., 1954, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A247**, 213.
- [16] Cane H. V., McGuire R. E. & von Rosenvinge T. T., 1986, *Astrophys. J.*, **301**, 448-459.
- [17] Chupp E. L., 1983, *Ap. J.*, **273**, 195.

- [18] Chupp E. L., 1982, *Ap. J.*, **263**, L43.
- [19] Cowling T. G., 1945, *MNRAS*, **105**, 167.
- [20] Crannell C. J., Frost K. J., Mätzler C., Ohki K. & Saba J. L., 1978, *Astrophys. J.*, **223**, 620.
- [21] Datlowe D. W., Elcan M. J. & Hudson H. S., 1974, *Solar Phys.*, **39**, 155.
- [22] d'Azambuja L. & d'Azambuja M., 1948, *Ann. Obs. Paris-Meudon*, **6**, 7.
- [23] Fermi E., 1954, *Ap. J.*, **119**, 1.
- [24] Fontela J. M. & Poland A. I., 1989, *Solar Phys.*, **123**, 143.
- [25] Forbush S. E., 1964, in *Encyclopedia of Physics*, ed. S. Flügge (New York: Springer-Verlag), pp 159-247.
- [26] Galvin A. B., 1997, in *Crooker, N., et al. (Ed), Coronal Mass Ejections*, GM 99. American Geophysical Union, Washington, DC, pp. 253-260.
- [27] Gold T., Hoyle F., 1960, *Roy. Astrn. Soc.*, **120**, 89.
- [28] Gosling J. T., 1993, *J. Geophys. Res.*, **98**, 18, 937.
- [29] Gosling J. T., Birn J. & Hesse M., 1995, *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 869.
- [30] Hale G. E., 1908, *Astrophys. J.*, **28**, 100, 315.
- [31] Hale G. E., 1913, in *ibid.*, **38**, 27.
- [32] Hansen R. T., Garcia C. G., Hansen S. F., Yukukawa F., 1974, *Astronomical Society of the Pacific*, **86**, 500.
- [33] Harrison R. A., 1986, *Astron. Astrophys.*, **162**, 283.
- [34] Harvey J. W., 1969, *Ph. D. Thesis, Univ. of Colorado, Dept of Astrogeophysics*.
- [35] Hevaerst J., Priest E. R. & Rust D. M., 1977, *Ap.*, **216**, 123.
- [36] Hoeksema J. T., Wilcox J. M. & Scherrer P. H., 1982, *J. Geophys Res.*, **87**, 10331.
- [37] Hoeksema J. T., Wilcox J. M. & Scherrer P. H., 1983, *J. Geophys. Res.*, **88**, 9910.
- [38] Hoeksema J. T. 1984, *Ph. D Thesis, CSSA, Rept 7*.

- [39] Hoeksema J. T. & Scherrer P. H., 1986, *World Data Center A for Solar-Terrestrial Physics*, Report UAG-94.
- [40] Hoeksema J. T., 1991, *Center for Space Science and Astrophysics*, Report CSSA-ASTRO-91-01.
- [41] Hoeksema J. T., 1992, in *Solar Wind Seven*, 191.
- [42] Hoyng P., 1992, *The Sun, A Laboratory for Astrophysics, 99-138*, Kluwer Academic Publishers. Printed in The Netherlands.
- [43] Hundhausen A. J., 1993, *J. Geophys. Res.*, **98**, 13, 177.
- [44] Hundhausen A. J., 1988, in *Proceedings of the Sixth International Solar Wind Conference*, TN306+Proc, edited by V. Pizzo, T. E. Holzer, and D. G. Sime, National Center for Atmospheric Research, Boulder, pp. 181-214.
- [45] Kahler S. W., Sheeley N. R., Howard R. A., Koomen M. J., Michels D. J., McGuire R. E., von Roseninge T. T. & Reames D., 1984, *J. Geophys. Res.*, **89**, 9683-9693.
- [46] Kane S. R., 1969, *Astrophys. J.*, **162**, 1003.
- [47] Kiepenheuer K. O., 1953, *Solar Activity in the Sun*, Univ. of Chicago Press, pp. 322-465.
- [48] Kiplinger A. L., Dennis B. R., Emsile A. G., Frost K. J. & Orwig L. W., 1982, *Astrophys. J.*, **265**, L99-L104.
- [49] Kippenhahn R. & Schluert A., 1957, *Zs. Ap.*, **43**, 36.
- [50] Levine R. H., 1982, *Solar Phys*, **79**, 203.
- [51] Leighton R. B., 1969, *Astrophys. J.*, **156**, 1.
- [52] Leighton R. B., 1964, *Astrophys. J.*, **140**, 1547.
- [53] Low B. C. & Hundhausen J. R., 1993, *Astrophys. J.*, **443**, 818.
- [54] Maunder A. S. D., 1907, *MNRAS*, **67**, 451.
- [55] Martin S. F., Marquette W. H. & Bilimoria R., 1992, in *The Sola Cycle*, edited by K. L. Harvey, pp 53.
- [56] Minnaert M., 1946. *MNRAS*. **106**. 98.

- [57] Mouradian Z., Martres M. J. & Soru-Escout I., 1981, in *Proc. Japan-France Seminar on Solar Physics*, (eds., F. Moriyama & J. C. Henoux), p. 195.
- [58] Mouradian Z. & Soru-Escout I., 1989, *Hvar Obs. Bull.*, **13**(1), 379.
- [59] Mouradian Z., Martres M. J. & Soru-Escout I., 1986, in *Proc. Coronal and Prominence Plasmas*, (ed., A. I. Poland), NASA Conf. Publ. 2442, p. 221.
- [60] Parker E. N., 1955, *Astrophys. J.*, **122**, 293.
- [61] Parker E. N., 1955, *Astrophys. J.*, **122**, 293.
- [62] Priest E. R. & Smith E. A., 1979, *Solar Phys.*, **64**, 267.
- [63] Priest E. R., 1982, *Solar Magnetohydrodynamics*.
- [64] Priest E. R., Hood A. W. & Anzer V. A., 1989, *Astrophys. J.*, **344**, 1010.
- [65] Raadu M. A., Malherbe J. M., Schmieder B. & Mein P., 1987, *Solar Phys*, **109**, 59.
- [66] Ramaty R. *et al.*, 1980, *Solar Flares*, ed. Sturrock. Boulder: Colo. Assoc. Univ. Pr. p. 117.
- [67] Rayrole J. & Semel M., 1968, *IAU Symposium N35*, D. Reidel Publ., Co., Dordrecht., 134.
- [68] Reames D. V., 1997, in *Crooker, N., et al. (Ed)*, Coronal Mass Ejections, GM 99. American Geophysical Union, Washington, DC, pp. 217-226.
- [69] Reames D. V., 1995, *Adv. Space Res.*, **15**, 41.
- [70] Rust D. M. & Hildner E., 1976, *Solar Phys*, **48**, 381.
- [71] Rust D. M., 1994, *Geophysical Research Letters*, **21**, 241-244.
- [72] Schatten R. H., Wilcox J. M. & Ness N. F., 1969, *Solar Phys*, **6**, 442.
- [73] Schmahl E. J. & Orral F. Q., 1986, in *Coronal and Prominence Plasmas*, (ed., A. I. Poland), NASA Conf. Publ. 2442, p. 127.
- [74] Schmahl E. J., Mouradian Z., Martres M. J. & Soru-Escout I., 1982, *Solar Phys.*, **81**, 91.
- [75] Schmidt H. U., 1964, in *NASA Symposium of Phys. of Sol. Flares*, eds. W. Hess. NASA. 50.107.

- [76] Schultz M., Frazier E. N. & Boucher D. J., 1978, *Solar Phys*, **60**, 83.
- [77] Sheeley N. R., Howard R. A., Koomen M. J., 1983, *Astrophys. J.*, **272**, 349.
- [78] Sonett C. P., 1983, *Nature*, **306**, 670.
- [79] Spicer D. S., 1976, *NRL*, Report **8036**.
- [80] Spoerer G., 1894, *Pub. Potsdam Obs.*, **10**, Part 1, 144.
- [81] Sturrock P. A., 1967, *Plasma Ap.*, (New York Academic), 168.
- [82] Svetska Z., 1976, *Solar Terrestrial Physics*, 129, 143.
- [83] Svetska Z. & Cliver E. W., 1992, in *Svestka, Z. et al.*, (Eds.), *Eruptive Solar Flares*. Springer, New York 1, 11.
- [84] Sweet P. A., 1958, in *I. A. U. Symposium 46*, Cambridge University Press, **6**, 123.
- [85] Syrovatskii S. I., 1966, *Astron. Zh.*, **43**, 340.
- [86] Tanaka K., 1987, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **39**, 1.
- [87] Vizoso G. & Ballester J. L., 1988, in *Dynamics and Structure of Solar Prominences*, (eds., J. L. Ballester & E. R. Priest), p. 171 (Palma de Mallorca: Universitat de les Illes Balears).
- [88] Waldmeier M., 1960, *Zs. f. Ap.J.*, **49**, 176.
- [89] Wang Y. M., 1993, *J. Geophys. Res.*, **98**, 3529.
- [90] Webb D. F., 1992, in *Eruptive Solar Flares*, eds. Z. Svestka, B. V. Jackson & M. E. Machado, Springer-Verlag, Berlin, 234.
- [91] Webb D. F., Kahler S. W., McIntosh P. S., Klimchuk J. A., 1997, *Journal of Geophysical Research*, **102**, 24.
- [92] Webb D. F. & Howard R. A., 1994, *Journal of Geophysical Research*, **99**, 4201.
- [93] Wild J. P., 1963, *The Solar Corona*, ed. J. W. Evans, Academic Press, New York & London, p. 115.
- [94] Wild J. P., Sheridan K. V. & Trent G. H., 1959, *Paris Symposium on Radio Astronomy*, (ed. R. N. Bracewell, Stanford University Press, Stanford). p. 176