



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

ESTUDIO DE TORMENTAS SOLARES Y SUS EFECTOS
GEOMAGNÉTICOS DURANTE LA FASE ASCENDENTE
DEL CICLO SOLAR 23

TESIS

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:

FISICA

PRESENTA:

VERÓNICA ZOLA ONTIVEROS HERNÁNDEZ

DIRECTOR DE TESIS:

DR. JUAN AMÉRICO GONZÁLEZ ESPARZA



2005



FACULTAD DE CIENCIAS
SECCION ESCOLAR

m. 340823



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.



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

Autorizo a la Dirección General de Bibliotecas de la UNAM a difundir en formato electrónico e impreso el contenido de mi trabajo recepcional.

NOMBRE: Verónica Zola
Ontiveros Hernández
FECHA: 7 de febrero de 2005
FIRMA: [Firma]

ACT. MAURICIO AGUILAR GONZÁLEZ
Jefe de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito:

"Estudio de Tormentas Solares y sus Efectos Geomagnéticos Durante la Fase Ascendente del Ciclo Solar 23"

realizado por Ontiveros Hernández Verónica Zola

con número de cuenta 9350486-1 , quien cubrió los créditos de la carrera de: Física.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis
Propietario

Dr. Juan Américo González Esparza

Propietario

Dr. Héctor Román Pérez Enríquez

Propietario

Dr. Rogelio Antonio Caballero López

Suplente

Fís. René Ortega Alvarado

Suplente

Dr. Alejandro Lara Sánchez

Consejo Departamental de

Física

[Firma]
M. EN C. ALICIA ZARZOSA PEREZ

FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

Para Ari

A mis padres Isabel y Marcos
por su amor infinito

A mis hermanos Martha y Marcos
por haber crecido conmigo

A Andreita
solo por estar aquí

A toda mi familia
por su cariño y apoyo incondicional

Agradecimientos

Al Dr. Juan Américo González Esparza por su asesoría en la realización de esta tesis, su valiosa enseñanza, paciencia y apoyo.

A mis sinodales Dr. Román Pérez Enríquez, Dr. Rogelio Caballero López, Fís. René Ortega Alvarado y Dr. Alejandro Lara Sánchez por la revisión de este trabajo y sus importantes correcciones y sugerencias.

A los investigadores y compañeros del Departamento de Física Espacial por compartir sus conocimientos y haberme brindado su amistad.

A la Facultad de Ciencias.

Y A LOS AMIGOS...



YOU ARE HERE

¡ MUCHAS GRACIAS !

Índice general

1. Introducción	1
1.1. El Sol	1
1.2. Ciclo de actividad solar	4
1.3. Viento solar	7
1.4. Magnetosfera terrestre	8
1.5. Clima espacial	11
1.6. Motivación y estructura de la tesis	11
2. Electrodinámica espacial	15
2.1. Plasmas	15
2.1.1. Frecuencia del plasma	16
2.1.2. Esfera de Debye	17
2.1.3. Parámetro del plasma	18
2.2. Movimiento de partículas cargadas en campos electromagnéticos	18

2.2.1. Movimiento en campos homogéneos	19
2.3. Movimiento de deriva	25
2.3.1. Deriva eléctrica $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$	26
2.3.2. Deriva por un campo magnético no homogéneo	29
2.4. Invariantes adiabáticos	34
2.4.1. Primer invariante adiabático	35
2.4.2. Segundo invariante adiabático	38
2.4.3. Tercer invariante adiabático	40
3. Tormentas solares	41
3.1. Ráfagas solares	41
3.2. Eyecciones de masa coronal	43
3.3. Eventos de partículas solares	43
4. Tormentas geomagnéticas	47
4.1. Campo geomagnético	47
4.2. Magnetosfera terrestre	49
4.2.1. El choque de proa terrestre y la magnetofunda	49
4.2.2. La magnetopausa	50
4.2.3. Las cuñas polares	50
4.2.4. Los cinturones de radiación	51

4.2.5. La cola magnética	53
4.3. Corrientes magnetosféricas	54
4.4. Tormentas geomagnéticas	57
5. Estudio de tormentas solares y geomagnéticas durante la fase ascen-	
 dente del ciclo solar 23	59
5.1. Eventos analizados	60
5.2. Evolución de las manifestaciones de la actividad solar y geoeffectividad con el ciclo solar	61
5.3. Análisis estadístico de los diferentes eventos	68
5.4. Relación entre los diferentes eventos	77
6. Conclusiones	93
A. Índices geomagnéticos	97
A.1. Índice AE	97
A.2. Índice Dst	97
A.3. Índice Kp	98

Capítulo 1

Introducción

1.1. El Sol

El Sol se formó hace 4600 millones de años y está clasificado como una estrella tipo G2 de acuerdo con su temperatura superficial de 5700 K. Tiene un radio promedio de 7×10^5 Km y al igual que todas las estrellas, está compuesto por gas altamente ionizado que se mantiene unido por fuerzas gravitacionales. Sus elementos más abundantes son el hidrógeno $\sim 90\%$ y el helio $\sim 10\%$, mientras que los elementos restantes constituyen menos de 0.1 %.

El Sol se divide, según sus propiedades, en seis capas principales, tres internas: núcleo, capa radiativa y capa convectiva, y tres externas: fotosfera, cromosfera y corona, tal como se muestra en la figura 1.1

El núcleo se extiende hasta 0.25 del radio solar, con una temperatura aproximada de $15 \times 10^6 K$. En esta capa es donde se genera casi toda la energía de la estrella, gracias a un proceso de fusión nuclear. Cada segundo, el Sol transforma 700 millones de toneladas de hidrógeno en helio, convirtiendo a su vez 5 millones de toneladas de materia en energía pura.

Sobre el núcleo y hasta 0.75 del radio solar se extiende la capa radiativa, donde la radiación es el proceso de transmisión de calor. En esta región la temperatura desciende

hasta los $5 \times 10^6 K$.

Fuera de la capa radiativa la temperatura cae hasta $2 \times 10^6 K$ y la radiación deja de ser un proceso eficaz de transporte de energía, pero debido al gradiente de temperatura en presencia del campo gravitacional, el fluido caliente de las zonas bajas circula hacia arriba en movimientos convectivos transfiriendo el calor al exterior. A esta región se le conoce como capa convectiva y se extiende hasta la superficie solar.

Cubriendo la capa convectiva se encuentra la fotosfera, una delgada región de 500 Km de espesor donde se emite la mayor cantidad de luz que recibimos del Sol. De su brillo y su espectro visible, se deduce que la temperatura de la superficie solar es en promedio de 5700 K.

Observaciones de la fotosfera han permitido concluir que la superficie solar rota de manera diferencial con periodos de 24.9 días en el ecuador y 31.5 días en los polos. También sobre la fotosfera se puede notar un patrón granular que corresponde a las celdas convectivas que están surgiendo continuamente del interior de Sol.

La combinación de movimientos convectivos del plasma y la rotación diferencial de la superficie da como resultado una compleja estructura del campo magnético solar y la aparición de regiones activas estrechamente relacionadas con diversas manifestaciones de actividad solar.

Sobre la fotosfera se encuentra la cromosfera, capa de la atmósfera solar que se extiende unos 2000 Km sobre la superficie del Sol y donde la energía es nuevamente transportada por radiación. Esta capa tiene una temperatura promedio de 4300 K, por lo que emite principalmente en luz roja. En ocasiones es posible observarla a simple vista durante los eclipses solares, sin embargo, la tecnología actual nos permite estudiar esta capa a través de las imágenes tomadas en la línea $H\alpha(656,2nm)$.

La capa más externa y extensa del Sol es la corona solar, tenue capa que se extiende hacia el medio interplanetario y su expansión rebasa la órbita de todos los planetas. La alta temperatura de la corona, que es del orden de $10^6 K$, implica una enorme presión térmica que no puede ser contenida por fuerzas gravitacionales, por lo que la corona se expande hacia el espacio formando el viento solar (*Parker, 1958*). La alta temperatura de la corona se alcanza en una zona de no más de 100 Km de espesor que se conoce como región de transición, a 2000 Km de la fotosfera. Este abrupto aumento en la temperatura de 20 000 K de la alta cromosfera a la temperatura de la corona es uno

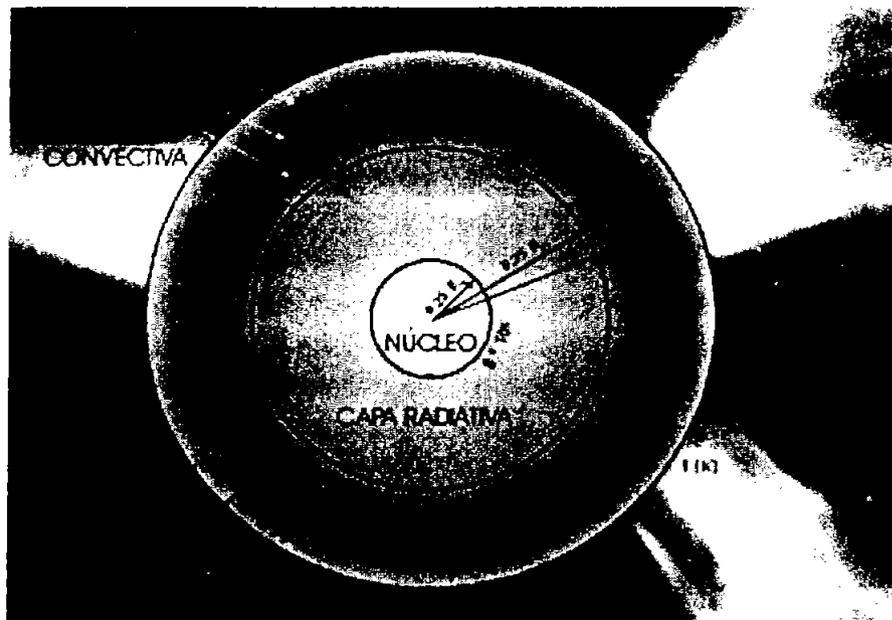


Figura 1.1: Capas internas y externas del Sol (adaptada de <http://www.oulu.fi/spaceweb/textbook>).

de los problemas clásicos de la astrofísica que todavía está sin resolver.

La alta luminosidad de la superficie del Sol no permite que la corona sea observada a simple vista. Sin embargo, durante un eclipse solar es posible, ya que la luz de la fotosfera es dispersada por el material coronal (dispersión Thomson), y por lo mismo, desde hace mucho tiempo se supo de su existencia y se tienen registros de esta región. La forma de la corona está determinada principalmente por el campo magnético solar. Durante el máximo solar, es decir, cuando el Sol se encuentra más activo, la forma de la corona es casi circular, mientras que durante la fase de menor actividad o mínimo solar se deforma considerablemente y se pueden observar los enormes hoyos coronales, regiones de muy baja densidad y con flujo de viento solar rápido, sobre los polos del Sol.

La corona emite energía en diferentes longitudes de onda, desde ondas de radio hasta rayos X. Como estos últimos no pueden penetrar la atmósfera de la Tierra, las imágenes de la corona en esta longitud de onda se toman desde telescopios en el espacio.

Actualmente la tecnología ha permitido observar la corona directamente sin necesidad de esperar a que suceda un eclipse, esto se logra con aparatos llamados coronógrafos que producen el mismo efecto bloqueando el disco solar, como lo hace naturalmente la Luna en un eclipse, permitiendo observar la corona en luz visible. Las fotos en extremo ultravioleta y rayos X suaves permiten observar con mayor definición la estructura coronal. La mayor parte de la corona se compone de grandes arcos de gas caliente y arcos más pequeños dentro de las regiones activas asociados a las manchas solares. Las formas arqueadas y a veces rizadas se deben al campo magnético que a esta altura rige el movimiento del plasma.

El viento solar no se extiende de manera infinita, ya que conforme el viento se expande pierde presión dinámica. El flujo de viento solar se detiene cuando su presión es igualada por la presión del viento interestelar. Aquí es donde terminan los dominios del Sol, lo que conocemos como la heliosfera. Se calcula que el choque terminal se encuentra a 100 UA y aunque aún no se ha logrado medir in situ esta frontera, se espera que pronto la misión *Voyager 1* realice estas observaciones. El hecho de que nuestro planeta y cualquier otro objeto del sistema este sumergido dentro de la atmósfera solar hace que la dinámica de ésta juegue un papel muy importante en las perturbaciones del entorno terrestre. Como se verá más adelante, la expulsión violenta de enormes cantidades de material coronal (eyecciones de masa coronal) son potencialmente causantes de las tormentas geomagnéticas y están asociadas a los eventos de partículas solares energéticas.

1.2. Ciclo de actividad solar

Las manifestaciones de actividad en el Sol siguen ciclos relacionados con variaciones en su campo magnético. El principal indicador de estos ciclos es el número de manchas observadas en la superficie solar, que se registran continuamente desde 1755. Las gráficas de número de manchas solares contra tiempo permiten ver con más claridad el progreso del ciclo solar, tal como se observa en la Figura 1.2. Acordando que un ciclo va de un mínimo de manchas a otro, el promedio de duración de cada ciclo es de 11.2 años.

En 1858, Carrington descubrió que otra de las características de las manchas solares es el cambio en la localización latitudinal durante el ciclo solar. Al comienzo de cada ciclo, las manchas aparecen en latitudes de $\pm 30^\circ$ con respecto al ecuador solar, conforme

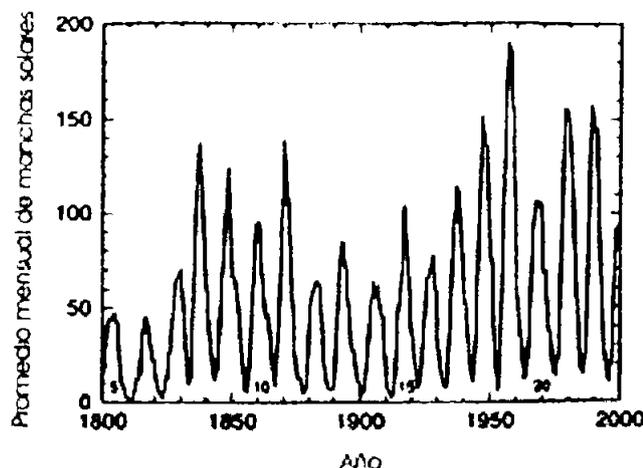


Figura 1.2: El Ciclo de manchas solares. Se grafica el promedio mensual de manchas para cada año observadas sobre la superficie solar (adaptada de Lanzerotti, 2001).

va evolucionando el ciclo, las manchas van apareciendo a menores latitudes, y para el fin del ciclo las manchas surgen cerca de los 8° de latitud en ambos hemisferios. Los registros de las manchas solares respecto a su localización longitudinal dan como resultado los *Diagramas de mariposa de Maunder* (ver figura 1.3).

La superficie solar tiene un campo magnético de alrededor de 5 gauss, pero las manchas solares son regiones con un intenso campo magnético que se incrementa hasta tres órdenes de magnitud (*McIntosh, 1972*) lo que provoca que su temperatura sea menor comparada a la del plasma a su alrededor, razón por la cual se ven como zonas oscuras. De esta manera, la aparición y comportamiento de las manchas solares no son más que un reflejo de la compleja dinámica del campo magnético solar. Al principio del ciclo, el campo magnético a gran escala en la superficie solar se aproxima a un dipolo con su eje alineado aproximadamente al eje de rotación del Sol. Bajo esta configuración las líneas de campo magnético cerca del ecuador se encuentran cerradas formando los cascocs coronales, mientras que las líneas en altas latitudes se abren cerca de los polos formando los hoyos coronales. Durante los siguientes 5 o 6 años, conforme el ciclo se acerca a su máximo, la configuración magnética se vuelve mucho más compleja y se encuentran cascocs y hoyos coronales a diferentes latitudes. Durante la parte descendente del ciclo se restaura la configuración dipolar del campo. A la vez que el dipolo es

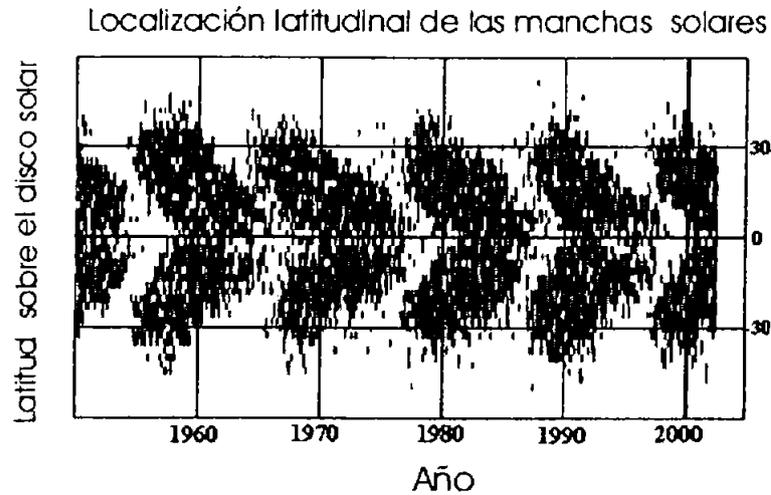


Figura 1.3: Diagrama de mariposas de Maunder (tomada de <http://science.nasa.gov/ssl/pad/solar>).

resturado, también se invierte la polaridad del campo magnético, de esta forma, además del ciclo de 11 años de las manchas solares, se establece un nuevo ciclo de 22 años con respecto a la polaridad magnética.

Otro tipo de manifestación de actividad solar son los eventos explosivos que liberan una gran cantidad de materia y energía hacia el medio interplanetario, como lo son:

- *Eyecciones de masa coronal* (EMC): expulsión violenta de grandes cantidades de material coronal hacia el espacio ($\sim 10^{15}gr$), formando nubes de plasma que se expanden hacia el medio interplanetario.
- *Ráfagas solares* (RS): explosiones en la atmósfera solar que liberan grandes cantidades de energía electromagnética en diferentes longitudes de onda, en ocasiones es tan brillante el estallido que se puede observar en luz blanca, a pesar de la luminosidad de la fotosfera
- *Eventos de partículas solares* (EPS): incrementos en los flujos de partículas energéticas solares (desde MeV y en ocasiones hasta GeV) que se registran a 1

unidad astronómica. Las partículas son aceleradas principalmente por las ondas de choque que producen los estallidos de RS y EMC.

Estas manifestaciones y otros tipos de actividad solar aumentan y disminuyen su frecuencia en periodos que siguen aproximadamente al ciclo de manchas. Más aun, las perturbaciones en el entorno magnético terrestre o *tormentas geomagnéticas* están correlacionadas con este ciclo de actividad solar, siendo la primera señal de la íntima conexión entre estos dos fenómenos. Las manifestaciones de actividad solar y sus repercusiones serán discutidas en los siguientes capítulos.

1.3. Viento solar

En 1958 Eugene Parker propuso la existencia del *viento solar*. Este viento es la continua expansión del plasma de la corona, la capa más externa del Sol, hacia el medio interplanetario y nuestro planeta. Cualquier cuerpo del Sistema Solar está inmerso en el continuo flujo de este material. Esta predicción teórica fue confirmada a principios de los años sesentas por los satélites rusos *Lunik 2 y 3* y por el vehículo espacial norteamericano *Explorer 10*, los cuales midieron flujos de partículas solares en el espacio exterior con velocidades alrededor de los 300 Km/s. Esto fue ratificado posteriormente por la misión *Mariner 2* que observó por cuatro meses un flujo continuo de partículas en su camino hacia Venus. Con la llegada de la era espacial, se pudo comprobar que la actividad solar provoca perturbaciones en el viento solar, convirtiendo a éste en el principal medio de conexión entre el Sol y la Tierra.

A la distancia de 1 a 2 radios solares sobre la superficie del Sol, la suma de los campos magnético y gravitacional tiene la intensidad suficiente como para retener el material caliente de la corona en grandes rizos. Sin embargo, cuanto más lejos se está del Sol, el campo magnético se va debilitando y el plasma de la corona no puede ser contenido por estas fuerzas debido a su alta temperatura, por lo que el plasma de la corona comienza a expandirse hacia el medio interplanetario formando el viento solar.

El plasma del viento solar consiste principalmente en electrones y protones y una fracción menor de iones de He^{2+} (partículas alfa) (Hundhausen, 1995). Las propiedades físicas de este flujo varían con la actividad solar y con la distancia a la cual se estén midiendo. Los valores típicos a la altura de la órbita de la Tierra se resumen en la

Tabla 1.1.

Parámetro	Mínimo	Promedio	Máximo
Flujo ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	1	3	100
Velocidad (Km s^{-1})	200	400	900
Densidad (cm^{-3})	0.4	6.5	100
Helio %	0	5	25
B (nT)	0.2	6	80

Tabla 1.1: Valores típicos del viento solar a 1 UA (adaptada de <http://www.oulu.fi/ spaceweb/textbook>)

Con mediciones *in-situ* se ha podido verificar que el viento solar es un flujo supermagnetosónico, es decir, la velocidad a la cual se expande es mayor a la velocidad de propagación de las ondas hidromagnéticas en el mismo medio. En promedio esta velocidad es de 50 Km/s, que contra un viento de 400 Km/s da un número de Mach de 8, por lo que los cuerpos en el sistema solar presentan una onda de choque al oponerse al paso del viento solar.e

El flujo de viento solar es un plasma de muy alta conductividad eléctrica que arrastra consigo hacia el medio interplanetario líneas de campo magnético solar. Esto se debe a que el plasma se encuentra “congelado” al campo magnético (*Teorema de Alfvén*). De esta manera, al fluir el viento solar a través del medio interplanetario, el viento permea el espacio con el *campo magnético interplanetario* (CMI). Cada una de estas líneas de campo se encuentran ancladas por uno de sus extremos al Sol, mientras que el otro extremo se extiende hacia el espacio arrastrado por la expansión del plasma hasta cerrarse en los límites de la heliosfera. Debido a la rotación del Sol, estas líneas se van curvando formando una espiral (*Parker, 1963*), que a la altura de la órbita de la Tierra llegan con una inclinación de ~ 45 grados, como lo esquematiza la figura (1.4).

1.4. Magnetosfera terrestre

El viento solar no tiene acceso directo a la superficie terrestre ya que el campo geomagnético y el campo del medio interplanetario, junto con sus respectivos plasmas

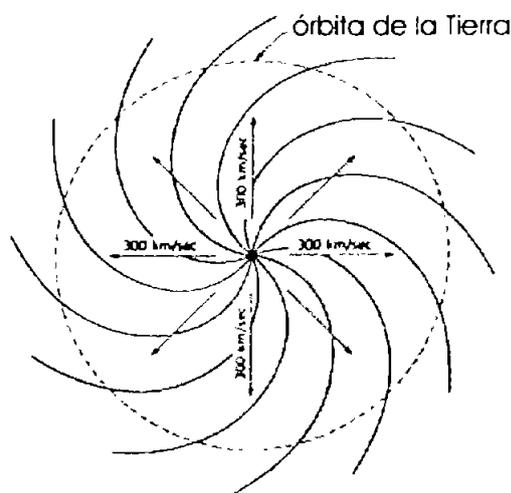


Figura 1.4: Espiral de las líneas de CMI congeladas a la expansión radial de viento solar (adaptada de Parker, 1963).

no se mezclan en condiciones normales. Al no poder mezclarse los plasmas, el flujo del viento solar confina al campo geomagnético formando la cavidad conocida como *magnetosfera terrestre*, como se esquematiza en la Figura 1.5. La frontera entre el plasma del viento solar y el plasma terrestre se forma donde la presión dinámica del viento se equilibra con la presión magnética del campo geomagnético. A la región que separa ambos plasmas se le conoce como *magnetopausa* (Figura 1.5).

En muchas ocasiones la actividad del Sol, por ejemplo la ocurrencia de EMC, implica variaciones en la presión dinámica del viento solar, por lo que la cavidad geomagnética se expande o se comprime hasta alcanzar un equilibrio. Es por esto que la magnetopausa no siempre se localiza en el mismo lugar, en periodos no perturbados en promedio se encuentra a 10 radios terrestres hacia el lado día y se extiende a más de 100 radios terrestres hacia el lado noche con una forma similar a la de la cauda de un cometa.

Aunque en principio la magnetosfera protege a la atmósfera terrestre y al planeta del impacto directo de las partículas del flujo de viento solar, esta coraza no es perfecta. El mecanismo principal de transmisión de momento del viento solar al interior de la magnetosfera es la reconexión magnética. Para que suceda este fenómeno es necesario que el campo magnético interplanetario que impacta la Tierra cuente con una compo-

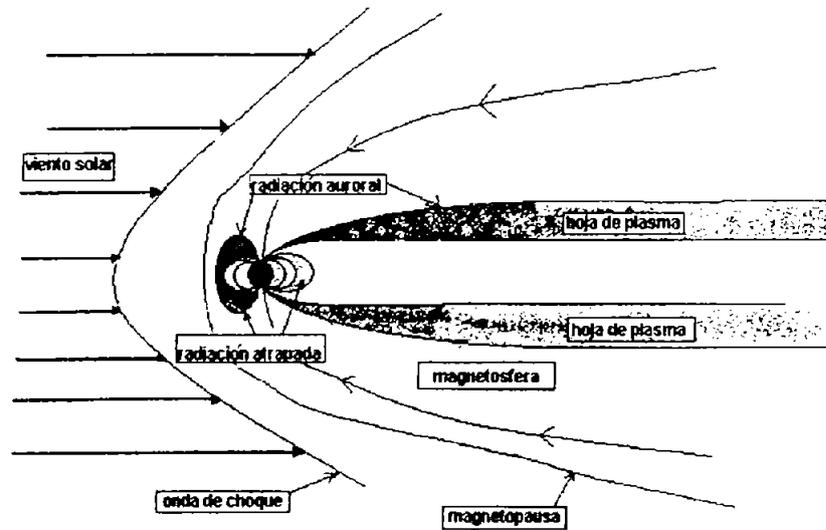


Figura 1.5: El viento solar confina el campo geomagnético formando la magnetosfera terrestre (Muniz Barreto, 1997).

nente importante B_z sur, que es justo la dirección antiparalela a las líneas de campo magnético terrestre al frente de la magnetosfera. Con esta configuración de campos y con ayuda de la presión dinámica del viento solar, es posible que las líneas magnéticas se reconecten permitiendo entonces el paso de plasma del viento solar al interior de la magnetosfera. Las corrientes generadas por la entrada de partículas a la magnetosfera y los campos magnéticos inducidos pueden generar perturbaciones magnéticas globales y en ocasiones un importante decremento en la componente horizontal del campo geomagnético a lo que se le conoce como *tormenta geomagnética*.

En 1852 Sabine observó por primera vez la relación que existe entre el ciclo solar de 11 años y el número de tormentas geomagnéticas, y en 1859 Carrington reportó una tormenta geomagnética que seguía a una ráfaga solar observada unos días antes. Sin embargo, no se pudo dar por hecho la relación entre la actividad solar y las tormentas geomagnéticas hasta la llegada de la era espacial.

1.5. Clima espacial

El término *clima espacial* se acuñó en la última década del siglo pasado para describir las condiciones del Sol y del viento solar, así como de la magnetosfera, ionosfera y termosfera que pueden afectar sistemas tecnológicos, ya sea espaciales o terrestres (NSWP Strategic Plan, 1995). La actividad solar puede perturbar este ambiente y cuando esto sucede se ven afectados diversos sistemas. La Figura 1.6 muestra los principales. En la parte alta de la atmósfera, o fuera de ella, el flujo de partículas energéticas pueden poner en peligro la salud de astronautas en caminatas espaciales, además de dañar celdas solares y componentes electrónicos de los satélites. Las corrientes inducidas disipan calor que incrementa la temperatura de las capas altas de la atmósfera y ésta se expande. La expansión de la atmósfera provoca fricción a los satélites artificiales los cuales pierden velocidad y por ende, altura. En casos extremos los satélites pueden caerse como sucedió con el Skylab en 1979. Las corrientes ionosféricas inducidas por las tormentas geomagnéticas hacen que las comunicaciones por radio y vía satélite se vean afectadas con la atenuación, interferencia o centelleo en sus señales. Estas mismas corrientes pueden producir diferencias de potencial sobre la corteza terrestre que son un peligro potencial para plantas de energía eléctrica, gasoductos y comunicaciones por cable entre otros (Lanzerotti, 2001).

La actividad solar y geomagnética no son fenómenos recientes, pero la dependencia que nuestra sociedad tiene de la tecnología y su impacto económico, hace que las tormentas solares sean un desastre natural al que, a diferencia de otros, cada día somos más susceptibles. Así nace la necesidad de entender y poder predecir estos fenómenos para poder minimizar sus consecuencias. Para esto es importante la observación continua del Sol y del viento solar, la investigación y el desarrollo de teorías que nos expliquen el comportamiento de la actividad solar junto con la respuesta terrestre, y la creación de nueva tecnología que pueda mantenerse funcionando a pesar de estas manifestaciones de actividad solar que seguirán sucediendo.

1.6. Motivación y estructura de la tesis

El objetivo de esta tesis es investigar la relación entre algunas manifestaciones de las tormentas solares y tormentas geomagnéticas. Para ello se estudia la relación entre tres manifestaciones de actividad solar (EMC, RS y EPS) y variaciones del índice

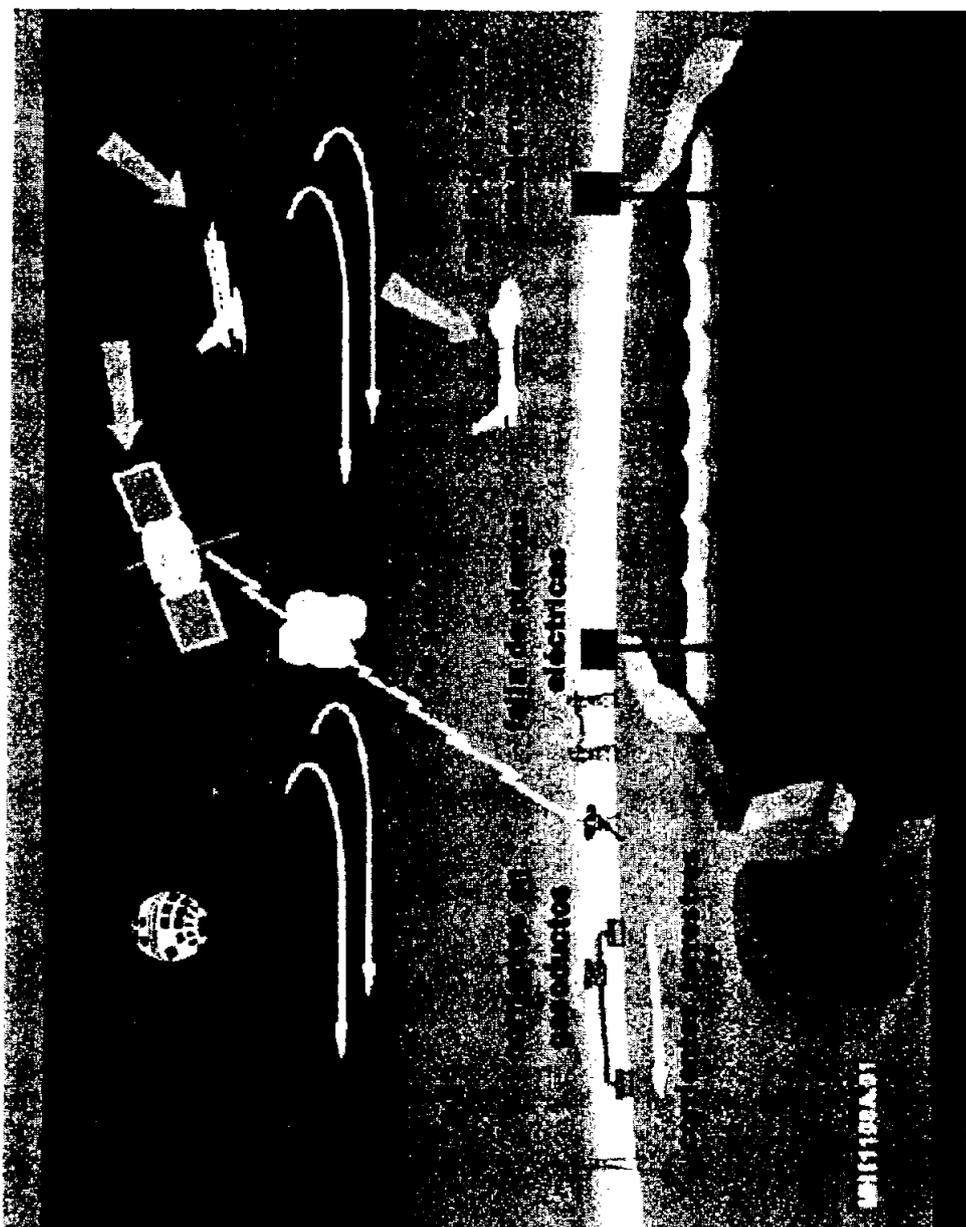


Figura 1.6: Efectos de la actividad solar sobre el clima espacial (Lanzerotti, 2001).

geomagnético Dst, registrados durante la fase ascendente del ciclo solar 23 (1997-2001).

Las fuentes utilizadas para este estudio son las siguientes:

Los datos de las eyecciones de masa coronal se obtuvieron del catálogo de la misión SOHO/LASCO generado y mantenido por la NASA y la Universidad Católica de América (http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list).

Los datos de las ráfagas solares se obtuvieron del catálogo de RS del satélite Yokoh/HXT (<http://gedas22.stelab.nagoya-u.ac.jp/HXT/catalogue>).

Los datos de la contraparte interplanetaria a 1 UA de las EMC y los índices Dst de las tormentas geomagnéticas se obtuvieron de la lista publicada por H. Cane y G. Richardson (2003).

Los datos de los eventos de partículas solares se obtuvieron del catálogo Solar Proton Events Affecting the Earth Environment Catalogue. NOAA Space Environment Center (<http://www.sec.noaa.gov/ftplib/indices/SEP>).

La estructura de este trabajo consta de 6 capítulos: En el capítulo 2 *Electrodinámica espacial*, se discuten brevemente algunos conceptos fundamentales del movimiento de partículas cargadas en campos electromagnéticos. En el capítulo 3 *Tormentas solares*, se describen las principales características de los eventos de actividad solar. En el capítulo 4 *Tormentas geomagnéticas*, se describen las principales regiones de la magnetosfera terrestre y las perturbaciones del campo geomagnético a nivel global. En el capítulo 5 *Estudio de tormentas solares y geomagnéticas durante la fase ascendente del ciclo solar 23*, se reportan los eventos estudiados, su relación con el ciclo solar y las posibles correlaciones entre ellos y se discuten los resultados obtenidos. Finalmente, en el capítulo 6 *Conclusiones*, se presenta la conclusión de este trabajo y se propone trabajo a futuro que pueda complementar este análisis.

Capítulo 2

Electrodinámica espacial

En este capítulo se hace una breve revisión del concepto de plasma y el movimiento de partículas cargadas en presencia de un campo electromagnético, tomando como referencias *Physics of Space Plasmas (Parks, 1991)*, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion (Chen, 1984)*. y de *Intoduction to Plasma Physics (Fitzpatrick, 1992)*

2.1. Plasmas

En 1923 los estadounidenses Irving Langmuir y Lewi Tonks designaron con la palabra *plasma* a cierto estado del gas ionizado. Este plasma se define como *un gas quasi-neutral de partículas neutras y cargadas que presentan un comportamiento colectivo*.

Las partículas cargadas son capaces de crear e interactuar con campos electromagnéticos y de conducir corrientes eléctricas, pero macroscópicamente un plasma es eléctricamente neutro y lo importante es su movimiento colectivo. El comportamiento colectivo de un plasma indica que la actividad del sistema no depende únicamente de las condiciones locales, sino también de las condiciones del sistema en regiones lejanas. De esta manera, las fuerzas eléctricas y magnéticas entre las partículas pueden ser de tanta o mayor repercusión que las colisiones locales entre ellas. Inclusive, para el caso de los plasmas sin colisiones, como lo son los plasmas espaciales.

el comportamiento se encuentra dominado por las fuerzas electromagnéticas. La cuasi-neutralidad del plasma requiere que la suma de cargas positivas sea aproximadamente igual a la suma de cargas negativas en el sistema, esto es que la densidad numérica de iones positivos sea aproximadamente la misma que la de electrones ($n_i \simeq n_e$).

Actualmente se calcula que el 99% de la materia en el universo se encuentra en estado de plasma. Las estrellas, las nebulosas y el espacio interestelar están compuestos por plasma. El mismo Sistema Solar está permeado por el plasma del viento solar. La Tierra está rodeada de plasma atrapado en su campo magnético. La temperatura y densidad, entre otras propiedades, varían entre plasmas de distinto origen, la Tabla 2.1 resume ciertos valores para algunos plasmas espaciales.

Región	Temperatura (K)	Densidad (part m ⁻³)
Corona Solar	10 ⁶	10 ¹² – 10 ¹³
Fotosfera	6 × 10 ³	10 ²⁰
Viento Solar (1 UA)	10 ⁵	10 ⁶ – 10 ⁷
Magnetosfera Terrestre	10 ³	10 ⁷
Ionosfera Terrestre	10 ³ – 10 ⁴	10 ⁸ – 10 ¹²

Tabla 2.1: Valores típicos de algunos plasmas espaciales (adaptada de Kivelson, 1995).

La expansión del viento solar hacia el medio interplanetario, provoca que la Tierra reciba además de la radiación electromagnética del Sol, radiación corpuscular. Las perturbaciones en el viento solar son causantes de las tormentas geomagnéticas, por lo que es importante estudiar el comportamiento de partículas cargadas en presencia de campos electromagnéticos. En este capítulo se hará un revisión de las principales características y parámetros a considerar de los plasmas espaciales.

2.1.1. Frecuencia del plasma

Una de las escalas temporales más relevantes es la *frecuencia de oscilación de plasma* (ω_p), donde:

$$\omega_p^2 = \frac{ne^2}{\epsilon_0 m} \quad (2.1)$$

donde n es la densidad numérica del plasma, e la carga del electrón, ϵ_0 la constante dieléctrica en el vacío y m la masa de las partículas que se estén considerando.

Ya que ω_p depende de la masa del tipo de partícula, la frecuencia de plasma varía según la especie; sin embargo, en general se considera únicamente la frecuencia de oscilación de los electrones debido a su alto valor.

ω_p corresponde a la frecuencia de pequeñas oscilaciones electrostáticas alrededor de un punto en respuesta a pequeñas separaciones de carga. Estas oscilaciones sólo pueden ser observadas si el sistema es estudiado por periodos τ mayores a $\tau_p \equiv 1/\omega_p$.

2.1.2. Esfera de Debye

Debido a la conductividad eléctrica de los plasmas, si hay un exceso (o déficit) de carga local, cargas opuestas se mueven hacia la región para compensarlo, colocándose en una nube alrededor del exceso (déficit) de carga, en un fenómeno de *apantallamiento*. Este fenómeno dieléctrico no permite que penetre en el plasma un campo eléctrico externo

La nube que apantalla alrededor de una carga se llama *Esfera de Debye* y el radio de ésta se conoce como la *longitud de Debye* (λ_D), definida como

$$\lambda_D \equiv \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{n_0 e^2}} \quad (2.2)$$

donde k es la constante de Boltzmann, T_e la temperatura del electrón en grados Kelvin y n_0 la densidad del plasma en equilibrio a temperatura T_e .

Si la dimensión del sistema, L , es mucho mayor que λ_D ($\frac{\lambda_D}{L} \ll 1$), entonces cualquier concentración de carga local en el sistema será apantallada en escalas mucho menores que L , permitiendo que macroscópicamente el plasma esté libre de potenciales o campos eléctricos, lo que define su cuasi-neutralidad.

2.1.3. Parámetro del plasma

El apantallamiento de la esfera de Debye sólo es válido si hay una cantidad suficiente de partículas dentro de la nube. El número de partículas dentro de la esfera se calcula como:

$$N_D = \frac{4}{3}n\pi\lambda_D^3 \quad (2.3)$$

Por lo que además se requiere que $N_D \gg 1$ para que se presente el comportamiento colectivo del plasma.

2.2. Movimiento de partículas cargadas en campos electromagnéticos

La descripción del comportamiento de un plasma está finalmente basado en los movimientos de las partículas que lo constituyen. A pequeñas escalas el plasma no actúa colectivamente, sino que cada partícula reacciona de manera individual a las perturbaciones en el medio. Debido a la baja densidad y a su alta conductividad, los plasmas espaciales son tratados básicamente como plasmas sin colisiones y magnetizados. En este tipo de plasma se espera que los movimientos de las partículas cargadas consistan principalmente en giros alrededor de las líneas de campo magnético por donde se van propagando, cuyas trayectorias se ven afectadas principalmente por gradientes en los campos eléctricos y magnéticos.

La ecuación que rige el movimiento de una partícula cargada en presencia de un campo eléctrico \mathbf{E} , un campo magnético \mathbf{B} y cualquier otro campo de fuerza \mathbf{F} (ej. fuerza gravitacional), es :

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \mathbf{F} \quad (2.4)$$

donde \mathbf{p} es el momento de la partícula, q : su carga y \mathbf{v} su velocidad.

En general los campos son funciones de la posición y del tiempo ($\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{F}(\mathbf{r}, t)$), sin embargo, para describir el movimiento de una partícula es conveniente primero calcularlo en campos homogéneos para después introducir la inhomogeneidad como una perturbación.

En la ecuación (2.4) no se consideran efectos de interacción electromagnética ni colisiones con otras partículas cargadas. Igualmente, para los fines de esta descripción, se asume que $\mathbf{F} = 0$.

2.2.1. Movimiento en campos homogéneos

Campo magnético uniforme

Consideremos el movimiento de una partícula cargada en presencia de un campo magnético \mathbf{B} uniforme

Bajo estas condiciones y con \mathbf{v} no relativista, la ecuación de movimiento de una partícula se reduce a:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.5)$$

multiplicando por \mathbf{v} ambos lados de la ecuación, obtenemos:

$$m\mathbf{v} \cdot \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{v} \quad (2.6)$$

lo que conduce a:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m v^2 \right) = 0 \quad (2.7)$$

Esto significa que no cambia la energía cinética de la partícula, es decir, $|\mathbf{v}| = cte$.

sin embargo, la fuerza perpendicular ejercida por el campo modifica la dirección del desplazamiento (esto también se cumple para el caso relativista).

Para ver la dirección del desplazamiento separamos la velocidad en sus componentes paralela y perpendicular con respecto al campo magnético, la ec. (2.5) se reescribe como:

$$\frac{d\mathbf{v}_{\parallel}}{dt} + \frac{d\mathbf{v}_{\perp}}{dt} = \frac{q}{m}(\mathbf{v}_{\perp} \times \mathbf{B}) \quad (2.8)$$

Como la fuerza es únicamente en dirección perpendicular al movimiento, igualando componentes de la ec.(2.8), se obtiene:

$$\frac{d\mathbf{v}_{\parallel}}{dt} = 0 \quad (2.9)$$

$$\frac{d\mathbf{v}_{\perp}}{dt} = \frac{q}{m}(\mathbf{v}_{\perp} \times \mathbf{B}) \quad (2.10)$$

Si consideramos un campo magnético de la forma $\mathbf{B} = (0, 0, B)$:

$$\mathbf{v}_{\perp} \times \mathbf{B} = \begin{vmatrix} \hat{\mathbf{i}} & \hat{\mathbf{j}} & \hat{\mathbf{k}} \\ v_x & v_y & v_z \\ 0 & 0 & B \end{vmatrix} = \hat{\mathbf{i}}Bv_y - \hat{\mathbf{j}}Bv_x$$

la ec.(2.10) puede ser reescrita en componetes rectangulares como:

$$m \frac{dv_x}{dt} = qBv_y \quad (2.11)$$

$$m \frac{dv_y}{dt} = -qBv_x \quad (2.12)$$

Haciendo el cambio de variable $u = v_x + iv_y$, la solución al sistema de ecs. (2.11) y (2.12) es:

$$u = v_{\perp} e^{-i\omega_c t} \quad (2.13)$$

donde $\omega_c = qB/m \equiv$ *gíro frecuencia o frecuencia de ciclotrón*, que no depende de la energía de la partícula, sólo del campo \mathbf{B} , la masa y la carga de la partícula.

De la ec. (2.13) se observa que:

$$v_x = v_{\perp} \cos \omega_c t \quad (2.14)$$

$$v_y = -v_{\perp} \sin \omega_c t \quad (2.15)$$

Resolviendo las ecs. (2.14) y (2.15), para x , y , se obtienen las soluciones:

$$x - x_0 = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} \sin(\omega_c t + \phi) \quad (2.16)$$

$$y - y_0 = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} \cos(\omega_c t + \phi) \quad (2.17)$$

Como se ve en la figura (2.1) y de las ecs. (2.16) y (2.17), el movimiento de la partícula sobre el plano perpendicular al campo es un movimiento circular uniforme con rapidez constante, centrado en (x_0, y_0) , y de radio de giro:

$$r_L = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} = m \frac{v_{\perp}}{qB} \quad (2.18)$$

A la cantidad r_L se le conoce como *radio de Larmor*

Para $v_{\parallel} \neq 0$, la solución para la posición a lo largo del eje Z es:

$$z - z_0 = v_{\parallel} t \quad (2.19)$$

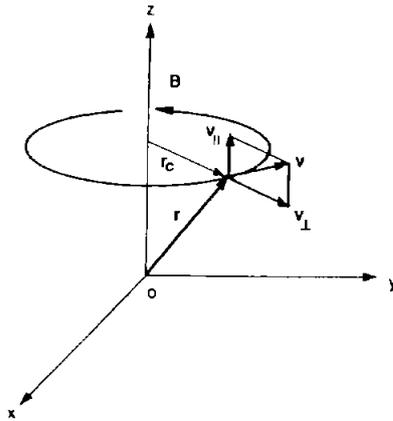


Figura 2.1: Movimiento de una partícula cargada en presencia de un campo magnético (Parks, 1991)

La ec. (2.19) junto con las ecs. (2.16) y (2.17) describen un movimiento helicoidal a lo largo de la línea de campo magnético (ver fig2.2), cuyo centro del círculo se encuentra, para cierto tiempo dado t , en la posición $(x_0, y_0, z_0 + v_{||}t)$ y es llamado el *centro guía*.

Asociando la velocidad de una partícula a su energía cinética, se puede ver de la ec (2.18), que partículas de mayores energías se moverán en hélices de mayor radio.

Ángulo de paso

Se define como el ángulo α entre el vector de velocidad de la partícula \mathbf{v} y el campo magnético \mathbf{B} , de forma que:

$$\alpha = \tan^{-1} \frac{v_{||}}{v_{\perp}} \quad (2.20)$$

Cuando $\alpha = \pi/2$, $v_{\perp} = 0$ y cuando $\alpha = 0$, $v_{||} = 0$

El valor del ángulo de paso está relacionado con las partículas que pueden ser

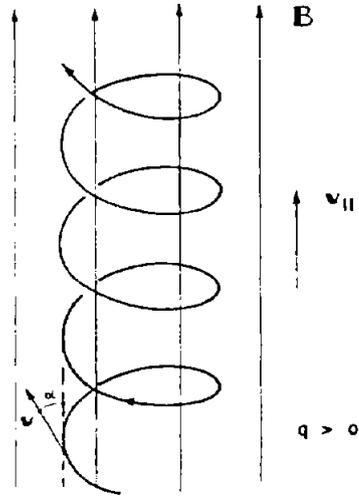


Figura 2.2: Hélice descrita por una partícula cargada que viaja a lo largo de un campo magnético uniforme (Chen, 1984).

atrapadas o perdidas por un campo magnético, como se verá más adelante.

Momento magnético

Respecto a un sistema de referencia moviéndose con velocidad $v_{||}$ (en el centro guía), el movimiento de la partícula es una trayectoria circular en un plano perpendicular a \mathbf{B} , lo que da lugar a una corriente como lo muestra la figura 2.3. La corriente es:

$$I = \frac{q\omega_c}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \frac{q^2 B}{m} \quad (2.21)$$

cuyo momento magnético está dado por:

$$\mu = I\pi r_L^2 = \frac{1}{2} \frac{q^2 r_L^2 B}{m} = \frac{1}{2\pi} \frac{q^2}{m} \Phi \quad (2.22)$$

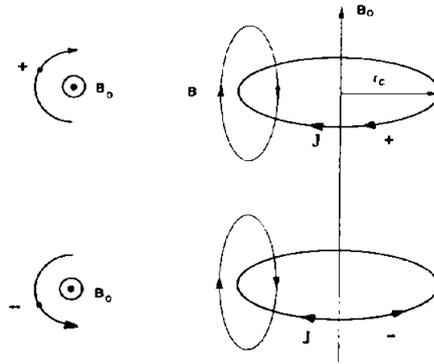


Figura 2.3: Corriente generada por una partícula que se mueve alrededor de un campo magnético (Parks, 1991).

donde $\Phi = \pi r_c^2 B$ es el flujo magnético total dentro de la espira.

Utilizando el radio de Larmor, podemos reescribir al momento magnético en términos de la energía cinética de la partícula como:

$$\mu = \frac{1}{2} \frac{mv_{\perp}^2}{B} \quad (2.23)$$

o vectorialmente:

$$\mu = -\frac{1}{2} \frac{mv_{\perp}^2}{B^2} \mathbf{B} \quad (2.24)$$

Donde se ve que la dirección de μ es antiparalela a \mathbf{B} , por lo que un material formado por partículas cargadas es un material diamagnético.

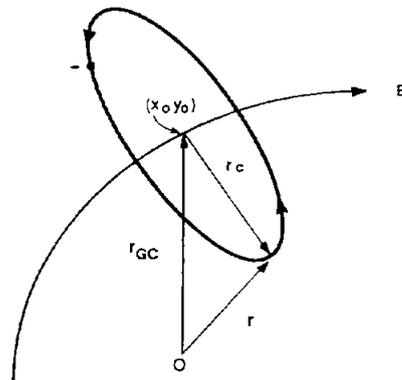


Figura 2.4: Localización del centro guía (Parks, 1991)

2.3. Movimiento de deriva

Centro guía

Cuando el movimiento de la partícula es perturbado por inhomogeneidades del campo o fuerzas no magnéticas es útil usar el concepto de centro guía (Fig. 2.4), cuya posición queda definida como:

$$\mathbf{r}_{GC} = \mathbf{r} - \mathbf{r}_c \quad (2.25)$$

donde \mathbf{r}_{GC} es localización del centro guía, \mathbf{r} es el vector posición de la partícula y \mathbf{r}_c el radio de giro de la partícula.

Si el efecto de la perturbación se puede despreciar por un corto tiempo, durante ese intervalo la partícula se moverá en un círculo alrededor del centro guía. En este caso el movimiento de la partícula se podrá describir como la suma del movimiento alrededor del centro guía y el desplazamiento de éste; por lo que resulta conveniente para los movimientos de deriva, referirlos con respecto al centro guía.

2.3.1. Deriva eléctrica $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$

Consideremos el movimiento de una partícula cargada en presencia de un campo magnético \mathbf{B} y un campo eléctrico \mathbf{E} uniformes.

La ecuación de movimiento para una partícula cargada en presencia de un campo eléctrico uniforme, además del campo magnético, se ve modificada. Separando el campo eléctrico en sus componentes paralela y perpendicular con respecto al campo magnético, las ecs. (2.9) y (2.10) se reescriben como:

$$\frac{d\mathbf{v}_{\parallel}}{dt} = \frac{q}{m} \mathbf{E}_{\parallel} \quad (2.26)$$

$$\frac{d\mathbf{v}_{\perp}}{dt} = \frac{q}{m} (\mathbf{E}_{\perp} + \mathbf{v}_{\perp} \times \mathbf{B}) \quad (2.27)$$

Resolviendo la ec (2.26):

$$\mathbf{v}_{\parallel} = \left(\frac{qE_{\parallel}}{m}\right)t + v_{0\parallel} \quad (2.28)$$

$$z = \frac{(qE_{\parallel}/m)t^2}{2} + v_{0\parallel}t + z_0 \quad (2.29)$$

Por lo que la componente \mathbf{E}_{\parallel} acelera la partícula a lo largo de la línea del campo magnético., es decir, la componente \mathbf{E}_{\parallel} incrementa \mathbf{v}_{\parallel} .

La ec. (2.28) indica que una partícula podría acelerarse hasta $v \rightarrow \infty$, pero esta solución es un resultado de la física clásica incorrecto para velocidades relativistas. La solución completa se obtiene al resolver la ec. de la fuerza de Lorentz considerando $\mathbf{p} = \gamma m_0 \mathbf{v}$.

Este desplazamiento produce una separación de cargas, por lo que genera un campo eléctrico que, si hay un número suficientemente grande de partículas, cancelará E_{\parallel} . En

el caso de los plasmas espaciales esto sucede debido a la alta conductividad del medio.

Para resolver la ec. (2.27) consideremos campos $\mathbf{B}(0, 0, B)$ y $\mathbf{E}(E_x, 0, 0)$. Las componentes rectangulares de la ec. (2.27) son:

$$\frac{dv_x}{dt} = \omega_c v_y + \frac{\omega_c E_x}{B} \quad (2.30)$$

$$\frac{dv_y}{dt} = -\omega_c v_x \quad (2.31)$$

$$\frac{dv_z}{dt} = 0 \quad (2.32)$$

Diferenciando la ec. (2.31) y utilizando la ec. (2.30):

$$\frac{d^2 v_y}{dt^2} + \omega_c^2 v_y = \frac{\omega_c^2 E_x}{B} \quad (2.33)$$

y haciendo un cambio de variable: $v_y = u - \frac{E_x}{B}$, la ecuación diferencial de segundo orden se reduce a:

$$\frac{d^2 u}{dt^2} + \omega_c^2 u = 0 \quad (2.34)$$

La solución a la ecuación anterior es de la forma:

$$u = A \cos \omega_c t + C \sin \omega_c t \quad (2.35)$$

Por lo que la solución a la ec. (2.33) es:

$$v_y = A \cos \omega_c t + C \operatorname{sen} \omega_c t - \frac{E_x}{B} \quad (2.36)$$

Donde A y C quedan determinados por las condiciones iniciales. Si $\mathbf{v}(t = 0) = (v_{x_0}, v_{y_0}, v_{z_0})$, entonces $A = (v_{y_0} + \frac{E_x}{B})$, $C = -v_{x_0}$

Diferenciando la ec. (2.36) y sustituyendo en (2.31) se obtiene las soluciones:

$$v_x = v_{x_0} \cos \omega_c t + (v_{y_0} + \frac{E_x}{B}) \operatorname{sen} \omega_c t \quad (2.37)$$

$$v_y = (v_{y_0} + \frac{E_x}{B}) \cos \omega_c t - v_{x_0} \operatorname{sen} \omega_c t - \frac{E_x}{B} \quad (2.38)$$

$$v_z = v_{z_0} \quad (2.39)$$

La presencia de un campo eléctrico perpendicular al campo magnético modifica la solución por un factor de E_x/B en la dirección $-y$. La partícula girando en torno a \mathbf{B} se acelera durante la mitad del ciclo y se desacelera en la otra mitad (dependiendo de su orientación al campo). Esto se traduce a un movimiento de deriva en la dirección y .

En un caso más general donde $\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)$, el cambio de variable para resolver las ecuaciones es:

$$\mathbf{v} = \mathbf{u} + \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (2.40)$$

Entonces la partícula deriva en dirección perpendicular tanto a \mathbf{B} como a \mathbf{E} (ver Fig. 2.5) y la velocidad de deriva W_E queda dada por el término:

$$W_E = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (2.41)$$

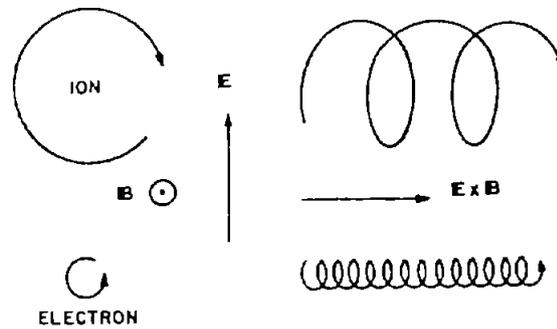
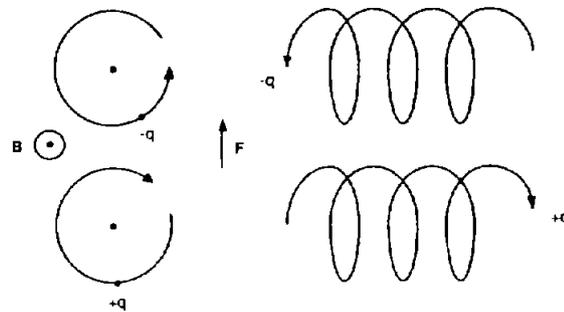


Figura 2.5: Deriva eléctrica (Chen, 1984).

Figura 2.6: Deriva debida a un campo F (Chen, 1984).

Este tipo de deriva transversal puede ser provocada por cualquier otra fuerza \mathbf{F} homogénea y perpendicular a \mathbf{B} , por ejemplo la gravedad o un gradiente de presión (ver Fig. 2.6), y la velocidad de deriva será:

$$W_F = \frac{1}{q} \frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (2.42)$$

2.3.2. Deriva por un campo magnético no homogéneo

Si una partícula se mueve en un campo magnético no homogéneo, su ecuación de movimiento se verá modificada. Suponiendo $\frac{\Delta B}{B_0} \ll 1$ se puede hacer una expansión en

serie de Taylor para este nuevo campo y se obtiene la expresión:

$$B(\mathbf{r}) = \mathbf{B}_0 + (\mathbf{r} \cdot \nabla_0)\mathbf{B} + \dots \quad (2.43)$$

Donde \mathbf{B}_0 es el campo magnético en el centro guía, \mathbf{r} es el vector de posición instantáneo de la partícula respecto al centro guía y ∇_0 es la primera derivada de la función relativa al centro guía. Si la variación del campo es pequeña con respecto a \mathbf{B}_0 , se pueden despreciar los términos de orden mayor, esto es cuando:

$$|\mathbf{B}_0| \gg |(\mathbf{r} \cdot \nabla_0)\mathbf{B}| \quad (2.44)$$

Utilizando la ec. (2.5), la ecuación de movimiento de una partícula en un campo magnético no homogéneo es:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{q}{m}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0 + \mathbf{v} \times (\mathbf{r} \cdot \nabla_0)\mathbf{B}) \quad (2.45)$$

El primer término del lado derecho de la ecuación representa el movimiento de la partícula en un campo homogéneo \mathbf{B}_0 , y el segundo término es una corrección debida a la perturbación de la órbita debida a la inhomogeneidad \mathbf{B}

Sustituyendo \mathbf{v} por \mathbf{v}_0 que es solución de \mathbf{B}_0 , y \mathbf{r} por \mathbf{r}_c para utilizar el concepto de centro guía, se reduce la ecuación a los términos de primer orden y se obtiene:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{q}{m}(\mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}_0 + \mathbf{v}_0 \times (\mathbf{r}_c \cdot \nabla_0)\mathbf{B}) \quad (2.46)$$

EL segundo término de la ecuación corresponde al campo externo de la ec.(2.42). Sin embargo esta fuerza no es constante porque \mathbf{r}_c está rotando, pero se puede considerar constante si se promedia la fuerza sobre una órbita de giro. esto es:

$$\mathbf{F} = \langle q\mathbf{v}_0 \times (\mathbf{r}_c \cdot \nabla_0)\mathbf{B} \rangle \quad (2.47)$$

Desarrollando el término de primer orden $(\mathbf{r}_c \cdot \nabla_0)\mathbf{B}$:

$$\begin{aligned} (\mathbf{r}_c \cdot \nabla_0)\mathbf{B} &= (x\partial/\partial x + y\partial/\partial y + z\partial/\partial z)\mathbf{B} \\ &= (x\partial B_x/\partial x + y\partial B_x/\partial y + z\partial B_x/\partial z)\mathbf{x} \\ &\quad + (x\partial B_y/\partial x + y\partial B_y/\partial y + z\partial B_y/\partial z)\mathbf{y} \\ &\quad + (x\partial B_z/\partial x + y\partial B_z/\partial y + z\partial B_z/\partial z)\mathbf{z} \end{aligned}$$

La inhomogeneidad del campo es representada por el término $(\mathbf{r}_c \cdot \nabla_0)\mathbf{B}$ de la ec.(5.4), e indica la variación espacial del campo \mathbf{B} , donde cada una de las tres componentes del campo B_x, B_y, B_z , varían respecto a las tres coordenadas x, y, z , dando un total de nueve parámetros. De la ecuación de Maxwell

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \partial B_x/\partial x + \partial B_y/\partial y + \partial B_z/\partial z = 0$$

se deduce que sólo dos de los tres términos de divergencia son independientes, por lo que en total se tienen sólo ocho términos independientes de la inhomogeneidad espacial del campo \mathbf{B} .

Deriva de curvatura

Considerando nuevamente al campo $\mathbf{B}_0 = (0, 0, B)$, los términos $\partial B_x/\partial z$, $\partial B_y/\partial z$ son curvaturas del campo sobre los planos XZ y YZ respectivamente. Con estas perturbaciones la partícula experimenta una fuerza centrípeta, \mathbf{F}_c :

$$\mathbf{F}_c = -mv_{\parallel}^2 \frac{\rho}{\rho^2} \quad (2.48)$$

donde ρ es el radio de curvatura y \mathbf{F}_c es perpendicular a \mathbf{B} .

Con esta fuerza se genera una velocidad de deriva \mathbf{W}_c

$$\mathbf{W}_c = \frac{mv_{\parallel}^2}{qB^2} \frac{\rho \times \mathbf{B}}{\rho^2} \quad (2.49)$$

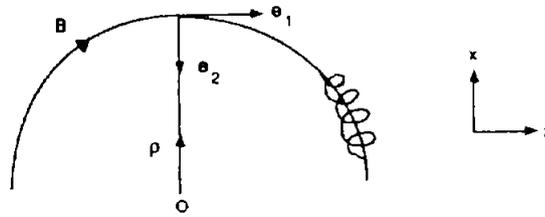


Figura 2.7: Campo magnético curvado en el plano xz (Parks, 1991).

Consideramos un elemento de arco ∂s a lo largo de \mathbf{B} y definiendo un sistema local de coordenadas ortogonales con los vectores unitarios $(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3)$.

Como lo muestra la Fig. 2.7: $\mathbf{e}_1 = \mathbf{B}/B$, $\mathbf{e}_2 = -\rho/\rho$.

Utilizando la definición de radio de curvatura:

$$\frac{\mathbf{e}_2}{\rho} = \frac{\partial \mathbf{e}_2}{\partial s} \quad (2.50)$$

se tiene que:

$$\frac{\rho}{\rho^2} = -\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\mathbf{B}}{B} \right) = -\frac{1}{B} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial s} + \frac{\mathbf{B}}{B^2} \frac{\partial B}{\partial s} \quad (2.51)$$

Asumiendo que la intensidad del campo es constante, esto es: $\partial B/\partial s \approx \partial B_z/\partial s = 0$, y utilizando la relación $\partial/\partial s = (\mathbf{e}_1 \cdot \nabla)$, la ec. anterior queda:

$$\frac{\rho}{\rho^2} = -\frac{1}{B} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial s} = -\frac{1}{B} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} \quad (2.52)$$

Sustituyendo en la ec. (2.49)

$$\mathbf{W}_c = \frac{mv_{\parallel}^2}{qB^4} \mathbf{B} \times (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} \quad (2.53)$$

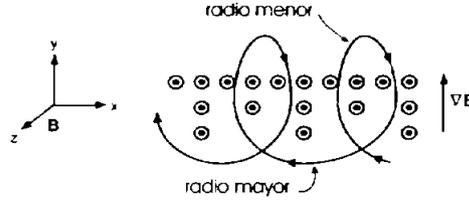


Figura 2.8: Deriva de gradiente (Parks, 1991).

Como la velocidad de deriva para un campo dado es únicamente función de la energía paralela al campo, los iones y electrones de la misma energía, tienen la misma velocidad de deriva pero en direcciones opuestas; por lo tanto, la deriva de curvatura sí produce una corriente.

Deriva de gradiente

Con $B_z \approx B$, las parciales $\partial B_z/\partial x$, $\partial B_z/\partial y$, indican que el campo varía en la dirección x y dirección y .

Suponiendo $\partial B_z/\partial x = 0$, y $\partial B_z/\partial y$ positiva, entonces el campo sería más intenso en dirección $+y$ y más débil en dirección $-y$, como lo muestra la figura 2.8.

Ahora es necesario calcular $\langle \mathbf{F} \rangle$. Por la simetría, $\langle \mathbf{F}_x \rangle = 0$. Para calcular $\langle \mathbf{F}_y \rangle$ tenemos:

$$F_y = -qv_x B_x(y) \approx -qv_x [B_0 + y \left(\frac{\partial B_z}{\partial y} \right) + \dots] \quad (2.54)$$

Esta expansión es válida si $r_L \ll L$, donde L es la escala de longitudinal del gradiente $\partial B_z/\partial y$. Utilizando las soluciones de las ecs. (2.14) (2.17), la ec. anterior se reescribe como:

$$F_y \approx -qv_{\perp} \cos \omega_c t [B_0 + \frac{v_{\perp}}{\omega_c} \cos \omega_c t \left(\frac{\partial B_z}{\partial y} \right) + \dots] \quad (2.55)$$

Para obtener el promedio notamos que $\langle \cos \omega_c t \rangle = 0$ y $\langle \cos^2 \omega_c t \rangle = 1/2$, entonces:

$$\langle F_y \rangle = -\frac{qv_{\perp}^2}{2\omega_c} \frac{\partial B_z}{\partial y} = -\frac{qv_{\perp} r_L}{2} \frac{\partial B_z}{\partial y} \quad (2.56)$$

Sustituyendo la ec. anterior en la ec. (2.42) se obtiene:

$$\mathbf{W}_{\nabla B} = -\frac{v_{\perp} r_L}{2B^2} \frac{\partial B_z}{\partial y} (\hat{\mathbf{y}} \times \mathbf{B}) \quad (2.57)$$

En vista de que $\mathbf{B} \approx B_z \hat{\mathbf{z}}$, $\hat{\mathbf{y}} \times \mathbf{B} = (\hat{\mathbf{y}} \times \hat{\mathbf{z}})B = \hat{\mathbf{x}}B$, el gradiente del campo resulta en una deriva del centro guía en la dirección x .

La ec.(2.57) se escribe en forma general reemplazando $\partial B_z / \partial y$ por $\nabla \mathbf{B}$, por lo tanto, la expresión general para la deriva de gradiente es:

$$\mathbf{W}_{\nabla B} = -\frac{v_{\perp} r_L}{2} \frac{\mathbf{B} \times \nabla B}{b^2} \quad (2.58)$$

2.4. Invariantes adiabáticos

Los invariantes adiabáticos son constantes aproximadas de movimiento de un sistema dinámico dado, que son preservadas durante un proceso de cambio "muy lento" de los parámetros del sistema (λ), en una escala de tiempo T que se supone mucho mayor que cualquier escala temporal típica del sistema, esto es:

$$Td\lambda/dt \ll \lambda \quad (2.59)$$

En un sistema así, el ritmo de variación de la energía es proporcional al ritmo de variación de λ . Si la relación entre la energía y λ permanece constante, esta relación es un invariante adiabático.

2.4.1. Primer invariante adiabático

El primer invariante adiabático está asociado con el movimiento de giroradio alrededor de las líneas de campo y por lo tanto con la conservación del momento magnético

Si una partícula se mueve a lo largo de líneas de campo magnético que divergen o convergen, y el campo magnético no depende del tiempo, entonces experimentará una fuerza paralela al campo magnético de la forma:

$$\mathbf{F}_{\parallel} = \frac{m d\mathbf{v}_{\parallel}}{dt} = -\mu \frac{\partial B}{\partial s} \quad (2.60)$$

Multiplicando ambos lados por $v_{\parallel} = \partial s / \partial t$:

$$\frac{d}{dt} \frac{m v_{\parallel}^2}{2} = -\mu \frac{\partial B}{\partial s} \frac{ds}{dt} = -\mu \frac{dB}{dt} \quad (2.61)$$

Ya que B no depende del tiempo, la derivada convectiva queda:

$$dB/dt = \partial B / \partial t + (\mathbf{v} \cdot \nabla) B = v \partial B / \partial s \quad (2.62)$$

de donde se obtuvo la última igualdad de la ec. (2.61)

Por conservación de la energía total de las partículas, se tiene que:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} m v_{\perp}^2 \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m v_{\parallel}^2 + \mu B \right) = 0 \quad (2.63)$$

Utilizando las ecs.(2.61) y (2.63)

$$-\mu \frac{dB}{dt} + \frac{d}{dt} (\mu B) = 0 \quad (2.64)$$

Diferenciado el segundo término obtenemos:

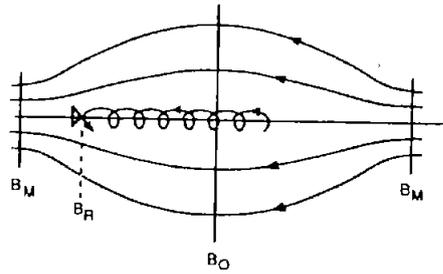


Figura 2.9: Espejos magnéticos, atrapan a las partículas en una botella magnética (Parks, 1991).

$$\mathbf{B} \frac{d\mu}{dt} = 0 \quad (2.65)$$

Lo que implica que el momento magnético se conserva, es decir, que el flujo magnético que pasa por el anillo de corriente es constante conforme la partícula viaja a lo largo del campo.

Espejos magnéticos

Conforme una partícula de una región de campo magnético débil a una de mayor intensidad de campo, la magnitud de v_{\perp} debe aumentar para mantener μ constante. Ya que también su energía total debe permanecer cte., necesariamente v_{\parallel} debe disminuir.

Si \mathbf{B} es lo suficientemente grande, v_{\parallel} puede anularse y entonces la partícula regresará a la región de campo más débil.

A la configuración de campo magnético que permite que las partículas estén rebotando entre dos puntos se le llama *espejo magnético* (ver Fig. 2.9) y a los puntos donde las partículas ya no pueden penetrar y se reflejan, *puntos espejo*.

Cuando una partícula pasa de una región con campo B_0 a una con campo B_1 , por la invariancia de μ se tiene:

$$\frac{1}{2} \frac{mv_{0\perp}^2}{B_0} = \frac{1}{2} \frac{mv_{1\perp}^2}{B_1} \quad (2.66)$$

en función del ángulo de paso (α):

$$v_{\perp} = v \operatorname{sen} \alpha \quad (2.67)$$

$$\frac{1}{2} \frac{v^2 \operatorname{sen}^2 \alpha_0}{B_0} = \frac{1}{2} \frac{v^2 \operatorname{sen}^2 \alpha_1}{B_1} \quad (2.68)$$

Como la magnitud v es constante:

$$\frac{\operatorname{sen}^2 \alpha_0}{B_0} = \frac{\operatorname{sen}^2 \alpha_1}{B_1} \quad (2.69)$$

Si $B_1 > B_0$, entonces $\alpha_1 > \alpha_0$. Para que la partícula se refleje se necesita $\alpha_1 = 90^\circ$, entonces:

$$\frac{\operatorname{sen}^2 \alpha_0}{B_0} = \frac{1}{B_m} \quad (2.70)$$

donde B_m , que depende del ángulo de paso α_0 , reescribiendo:

$$B_m = \frac{B_0}{\operatorname{sen}^2 \alpha_0} \quad (2.71)$$

de donde se observa que si $\alpha_0 = 0$ la partícula entra paralela al campo y puede penetrar regiones de cualquier intensidad.

Si B_m es el valor máximo de la intensidad del campo magnético en los extremos de una botella magnética y B_0 el valor mínimo, entonces habrá un ángulo de paso mínimo,

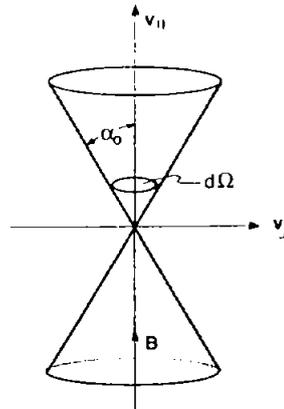


Figura 2.10: Cono de pérdida (Parks, 1991).

α_{min} para el cual la partícula se queda atrapada en la botella entre los puntos espejo, en un *movimiento de rebote*, y:

$$\text{sen}^2 \alpha_{min} = \frac{B_0}{B_m} \equiv \frac{1}{R_m} \quad (2.72)$$

Las partículas con $\alpha < \alpha_{min}$ no serán atrapadas por la botella magnética. A R_m se le conoce como razón de espejo.

La ec.(2.72) define una región llamada *cono de pérdida* (fig 2.10). Las partículas que se encuentren dentro del cono no podrán ser confinadas.

2.4.2. Segundo invariante adiabático

El segundo invariante adiabático J , o *invariante longitudinal* está asociado con el movimiento periódico a lo largo de las líneas de campo magnético de partículas atrapadas en espejos magnéticos. J se define como:

$$J = \oint m v_{||} ds \quad (2.73)$$

donde la integral es a lo largo de la trayectoria en una órbita completa

J es una función de la energía total E , la longitud de la trayectoria entre los puntos espejos s y del tiempo t . Definiendo $E = mv_{parallel}^2/2 + \mu B$, la ecuación anterior se reescribe como:

$$J = \int \left[\frac{2}{m} (E - \mu B) \right]^{1/2} ds \quad (2.74)$$

Calculando dJ/dt :

$$\begin{aligned} \frac{dJ}{dt} &= \left(\frac{\partial J}{\partial t} \right)_{s,E} + \left(\frac{\partial J}{\partial E} \right)_{s,t} \frac{dE}{dt} + \left(\frac{\partial J}{\partial s} \right)_{E,t} \frac{ds}{dt} \\ &= \int \left[\frac{2}{m} (E - \mu B) \right]^{1/2} \left[-\frac{\mu}{m} \frac{\partial B}{\partial t} \right] ds + [v_{\parallel} \dot{v}_{\parallel} + \frac{\mu}{m} \frac{\partial B}{\partial t} \\ &\quad + \frac{\mu v_{\parallel}}{m} \frac{\partial B}{\partial s}] \int \left[\frac{2}{m} (E - \mu B) \right]^{1/2} ds - v_{\parallel} \int \left[\frac{2}{m} (E - \mu B) \right]^{1/2} \frac{\mu}{m} \frac{\partial B}{\partial s} ds \\ &\quad + v_{\parallel} \left[\frac{2}{m} (E - \mu B) \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (2.75)$$

Tomando los límites de integración en los puntos espejo s_1 y s_2 , donde $v_{\parallel} = 0$, entonces la ec. anterior queda:

$$\begin{aligned} \frac{dJ}{dt} &= - \int_{s_1}^{s_2} \frac{\mu}{m} \left[\frac{2}{m} (E - \mu B) \right]^{1/2} \frac{\partial B}{\partial t} ds \\ &\quad + \left(\frac{\partial B}{\partial t} \right) \int_{s_1}^{s_2} \frac{\mu}{m} \left[\frac{2}{m} (E - \mu B) \right]^{1/2} ds \end{aligned} \quad (2.76)$$

Si el cambio temporal es lento, $\partial B/\partial t$ puede salir de la integral y entonces:

$$\frac{dJ}{dt} = 0 \quad (2.77)$$

Lo que implica que J es un invariante adiabático.

2.4.3. Tercer invariante adiabático

Conforme la partícula oscila entre los puntos espejo, deriva a través de las líneas de fuerza donde J es cte. Estas líneas forman una superficie en el espacio, en caso de que dicha superficie sea cerrada, el tercer invariante adiabático Φ es el flujo magnético encerrado en esta superficie de deriva:

$$\Phi = \oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} \quad (2.78)$$

Capítulo 3

Tormentas solares

Las tormentas solares comprenden los eventos más explosivos de las manifestaciones de actividad solar, entre ellos las ráfagas, las eyecciones de masa coronal y los eventos de partículas solares.

3.1. Ráfagas solares

Las ráfagas son súbitos abrigantamientos en pequeñas áreas de la fotosfera que pueden durar desde unos cuantos minutos hasta varias horas. La explosión de una ráfaga tiene tres fases (*Priest, 1995*). Durante la fase previa, una prominencia en una región activa se comprime lentamente debido a inestabilidades en el campo magnético. En la siguiente fase, es cuando se da la reconexión del campo magnético debido a la compresión de líneas de distinta polaridad, donde se libera energía impulsivamente, lo que da lugar a la ráfaga. Durante la fase principal, continúa la reconexión y hay partículas aceleradas hacia la superficie solar. Las partículas al encontrarse un medio denso, son frenadas y emiten radiación, lo que da lugar al abrigantamiento y la emisión en R-X. La energía liberada en la explosión de una ráfaga tiene un valor típico de 10^{32}erg en radiación electromagnética.

A pesar de que una ráfaga emite energía desde longitudes de onda de radio hasta rayos γ , las ráfagas son caracterizadas por su flujo en rayos X (en longitudes de onda

de 1 a 8 Angstroms) en distintas categorías, las tres utilizadas para este estudio son las más energéticas:

- *Ráfaga tipo X*: los eventos más intensos, capaces de provocar bloqueos en las comunicaciones terrestres y tormentas de radiación.
- *Ráfaga tipo M*: de intensidad media que pueden provocar perturbaciones en las comunicaciones.
- *Ráfaga tipo C*: las de menor intensidad y que prácticamente no tienen ningún efecto sobre el entorno terrestre.

Al estar clasificadas bajo una escala logarítmica, una ráfaga tipo X es 10 veces más energética que una tipo M y 100 veces más que una tipo C. Cada una de estas categorías se subdivide según el flujo en clases de 1 a 9, también en escala logarítmica. La tabla 3.1 se encuentran los valores de flujo para cada categoría (X, M, C):

Tipo de ráfaga	Pico de flujo I (W/m^2) entre 1 y 8 Angstroms
C	$10^{-6} < I < 10^{-5}$
M	$10^{-5} < I < 10^{-4}$
X	$I > 10^{-4}$

Tabla 3.1: Flujo de energía para los distintos tipos de ráfagas

A pesar de que el proceso completo de una ráfaga (desde su aparición hasta su aniquilación) puede durar varias horas, la emisión de energía sucede en solo unos minutos. El proceso por el cual esta energía es liberada aun no está bien explicado, sin embargo una posible explicación es la reconexión magnética. En este modelo la conversión de la energía magnética comienza en un punto neutro sobre dos manchas de polaridad opuesta. Al colapsarse y reconectarse las líneas de campo magnético, el plasma absorbe energía del campo y se mueve desde el punto neutro sobre las líneas del campo. Parte del plasma es impulsado hacia el exterior y puede salir hacia el medio interplanetario a través del viento solar, mientras que el plasma que es eyectado hacia adentro es frenado por la cromosfera produciendo emisión de Rayos-X que de alcanzar a la Tierra perturban la parte alta de la ionosfera.

3.2. Eyecciones de masa coronal

La siguiente manifestación de actividad solar que concierne a este trabajo son las eyecciones de masa coronal. Este fenómeno consiste en nubes de plasma expulsadas de la corona solar hacia el espacio exterior que al irse expandiendo durante su paso a través del medio interplanetario se convierten en una de las estructuras de mayor escala dentro del viento solar. El promedio de masa liberada de una de estas eyecciones es de 4×10^{15} gr y su energía cinética es de $\sim 3,5 \times 10^{30}$ ergs.

Con la ayuda de los coronógrafos ha sido posible observar estas eyecciones y calcular la velocidad con la que son expulsadas. La velocidad con la que el plasma coronal es arrojado al medio interplanetario varía desde 200 hasta 2000 Km/s o más. Si se considera que el viento solar ambiente tiene una velocidad promedio de 400 Km/s, es fácil deducir que las eyecciones de masa coronal con velocidades mayores a la del viento solar ambiente generarán ondas de choque durante su trayectoria.

Las EMC viajan a través del medio interplanetario como nubes de plasma. Actualmente es posible medir características de las eyectas o contraparte interplanetaria de las EMC con satélites como ACE, que se encuentra al frente de la magnetosfera terrestre. Con estas misiones, también es posible inferir la velocidad de tránsito de la eyecta, tomando en cuenta el tiempo que tarda en viajar el plasma desde que fue expulsado de la corona solar hasta que llegó a la altura de la órbita de la Tierra.

Al igual que las ráfagas, las EMC siguen al ciclo solar, durante la época del máximo ocurren varias en un solo día, mientras que en el mínimo se tiene en promedio una cada cuatro o cinco días.

3.3. Eventos de partículas solares

Algunas ráfagas producen un flujo de protones lo suficientemente energéticos (1-1000 MeV) para causar EPS en la Tierra, debido al corto tiempo en que se generan estos flujos de partículas, a estos eventos se les llama impulsivos. La asociación entre las ráfagas más intensas y los EPS impulsivos no es absoluta, ya que muchas ráfagas no son seguidas por uno EPS, así como existen eventos sin que se haya observado una ráfaga.

El choque al frente de las eyectas atrapa y acelera las partículas que va encontrando a su paso. cuando estas partículas alcanzan la energía suficiente se liberan provocando un flujo de partículas energéticas que si se dirigen hacia la Tierra, se registran como EPS graduales. Para que esto suceda es necesario que la EMC esté dirigida hacia la Tierra. Cuando los coronógrafos observan la salida de material coronal formando un halo completo o parcial alrededor del disco, se deduce que la EMC está dirigida en la línea Sol-Tierra, ya sea acercandose o alejandose de la Tierra, por lo que una EMC tipo halo o halo parcial es posibles precursor de EPS.

En la Figura 3.1 se muestra un registro de flujo de partículas registrado por ACE. En el se muestran los flujos de protones de energía desde 3.43 hasta 41.9 MeV y se observa un incremento del flujo en todos los intervalos, un registro típico de un EPS gradual, alrededor del día 14 de julio del 2000.

La presión dinámica de las eyectas derivadas de las EMC, la configuración de su campo magnético y la onda de choque asociada (cuando existe), junto con los EPS son responsables de perturbaciones en el entorno terrestre, principalmente en el campo geomagnético como se verá más adelante.

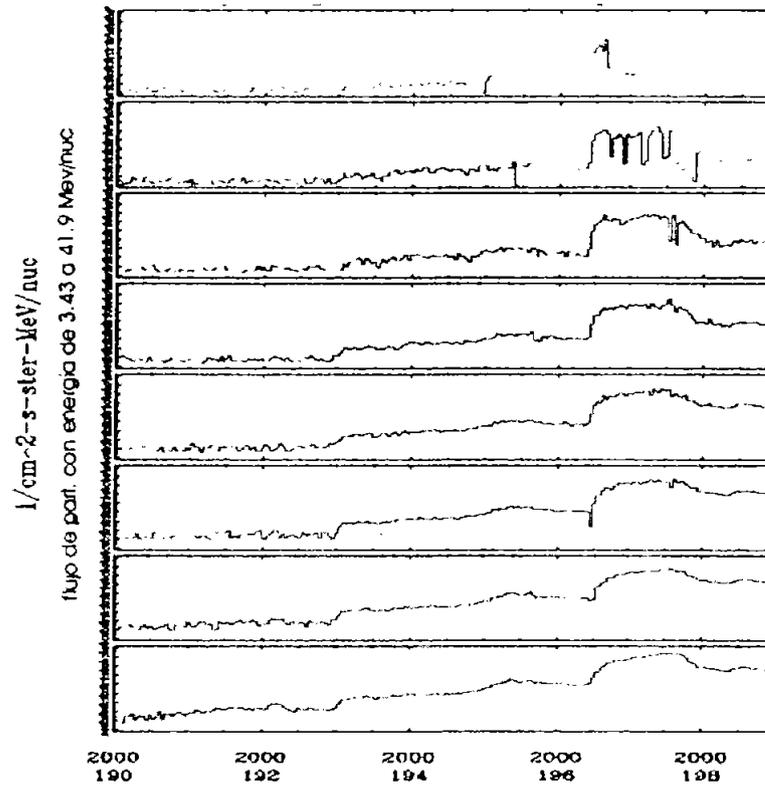


Figura 3.1: Registro de partículas energéticas a la altura de la órbita de la Tierra tomado por el satélite ACE del 8 al 17 de julio del 2000 (tomada de OMNIWeb Data <http://www.dejavu.org/cgi-bin>).

Capítulo 4

Tormentas geomagnéticas

4.1. Campo geomagnético

En 1600 William Gilbert en su publicación *De Magnete* fue el primero en proponer que la Tierra es un gran imán, razón por la cual se orientaba una brújula con respecto a la Tierra y no con el cielo como se pensaba antes.

La relación entre la electricidad y el magnetismo permite explicar la existencia del campo magnético terrestre. El núcleo exterior de la Tierra está constituido por hierro y níquel fundidos que se encuentran en continuo movimiento debido a la rotación del planeta como lo indica la Fig. 4.1 . Siendo materiales conductores cuentan con electrones libres que en su movimiento producen corrientes eléctricas, éstas corrientes varían con el tiempo generando a su vez el campo magnético terrestre (inducción de Faraday). A éste modelo se le conoce como el modelo del dínamo magnético, que se esquematiza en la Fig. 4.2

A primera aproximación el campo geomagnético cerca de la superficie terrestre puede ser representado como un campo magnético dipolar desplazado 400 Km del centro de la Tierra y con el polo norte magnético apuntando hacia el polo sur geográfico y viceversa, y cuyo eje magnético tiene una declinación aproximada de 11 grados respecto al eje de rotación de la Tierra. El campo se extiende más allá de la superficie terrestre a través de la troposfera, donde no tiene ningún efecto, pero conforme se aumenta la

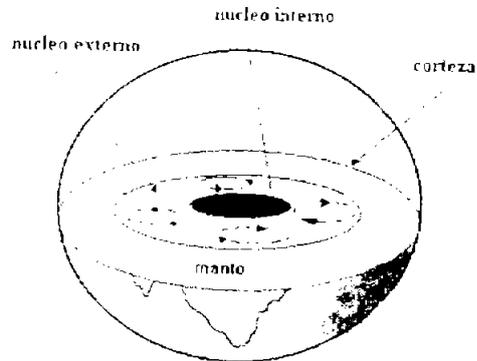


Figura 4.1: El núcleo exterior de la Tierra está constituido por hierro y níquel fundido que al moverse generan corrientes y un campo magnético (Muniz Barreto, 1997).

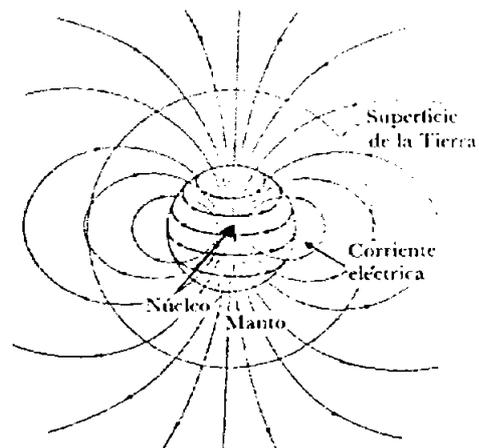


Figura 4.2: El campo geomagnético generado por el modelo de Dínamo Terrestre (Muniz Barreto, 1997).

altitud en la atmósfera y el grado de ionización se incrementa y la densidad baja, es el campo geomagnético el que domina el comportamiento. El campo geomagnético afecta el movimiento de las partículas ionizadas y por lo tanto las corrientes ionosféricas y el movimiento del plasma en esta región.

4.2. Magnetosfera terrestre

Ya que el campo magnético interplanetario está congelado al plasma del viento solar y el plasma de origen terrestre se encuentra confinado por el campo geomagnético, en una primera aproximación se puede decir que estos plasmas no se mezclan al encontrarse, sino que forman dos regiones distintas: al exterior el plasma del viento solar y el CMI, y al interior la magnetosfera terrestre, dentro de la cavidad geomagnética mostrada en la Fig. 4.3. La magnetosfera está dividida en diferentes regiones donde las propiedades físicas del plasma son distintos y se llevan a cabo diferentes procesos.

4.2.1. El choque de proa terrestre y la magnetofunda

En 1962 Axford y Kellogg propusieron la existencia de un choque de proa asociado a la deflexión del viento solar por cualquier cuerpo planetario que contara con un campo magnético, o bien, con una ionosfera altamente conductora. Esta predicción teórica fue después comprobada por las observaciones, particularmente para el caso de la Tierra. Esta onda de choque que se encuentra al frente de la magnetosfera es una discontinuidad que frena, calienta y desvía el flujo supersónico del viento solar, impidiendo que se aproxime a la Tierra.

Mientras que el viento solar ambiente tiene una velocidad de 450 Km/s, al cruzar el choque de proa terrestre el plasma es desacelerado hasta unos 250 Km/s y la energía cinética perdida es disipada como energía térmica aumentando la temperatura del plasma de 5 a 10 veces más que la del viento antes de alcanzar la Tierra. Este viento solar "chocado" forma una capa turbulenta de plasma entre el choque de proa y la magnetopausa conocida como magnetofunda (ver Fig. 4.3).

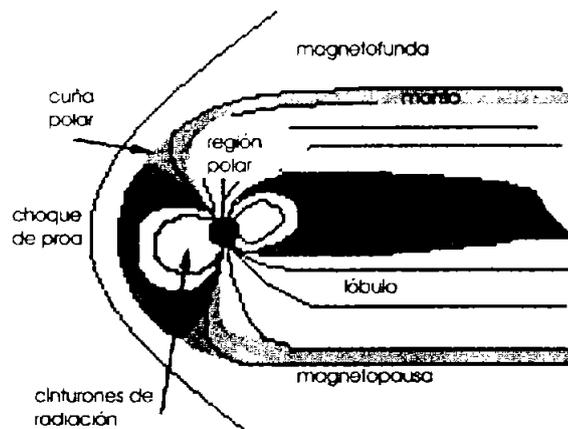


Figura 4.3: Regiones principales de la magnetosfera terrestre (tomada de <http://www-spf.gsfc.nasa.gov/Education>).

4.2.2. La magnetopausa

La Magnetopausa es la frontera entre el campo geomagnético y el viento solar incidente se localiza donde se encuentran en equilibrio la presión dinámica del viento solar (ρv^2) y la presión magnética del campo terrestre ($B^2/2\mu_0$). Esta frontera es relativamente delgada, ($\sim 1-100\text{Km}$) que es del orden del radio de giro de los protones en esta región.

A esta altitud, el campo magnético dipolar se ve deformado considerablemente y líneas de campo cerca de los polos se ven arrastradas por el flujo de viento solar hacia el lado noche, dándole a la magnetosfera la forma similar a la cauda de un cometa.

4.2.3. Las cuñas polares

Las cuñas polares son regiones de la magnetosfera a altas latitudes donde las líneas del campo geomagnético divergen y el plasma de la magnetofunda tiene acceso directo a la ionosfera, sin importar la dirección del campo magnético interplanetario. Esta región fue predicha por el modelo de la magnetosfera de Chapman y Ferraro en 1931

y descubierta en observaciones tanto de baja como alta altitud en 1971.

El plasma de la magnetofunda que penetra a bajas altitudes por las cuñas, es en parte responsable de fenómenos como las auroras diurnas, pero además mediciones tomadas por el satélite POLAR en 1996 descubrieron la existencia de eventos de partículas de alta energía, del orden de MeV, en esta región. La entrada de partículas al interior de a esta región contribuye a las corrientes ionosféricas en altas latitudes.

4.2.4. Los cinturones de radiación

En 1958 James Van Allen y su equipo descubrieron la existencia de un cinturón de radiación en la magnetosfera terrestre. Un contador Geiger a bordo del satélite *Explorer I* dió evidencias de la existencia de radiación intensa de partículas en diferentes energías, conforme el satélite aumentaba su altitud. Más adelante, con el *Explorer IV* se pudieron observar los cinturones de radiación sobre una mayor región del espacio, encontrando dos máximos en el conteo de partículas, uno entre la ionosfera y 2 radios terrestres y el segundo entre 3 y 4 radios terrestres. Esto, junto con observaciones subsecuentes de otras misiones, permitió establecer la existencia de dos cinturones de radiación alrededor de la Tierra, el cinturón interno o de Van Allen y el cinturón externo.

Los cinturones de radiación consisten en partículas que orbitan alrededor de la Tierra, ya que éstas son partículas cargadas, se mueven fácilmente sobre las líneas de campo magnético, por lo que se trata de estructuras alineadas al campo.

Para la formación de los cinturones de radiación se involucran cuatro procesos principales:

- inyección de partículas cargadas hacia la región,
- aceleración de partículas a altas energías,
- difusión de las partículas dentro de la región,
- pérdida de partículas.

La fuente puede estar creando partículas in-situ o las introduce violando alguna invariante adiabática. Una vez que quedan atrapadas las partículas se aceleran y difun-

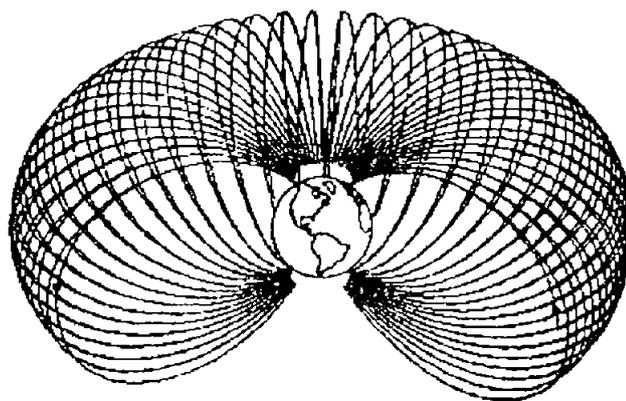


Figura 4.4: Las partículas atrapadas en el campo geomagnético forman en su movimiento un toroide alrededor de la Tierra.

den en los cinturones debido a la interacción entre estas cargas eléctricas en movimiento y el campo magnético estático de la Tierra. Las partículas presentan un movimiento de giro alrededor de las líneas campo; a la vez que se mantienen rebotando a lo largo de las líneas del campo en espejos magnéticos y, además, sufren un desplazamiento de deriva lo que da lugar a la forma toroidal de los cinturones, como lo esquematiza la Fig. 4.4.

Aunque aun no está claro como se crea el cinturón exterior, se sabe que las partículas cargadas provienen principalmente de la magnetosfera exterior y la principal evidencia es el incremento del flujo cuando se inicia la actividad geomagnética; sin embargo, no se descarta la posibilidad de que existan partículas atrapadas provenientes del Sol.

Las partículas pueden salir o perderse de los cinturones si obtienen una energía de escape suficiente o si se recombinan con la atmósfera neutra. Con este proceso se asegura que el flujo de partículas no se incremente indefinidamente a pesar de que haya una inyección continua de partículas cargadas.

En el cinturón de radiación interior, las partículas que se crean in-situ por el decaimiento de neutrones de la alta atmósfera provocado por el impacto de rayos cósmicos primarios. El proceso de pérdida en el cinturón interior se debe a la interacción con la atmósfera que se localiza cerca de los puntos espejos, ya sea por pérdida gradual de energía por ionización, intercambio de carga o por interacción nuclear.

La densidad numérica y la densidad de energía de las partículas varía dentro de los mismos cinturones. La mayor intensidad se detecta cerca del plano ecuatorial, centrándose a 1.5 radios terrestres y decrece con la altitud donde las partículas se recombinan.

El cinturón de radiación exterior tiene su máximo de población a 4 radios terrestres sobre el ecuador magnético y está poblado principalmente por electrones. El flujo de partículas decrece con la altitud y conforme aumenta la latitud, es decir, hacia los polos magnéticos.

La deriva longitudinal de las partículas en el cinturón de radiación genera un anillo de corriente en dirección oeste. Aunque no existe una distinción clara entre las partículas atrapadas en los cinturones y las partículas del anillo de corriente, al referirse a este último se considera la distribución de partículas que contribuye de manera importante a la densidad de la corriente, con energías entre 10 y 100 KeV.

4.2.5. La cola magnética

Hacia el lado noche, las líneas del campo geomagnético son arrastradas por el viento solar formando la cola magnética. En una primera aproximación se puede considerar circular, con un radio transversal del orden de $2 \times 10^5 Km$ que se extiende más allá de 100 radios terrestres.

En el interior de la cola magnética se encuentra la hoja de plasma, una región de mayor densidad de plasma que se extiende hacia la cola ya que el campo magnético se debilita hasta que su magnitud cae a cero. Las líneas de campo en el lóbulo norte y en el lóbulo sur de la cola magnética tienen direcciones opuestas y entre ellas como se observa en la Fig. 4.5. El plano central donde el campo cambia de dirección es la hoja neutra, debido a este cambio de polaridad, en esta frontera se mantiene una corriente que al igual que la corriente del anillo se puede ver modificada por la actividad solar y geomagnética.

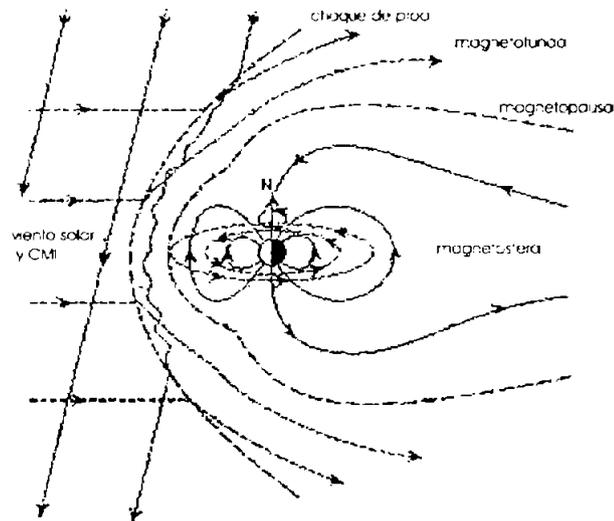


Figura 4.5: Dirección de las líneas de campo magnético en la magnetosfera (Cowley, 1996).

4.3. Corrientes magnetosféricas

La combinación de plasma y campos eléctricos en la magnetosfera dan lugar a la presencia de corrientes eléctricas en la magnetosfera (Hargreaves, 1995), las principales son:

- Corriente de la Magnetopausa: su existencia fue propuesta por Chapman y Ferraro en 1930. Es una corriente diamagnética que se crea por la penetración parcial de partículas del viento solar antes de ser reflejadas y fluye amanecer al atardecer. Aunque el interior de la magnetosfera, donde el campo magnético es principalmente dipolar, la contribución de esta corriente es despreciable, un modelo real debe incluir las presiones dinámica y magnética en el interior de la magnetosfera y las inhomogeneidades y geometría de los campos que provocan derivas, algunas con separación de cargas, como la deriva de curvatura.
- Corriente del Anillo: al interior de la magnetosfera fluye un anillo de corriente, entre 4 y 6 radios terrestres. Tiene dirección este-oeste debida a la deriva de las

partículas atrapadas: los protones derivan hacia el oeste y los electrones hacia el este. Las partículas que fluyen son principalmente protones con energías de 10-100 KeV, aunque también hay iones pesados como O^+ , He^+ , He^{++} y O^{++} . Las variaciones en esta corriente se deben principalmente a la compresión de la magnetosfera por cambios en la presión dinámica del viento solar y la inyección de partículas del viento solar al interior de la magnetosfera (reconexión). El campo inducido por la corriente del anillo se opone al campo geomagnético, lo que provoca un decremento de la componente horizontal del campo geomagnético durante las tormentas geomagnéticas.

- Corrientes de Birkeland: son corrientes alineadas al campo cuyas primeras observaciones se dieron hasta los 70 's con los satélites ISIS2 y TRIAD cuando cruzaron la zona auroral. Las firmas observadas en el campo magnético indicaban que se habían atravesado dos hojas de corriente en direcciones opuestas. Estas son corrientes que fluyen verticalmente a lo largo de líneas de campo de alta conductividad y resultan de distintos procesos de separación de cargas en la magnetosfera. Generalmente se cierran en capa E de la ionosfera, pero se pueden cerrar también en la magnetocola y en la magnetopausa.
- Corriente de la Cola: fluye del amanecer al atardecer pasando por la hoja plasma, formando parte de la corriente de la hoja neutra, y que se cierra tanto hacia el lóbulo norte como hacia el lóbulo sur, formando un solenoide doble y manteniendo el cambio de polaridad del campo magnético en los lóbulos. Al comprimirse la magnetocola y al incrementarse el campo magnético por perturbaciones en el viento solar, también se incrementa la corriente. Cuando hay reconexión en la cola, algunas partículas pueden ser expulsadas hacia el interior de la magnetosfera, contribuyendo a corrientes en la zona auroral y a la corriente del anillo.

Al igual que existe relación entre las fronteras y el plasma de las diferentes regiones de la magnetosfera, las corrientes magnetosféricas no son independientes. Existe conexión entre algunos sistemas de corriente, ya sea continua o intermitente. La figura (4.6) esquematiza estas corrientes.

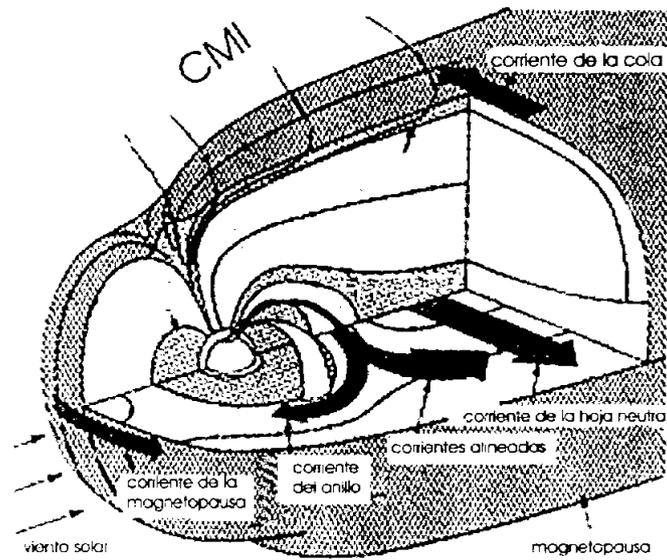


Figura 4.6: Principales corrientes magnetosféricas (tomada de <http://www-istp.gsfc.nasa.gov/Education>).

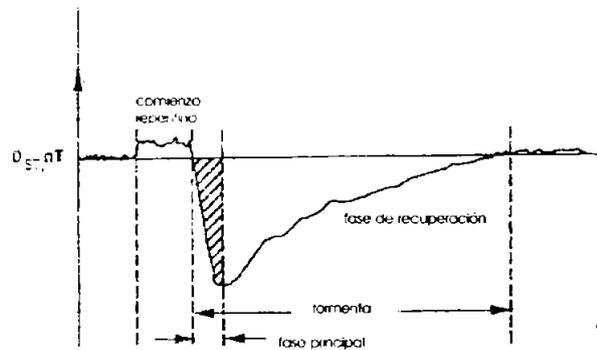


Figura 4.7: Registro típico de una tormenta geomagnética (adaptada de Muniz Barreto, 1997).

4.4. Tormentas geomagnéticas

A pesar de la simpleza de los primeros magnetómetros, fue posible notar desde un principio que el campo geomagnético tenía variaciones temporales y espaciales sobre todo el globo terráqueo. Actualmente se cuenta con varios índices para medir la intensidad de las perturbaciones geomagnéticas, cada uno de éstos índices se refieren a perturbaciones en distintas regiones del globo terrestre (ver apéndice A).

El caso particular donde la corriente del anillo se ve incrementada, provoca un decremento en la magnitud de la componente horizontal del campo geomagnético. Alexander Von Humboldt fue quien llamó por primera vez tormentas geomagnéticas a estas perturbaciones. Como se muestra en la fig. 4.7, una tormenta geomagnética registra 3 etapas:

- *Fase inicial o comienzo repentino:* incremento aproximado de 10 nT en la componente horizontal del campo magnético H por minutos y hasta una hora, debido a la compresión del campo geomagnético en el lado día cuando la presión dinámica del viento solar se incrementa.
- *Fase principal:* decremento súbito en la componente H del campo geomagnético por algunas horas, debido a la corriente inducida por la entrada de partículas al interior de la magnetosfera.

- *Fase de recuperación*: recuperación gradual del campo, este proceso puede durar desde unos días hasta una semana.

La compresión de la magnetosfera en el lado día es el resultado en el incremento de la presión dinámica del viento solar. Esto se debe a un aumento en la densidad del plasma que impacta a la Tierra y/o a un aumento de velocidad del flujo. Las contraparte interplanetaria de las EMC que se expanden hacia el medio (*eyectas*) son los principales estructuras responsables de estos incrementos.

Cuando la eyecta tiene suficiente presión dinámica y su campo magnético cuenta con una componente importante B_z sur, se da la reconexión magnética entre el CMI y el campo geomagnético en el lado día de la magnetosfera. Las líneas de campo magnético reconectadas son arrastradas por el mismo viento solar hacia la cola magnética donde se vuelven a reconectar (*Hughes, 1995*).

Los procesos de reconexión aceleran partículas hacia el interior de la magnetosfera. Cuando las partículas energéticas profundizan en la magnetosfera hacia el lado noche, se sujetan a la curvatura del campo geomagnético y los electrones empiezan a girar de la media noche hacia el amanecer, mientras que los protones lo hacen en sentido opuesto, formando un anillo de corriente alrededor de la Tierra, incrementando el flujo de corriente, induciendo un campo magnético que se opone a la dirección del campo geomagnético y una caída en la componente horizontal del campo magnético existente, esta caída en el campo es la tormenta geomagnética y es un fenómeno que, aunque con distintas intensidades, se registra a nivel global.

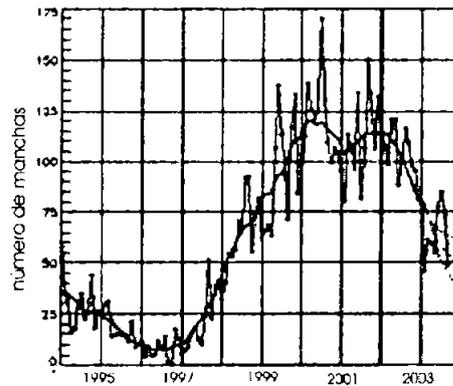
Mientras mayor sea el número de partículas que son inyectadas hacia el interior de la magnetosfera, mayor será el decremento en el campo geomagnético y mayor la intensidad de la tormenta, según lo mide el índice Dst (ver apéndice A).

Capítulo 5

Estudio de tormentas solares y geomagnéticas durante la fase ascendente del ciclo solar 23

La velocidad del viento solar y la configuración de su campo magnético son los dos principales factores para que suceda una tormenta geomagnética, mientras que las ondas de choque al frente de las eyecciones en el medio interplanetario aceleran partículas. La importancia del rol que juega la velocidad del viento solar en las tormentas geomagnéticas intensas ha sido un tema de discusión en la última década. Gosling, et. al. (1991) concluyeron que la velocidad de las perturbaciones transitorias es el factor importante para las tormentas extremas, mientras que Tsurutani, et. al. (1992) llegaron a la conclusión de que la componente sur del CMI que permite la reconexión magnética y la entrada de partículas al interior de la magnetosfera, tiene un papel más importante que la velocidad del viento solar.

Los satélites que se encuentran al frente de la magnetosfera terrestre dan información de las condiciones del plasma y CMI que se acerca a la Tierra, sin embargo. cuando se obtienen los datos, se tienen pocas horas para prevenir una perturbación geomagnética. La observación de los eventos solares (EMC y RS) pueden dar información de las posibles perturbaciones. Algunos estudios demuestran que las EMC tipo halo que se dirigen hacia la Tierra tiene una correspondencia uno a uno con tormentas geomagnéticas durante el mínimo solar (*Webb et al., 2000*) y una correspondencia del



Gráfica 5.1: Ciclo de manchas solares. El recuadro indica el intervalo temporal estudiado (tomado de <http://www.sec.noaa.gov/SolarCycle>).

50% cerca del máximo (*Zhao & Webb, 2000*). Además se ha encontrado una relación estadística entre la velocidad de salida de las EMC y la velocidad de su contraparte interplanetaria a 1 UA (*Lindsay et. al., 1999*). También en años recientes se ha discutido si son las EMC o las RS la manifestación de actividad solar con mayor repercusión en el entorno terrestre (*Gosling, 1993*), sin llegar aún a una conclusión definitiva.

En este capítulo se analiza el comportamiento de algunos de eventos solares y geomagnéticos y su tendencias conforme se avanza en el ciclo solar, además se buscan posibles relaciones entre los distintos eventos que puedan dar información de las tormentas geomagnéticas como respuesta de las tormentas solares.

5.1. Eventos analizados

Se estudió un subconjunto de 52 EMC tipo halo ocurridas durante la fase ascendente del ciclo solar 23, de 1997 a 2001 (ver Fig. 5.1). Cada una de estas EMC se asoció con el registro de una eyecta o contraparte interplanetaria a 1 UA. La característica que se tomó para estos eventos fue la velocidad de salida de la EMC inferida de las observaciones de los coronógrafos de la misión SOHO/LASCO y reportadas en el catálogo (<http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME.list>). Para la contraparte interplanetaria, se tomó en cuenta el tiempo de arribo de la eyecta para calcular el tiempo de tránsito del evento,

según lo reportan H. Cane y G. Richardson (2003). De la misma fuente se obtuvieron los valores del índice Dst para cada uno de los eventos.

31 de las 52 EMC están asociadas con la ocurrencia de una RS observada por el satélite Yohkoh/HXT, de cuyo catálogo se obtuvieron las clasificaciones de las ráfagas según su intensidad observada en Rayos-X (<http://gedas22.stelab.nagoya-u.ac.jp/HXT/catalogue>). Para 17 de estos 31 eventos fue posible obtener el tiempo de duración de la ráfaga.

Según el catálogo *Solar Proton Events Affecting the Earth Environment*, se asociaron 17 EPS a las EMC (<http://www.sec.noaa.gov/ftplib/indices/SPE>). La característica que se tomó de los EPS fue el pico máximo en el flujo de partículas con energía mayor o igual a 10 MeV, energía para la cual estos eventos se consideran intensos y pueden tener severos efectos de radiación a 1 UA (Reames, 2001).

Para todos los casos tomó en cuenta la fecha del evento con el fin de analizar su comportamiento conforme evoluciona el ciclo solar.

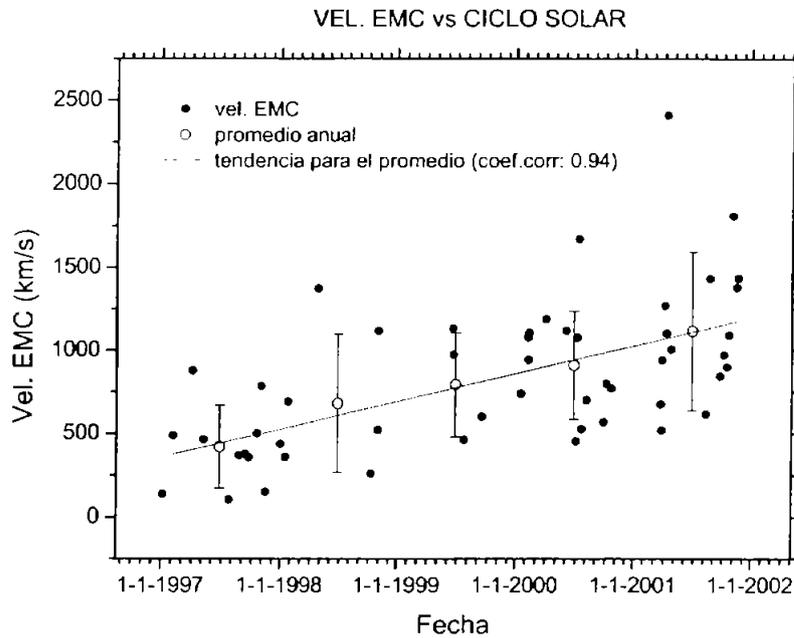
El conjunto de eventos estudiado junto con las características analizadas se reportan en la Tabla 5.1. La primera columna es el número de evento. Las columnas 2 y 3 son la fecha y la velocidad de salida de la EMC observada por SOHO/LASCO. En las columnas 4 a 7 se reporta la fecha y hora de registro de las eyecciones a 1 UA reportadas por H. Cane y G. Richardson. La columna 8 reporta la duración de la eyección en horas. Las columnas 9 a 11 se refieren a la velocidad, velocidad de tránsito y tiempo de tránsito de las eyecciones. La columna 12 indica el Dst en nT de las tormentas geomagnéticas asociadas provocadas por el impacto de cada eyección. Las columnas 13 y 14 indican el tipo de ráfaga asociada según el flujo en rayos X y la duración en minutos. La columna 15 indica el máximo de flujo de partículas con energía mayor a 10 MeV para los EPS.

5.2. Evolución de las manifestaciones de la actividad solar y geoeffectividad con el ciclo solar

La primera parte del estudio consiste en describir el comportamiento de los eventos elegidos conforme se avanza en el ciclo solar, de mínimo a máximo de actividad. Se busca poder establecer o desestimar una correlación o tendencia entre la intensidad de

evento	fecha EMC	vel EMC (Kms)	inicio eyecta	hora eyecta	duración (tv)	vel eyecta (Kms)	vel transito (Kms)	tiempo de transito (M)	Dist (m)	tipo r large	duración (min)	Ilup.EPS (cm-2 s sr)
1	1987-01-06	136	1997-01-10	04:00	1997-01-11	02:00	450	507	82.2	-78		
2	1997-02-07	490	1999-02-10	02:00	1997-02-10	19:00	17	450	683	61	-88	
3	1997-04-07	878	1997-04-11	06:00	1997-04-11	20:00	14	430	522	79.8	-82	
4	1997-05-12	464	1997-05-15	09:00	1997-05-16	00:00	15	450	616	67.6	-115	
5	1997-07-30	104	1997-08-03	13:00	1997-08-04	03:00	14	400	410	101.6	-48	
6	1997-08-30	371	1997-09-03	13:00	1997-09-03	21:00	8	400	408	102.9	-88	13.2
7	1997-09-17	377	1997-09-21	21:00	1997-09-22	18:00	19	450	450	92.6	-36	M1.7
8	1997-09-28	359	1997-10-01	16:00	1997-10-02	23:00	31	450	580	71.8	-98	
9	1997-10-23	503	1997-10-27	00:00	1997-10-28	07:00	31	500	572	72.8	-80	
10	1997-11-04	785	1997-11-07	04:00	1997-11-09	12:00	56	400	840	65.1	-110	X2.1
11	1997-11-19	150	1997-11-22	15:00	1997-11-23	14:00	23	510	600	69.4	-108	72
12	1998-01-02	438	1998-01-07	01:00	1998-01-08	22:00	45	400	480	88.8	-83	M1.2
13	1998-01-17	360	1998-01-21	06:00	1998-01-22	13:00	31	360	430	96.9	-27	
14	1998-01-25	693	1998-01-29	18:00	1998-01-31	01:00	31	350	557	74.8	-72	
15	1998-04-29	1374	1998-05-02	05:00	1998-05-03	17:00	36	520	780	53.4	-100	
16	1998-10-15	262	1998-10-19	04:00	1998-10-20	07:00	27	400	508	82	-139	
17	1998-11-04	523	1998-11-07	22:00	1998-11-08	12:00	14	450	550	75.8	-92	
18	1998-11-05	1118	1998-11-08	19:00	1998-11-10	20:00	47	450	740	56.3	-148	
19	1998-06-22	1153	1999-06-26	08:00	1999-06-28	19:00	13	350	520	80.1	-20	M1.7
20	1998-06-24	975	1998-06-27	14:00	1998-06-28	14:00	24	680	760	54.8	-43	C3.7
21	1998-07-28	462	1999-07-31	18:00	1998-08-02	06:00	35	480	510	81.7	-37	M2.3
22	1999-09-20	604	1999-09-22	19:00	1999-09-24	18:00	47	510	770	54.1	-184	
23	2000-01-18	739	2000-01-22	17:00	2000-01-23	02:00	9	380	530	78.6	-91	M3.9
24	2000-02-08	1079	2000-02-11	16:00	2000-02-11	20:00	4	420	630	66.1	-25	M1.3
25	2000-02-10	944	2000-02-12	12:00	2000-02-13	09:00	12	540	915	45.5	-109	
26	2000-02-12	1107	2000-02-15	09:00	2000-02-16	08:00	32	500	815	51.3	-88	
27	2000-04-04	1188	2000-04-07	07:00	2000-04-08	18:00	35	550	860	48.4	-321	
28	2000-06-06	1119	2000-06-08	16:00	2000-06-10	17:00	49	550	1007	41.4	-87	
29	2000-07-07	453	2000-07-11	02:00	2000-07-11	14:00	12	440	608	68.4	0	M1.3
30	2000-07-11	1078	2000-07-13	16:00	2000-07-14	15:00	23	620	940	44.3	-35	C5.7
31	2000-07-14	1674	2000-07-15	19:00	2000-07-17	08:00	37	850	1500	27.8	-300	1.3
32	2000-07-25	528	2000-07-28	17:00	2000-07-30	13:00	49	460	550	75.8	-74	C3.8
33	2000-08-09	702	2000-08-12	05:00	2000-08-13	22:00	41	580	830	50.2	-237	
34	2000-10-02	569	2000-10-05	13:00	2000-10-07	11:00	46	450	756	56.1	-192	
35	2000-10-09	798	2000-10-13	08:00	2000-10-14	17:00	33	410	590	70.6	-110	C5.7
36	2000-10-25	770	2000-10-28	21:00	2000-10-29	22:00	25	380	565	73.7	-113	
37	2001-03-25	677	2001-03-28	06:00	2001-03-30	19:00	61	520	850	49	-98	
38	2001-03-28	519	2001-03-31	05:00	2001-03-31	22:00	17	640	690	60.4	-358	
39	2001-03-29	942	2001-04-01	04:00	2001-04-03	03:00	47	640	1000	59.5	0	
40	2001-04-06	1270	2001-04-08	18:00	2001-04-10	10:00	39	610	1050	39.7	-51	
41	2001-04-10	2411	2001-04-13	09:00	2001-04-13	07:00	33	640	1280	32.3	-257	X2.3
42	2001-04-11	1103	2001-04-13	09:00	2001-04-14	12:00	27	730	990	42.1	-66	M2.3
43	2001-04-26	1005	2001-04-28	14:00	2001-05-01	02:00	60	540	1040	40.1	-33	M1.8
44	2001-08-14	618	2001-08-17	20:00	2001-08-20	00:00	52	480	620	67.2	-104	
45	2001-08-25	1433	2001-08-28	20:00	2001-08-29	20:00	24	470	810	51.4	-20	X5.3
46	2001-08-26	846	2001-10-01	08:00	2001-10-02	06:00	16	480	810	58.7	-150	
47	2001-10-09	973	2001-10-12	02:00	2001-10-12	11:00	9	530	780	50.4	-74	
48	2001-10-19	901	2001-10-22	00:00	2001-10-25	10:00	82	470	870	47.8	-166	
49	2001-10-25	1092	2001-10-29	22:00	2001-10-31	13:00	38	360	684	60	-160	X1.3
50	2001-11-04	1810	2001-11-06	21:00	2001-11-09	06:00	57	570	1250	33.3	-277	X1.0
51	2001-11-17	1378	2001-11-19	22:00	2001-11-20	11:00	13	480	680	61.3	-32	
52	2001-11-22	1437	2001-11-24	14:00	2001-11-26	11:00	45	660	1320	31.6	-213	18900

Tabla 5.1: Tabla de los eventos estudiados y sus características analizadas

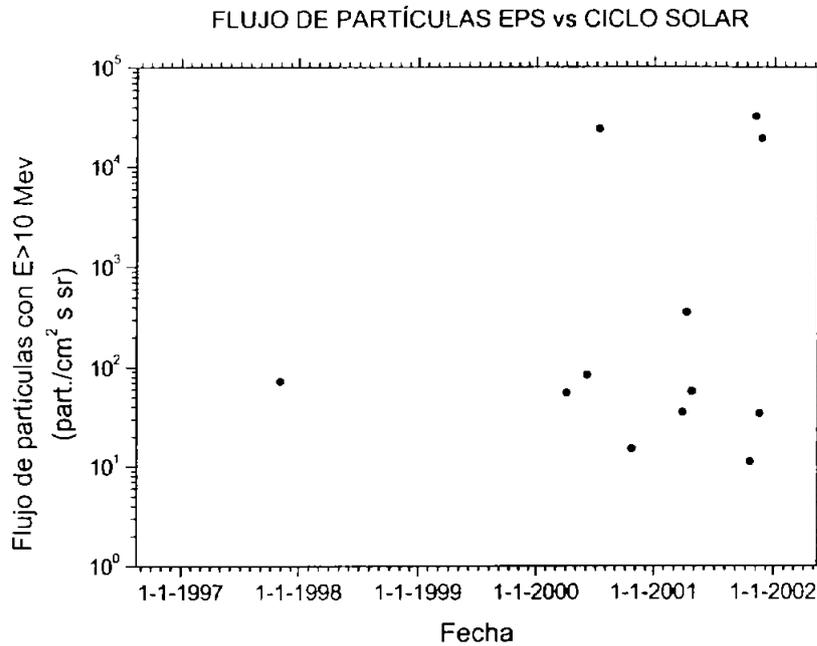


Gráfica 5.2: Evolución con el ciclo solar de la velocidad de salida de las EMC y promedios anuales (las barras de error corresponden a la desviación estándar para cada promedio anual).

los eventos y la fase ascendente del ciclo.

De la gráfica 5.2 se puede ver que el número de EMC aumenta en frecuencia conforme evoluciona el ciclo solar y además se registra un mayor número de EMC rápidas cerca del máximo de actividad solar. A pesar de la dispersión de los datos, si se toma en cuenta el valor promedio anual de las velocidades de salida de las EMC, se puede ajustar una relación lineal con el tiempo, con un coeficiente de correlación de 0.94, aunque la desviación estándar de los promedios reflejan una amplia dispersión en los datos. De los valores promedios se puede observar que las EMC, además de aumentar su frecuencia, en promedio también son eventos con mayor velocidad cerca del máximo.

En la gráfica 5.3 no se observa una correlación clara entre el ciclo solar y la intensidad



Gráfica 5.4: Evolución con el ciclo solar de los EPS asociados con las EMC.

de las ráfagas, y tampoco para los valores promedio anuales, aunque hay que considerar que se tiene un número reducido de eventos, lo que no necesariamente da una muestra representativa del comportamiento promedio. Sin embargo, la frecuencia del número de eventos tiende a aumentar conforme se acerca el máximo solar.

La gráfica 5.4 muestra que el mayor número de EPS y los más intensos se registran en el máximo del ciclo de actividad solar, sin embargo, existe una gran dispersión en los datos, así como en los promedios anuales, por lo que no se puede establecer una correlación entre EPS y la evolución del ciclo solar para este subconjunto. Aunque se registraron más EPS que los aquí reportados, éstos no contaban con una asociación directa a una EMC, por lo que no fueron considerados para este estudio. Sin embargo, considerar todos los casos podría dar una mejor correlación de los EPS con el ciclo solar.

Para el caso de los EPS, se tiene también los datos de la localización del evento asociado en el disco solar que se muestra en la tabla (5.2). Se puede ver que la mayoría de los eventos, y los más intensos, provienen del lado oeste del disco solar, esto se debe a que las partículas se mueven sobre las líneas del CMI, que tienen una forma espiral de oeste a este solar, debido a la rotación solar (*espiral de Parker*).

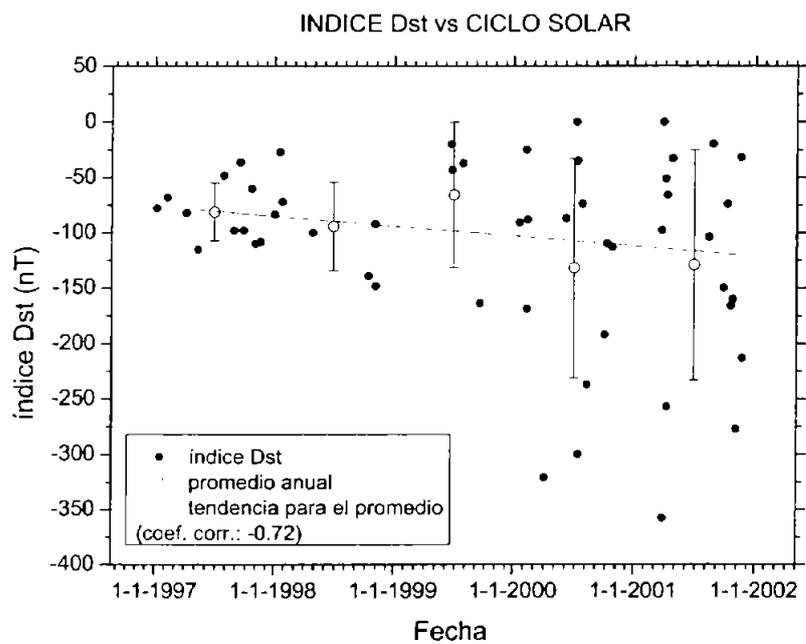
evento	flujo (<i>part./cm²ssr</i>)	localización evento solar asociado
1	172	S14W33
2	55	N25W55
3	84	N20E15
4	24000	N22W07
5	52	N17W70
6	35	N14W12
7	355	S23W09
8	57	N17W31
9	11	N15W29
10	31700	N06W18
11	34	S13E42
12	18900	S17W36

Tabla 5.2: Localización sobre el disco solar de eventos solares asociados con EPS.

Finalmente, la gráfica 5.5 muestra que la mayoría de las tormentas geomagnéticas y las más intensas se dan cerca del máximo del ciclo. El promedio anual de los índices geomagnéticos muestran una buena correlación lineal con la evolución del ciclo solar, con un coeficiente de correlación de -0.72.

Las tablas (5.3) y (5.4), muestran un resumen del número de eventos por año y los valores promedio anuales para las características de cada evento. De este resumen es claro ver que la frecuencia del número de eventos tiende a aumentar conforme se avanza en el ciclo solar, con una ligera caída en el año de 1999, que concuerda con una caída en el ciclo de manchas solares.

La intensidad de los eventos también parece tener una tendencia de crecimiento con el ciclo solar, en particular se reconoce para la velocidad de las EMC y el índice Dst de las tormentas geomagnéticas.



Gráfica 5.5: Evolución con el ciclo solar del índice Dst.

evento/año	1997	1998	1999	2000	2001
CME	11	7	4	14	16
RS	3	3	3	10	12
EPS	1	0	0	4	7
TG	11	7	4	13	15

Tabla 5.3: Número de eventos por año

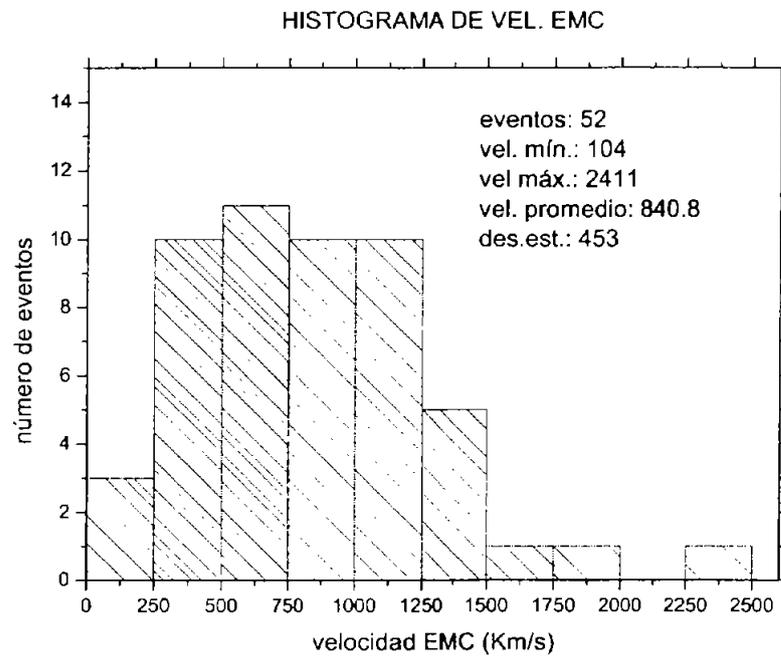
evento/año	1997	1998	1999	2000	2001
velocidad CME (Km/s)	419.7	681.1	793.5	910.6	1151.1
Intensidad RS (W/m^2)	80.3×10^{-6}	54.7×10^{-6}	14.6×10^{-6}	90.5×10^{-6}	176.8×10^{-6}
flujo EPS ($part./cm^2ssr$)	72	0	0	6038.5	149
índice Dst TG (nT)	-81.9	-94.4	-66.0	-131.6	-128.7

Tabla 5.4: Promedio anual de las características estudiadas para cada evento

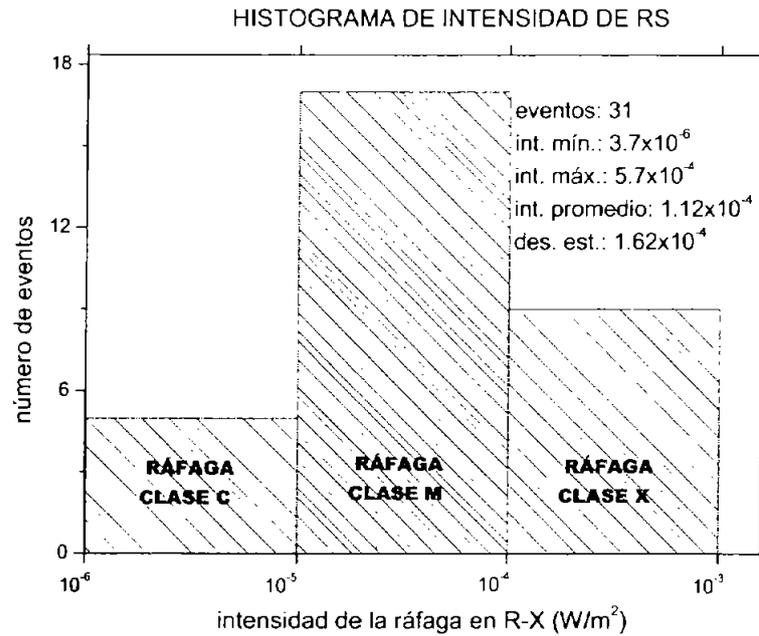
5.3. Análisis estadístico de los diferentes eventos

La segunda parte del estudio consiste en realizar histogramas de frecuencia que muestran los valores extremos, promedio y la desviación estándar de las características elegidas para cada evento, con la finalidad de poder establecer los valores más probables y la dispersión de los datos que se tienen. Se suman aquí los análisis para la velocidad y tiempo de tránsito de las eyeetas en el medio interplanetario asociadas con las EMC tipo halo. Estos últimos dos análisis dan información de como se modifican las velocidades de las eyeetas debido a las condiciones del medio interplanetario y de los distintos tiempos que puede tardar una EMC en alcanzar a la Tierra.

De la gráfica 5.6 se puede ver que al menos el 75 % de las EMC tienen una velocidad de salida mayor a la velocidad del viento solar ambiente, por lo que pueden crear ondas



Gráfica 5.6: Histograma de frecuencia para la velocidad de salida de las EMC.

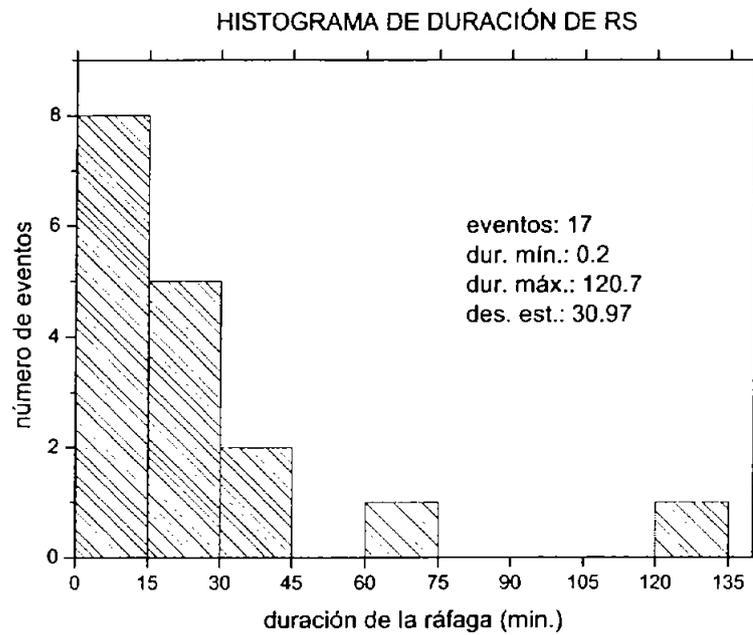


Gráfica 5.7: Histograma de frecuencia para la intensidad de las RS en Rayos-X.

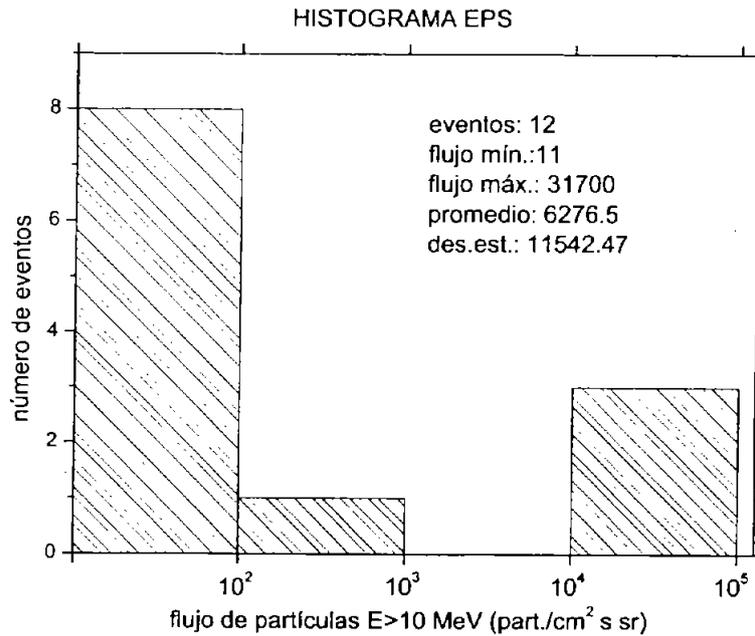
de choque interplanetarias. El valor mínimo de 104 Km/s ocurrió al principio del ciclo, mientras que el valor máximo de 2411 Km/s corresponde a un evento en el 2001, ya en el máximo de actividad solar. El valor de la desviación estandar (450 Km/s) es más del 50 % del valor promedio de la velocidad de todos los eventos (840.4 Km/s), resultado de la amplia dispersión de los datos.

Las gráficas 5.7 y 5.8 muestran histogramas de intensidad y duración de las RS respectivamente. El valor mínimo de la intensidad en rayos-X ($3.7 W/m^2$) es de un evento de junio del 99, que a pesar de no ser el inicio del ciclo, si coincide con una baja de actividad solar según el ciclo de manchas. El valor máximo ($570 W/m^2$) se alcanza en el año 2000, poco antes de que el ciclo de manchas

alcanzara su máximo.



Gráfica 5.8: Histograma de frecuencias para la duración de las RS.



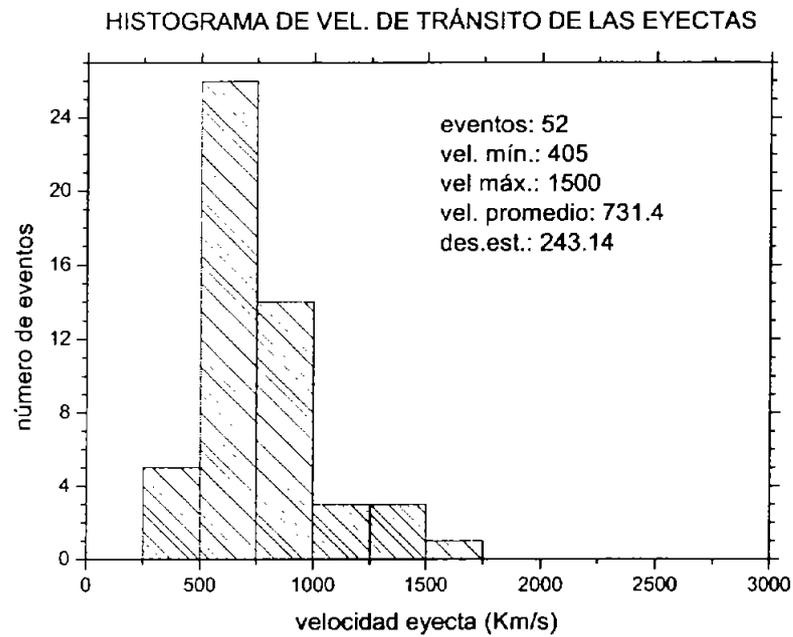
Gráfica 5.9: Histograma de frecuencias para flujo máximo de partículas de los EPS.

El mayor porcentaje de las ráfagas (64.7%) tienen una duración menor a los 25 minutos. El valor máximo de duración (120.7 min) se da en el máximo de actividad solar (agosto 2001).

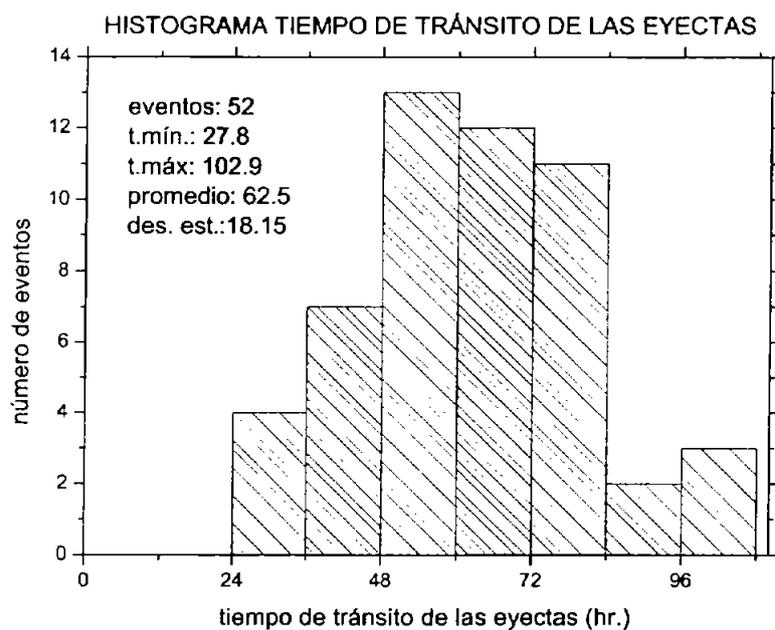
El valor de la desviación estandar tanto para la intensidad como para la duración de las RS es del mismo orden que los valores promedio, lo que indica distribuciones con amplia dispersión.

La gráfica 5.9 muestra los EPS que tienen un mínimo de 11 $part/cm^2 s sr$ y un máximo de 31700 $part/cm^2 s sr$. Estos flujos de partículas fueron medidos durante el máximo solar (2001). La desviación estandar es un orden mayor que el valor promedio de los datos, siendo esta la distribución de mayor dispersión.

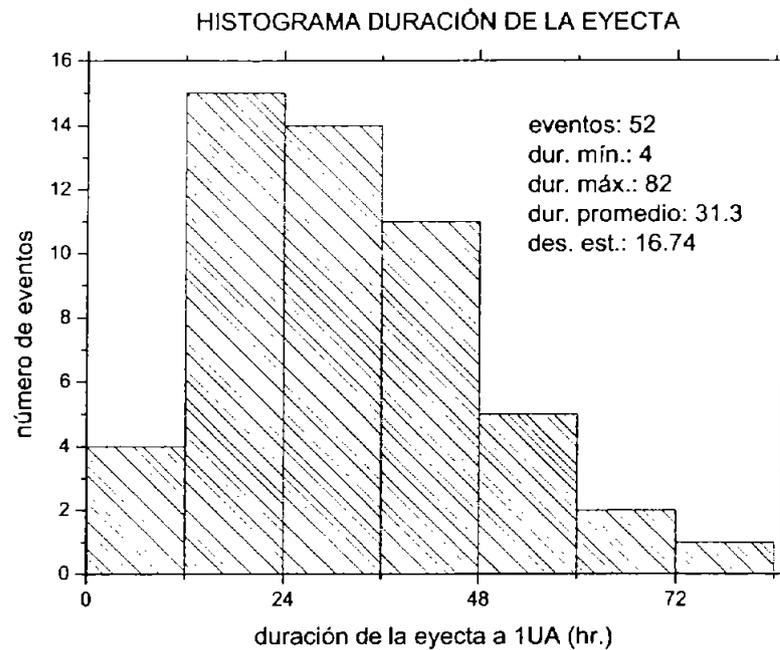
La velocidad de tránsito de las eyeetas (gráfica 5.10) tienen un promedio de 731



Gráfica 5.10: Histograma de frecuencias para la velocidad de tránsito de las eyectas.



Gráfica 5.11: Histograma de velocidad para el tiempo de tránsito de las eyectas.

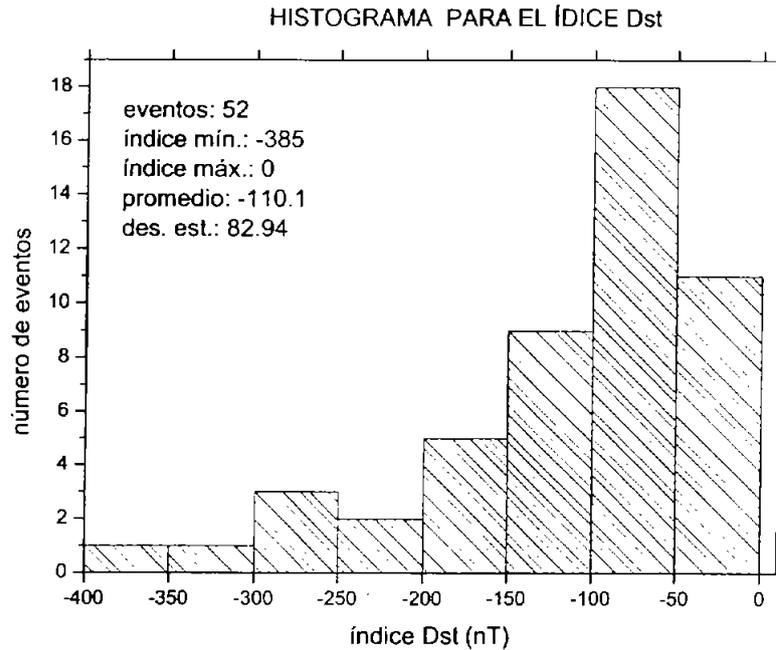


Gráfica 5.12: Histograma de frecuencias para la duración de las eyectas a 1UA.

Km/s, que es menor que el promedio para la velocidad de salida de las EMC. A su vez se observa comparando con la gráfica 5.6 que las EMC rápidas han sido frenadas, mientras que las de velocidades bajas se aceleraron, lo que resulta en una menor dispersión. El valor promedio es de 731.4 Km/s.

El promedio del tiempo de tránsito de las eyectas es de 62.5 hrs (gráfica 5.11), esto tiene una importante implicación en el clima espacial, ya que da una idea del tiempo que se tiene desde que se observa un evento en el Sol, hasta que este impacte el entorno terrestre. El evento más rápido alcanzó a la Tierra en sólo 27.8 hrs, que sucedió en junio del 2000, mientras que el más lento tardó 102.9 hrs, a principios del ciclo.

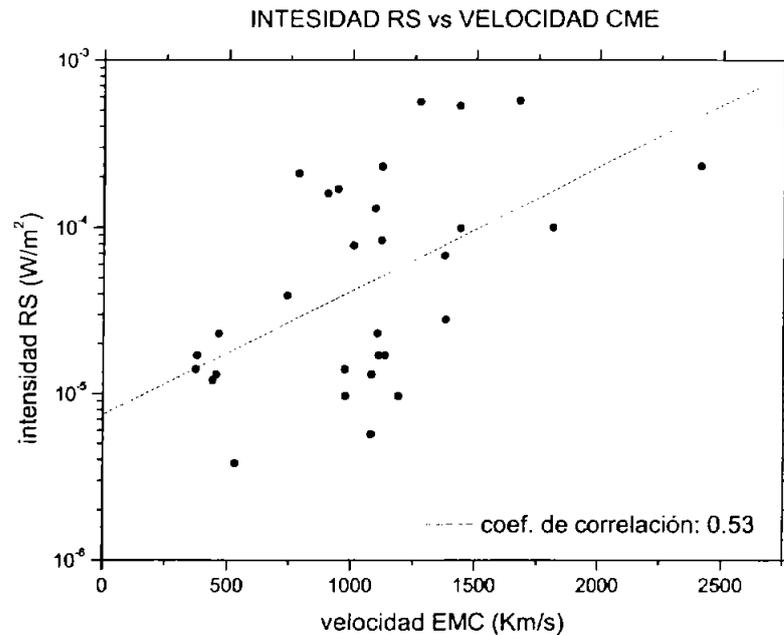
La distribución del tiempo de duración de las eyectas se encuentra en la gráfica 5.12. El valor promedio es de 31.3 hrs. Este valor también puede repercutir en la geoe-



Gráfica 5.13: Histograma de frecuencias para el índice Dst.

fectividad de los eventos, ya que de haber reconexión magnética, ésta puede sostenerse por mayor tiempo, inyectando un mayor número de partículas al interior de la magnetosfera.

El histograma de frecuencias para el índice Dst indica un valor mínimo de 0 nT, esto es porque existieron dos eventos que no provocaron ninguna perturbación magnética global al campo geomagnético. El valor máximo en la caída del campo es de -358 nT, registrado por un evento en el máximo solar (2001). El valor promedio es de -110.1 nT, esto implica que para el subconjunto de EMC tipo halo elegidas, en promedio generan tormentas geomagnéticas extremas.

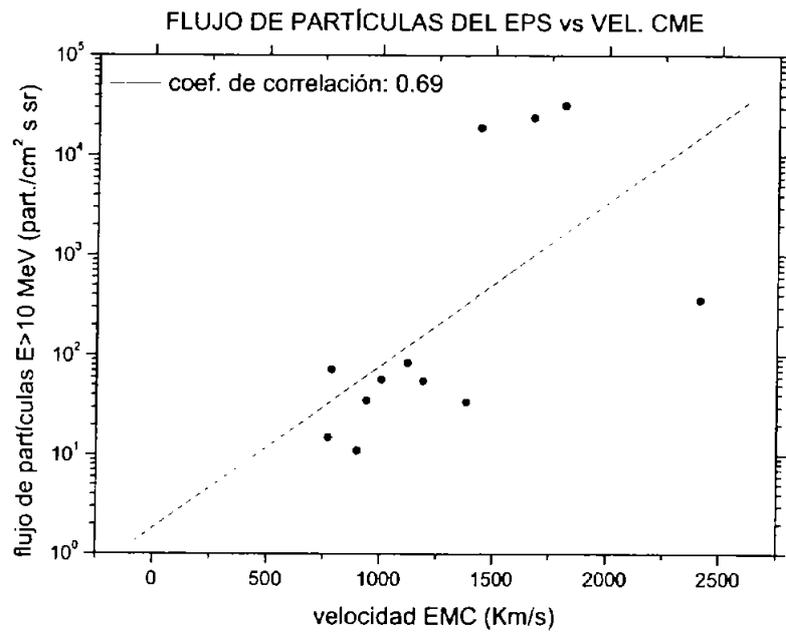


Gráfica 5.14: Intensidad de la RS vs velocidad de salida de la EMC asociada.

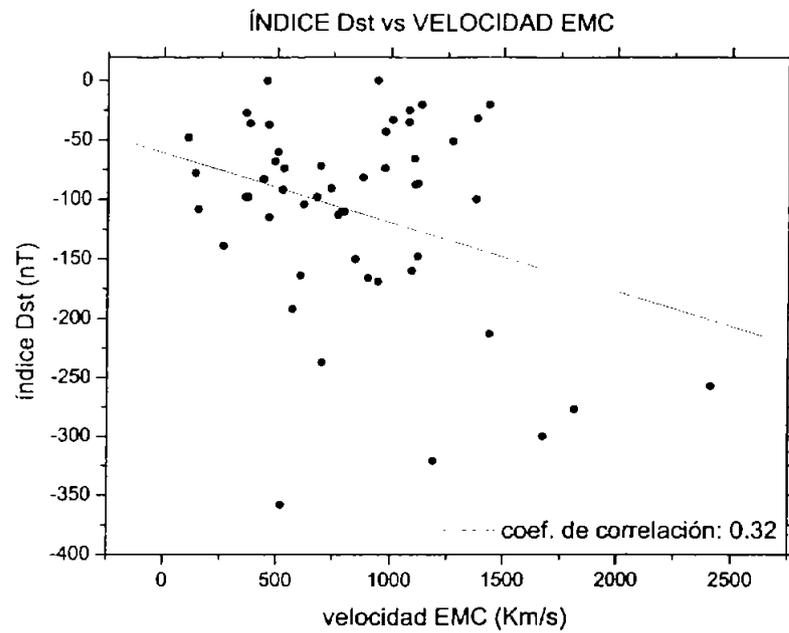
5.4. Relación entre los diferentes eventos

Finalmente se buscan posibles correlaciones o tendencias entre los eventos. Primero la posible relación entre la velocidad de salida de las EMC y las RS (intensidad y duración), EPS e índice Dst de las TG asociadas. El fin es buscar un indicador de relación con un evento solar que podría prevenir una tormenta geomagnética hasta con tres días de anticipación. De la misma manera se busca establecer la existencia o ausencia de una relación entre el índice Dst con la intensidad y duración de las RS, los EPS y la duración de las eyecciones a 1 UA.

El primer par de parámetros que se busca relacionar es la velocidad de salida de las EMC y las ráfagas asociadas. Se espera que las RS más intensas estén asociadas también a EMC de alta velocidad, considerando que los eventos de reconexión magnética más



Gráfica 5.15: EPS vs velocidad de salida de la EMC asociada.



Gráfica 5.16: Índice Dst vs velocidad de salida de la EMC asociada.

intensos tienen repercusiones tanto en las partes bajas como en las altas de la corona solar.

De la gráfica 5.14 se obtuvo un índice de correlación entre la intensidad de las RS y la velocidad de las EMC de 0.53 y se observa que para las EMC más rápidas ($> 1300 \text{ Km/s}$), las ráfagas asociadas son tipo M o X.

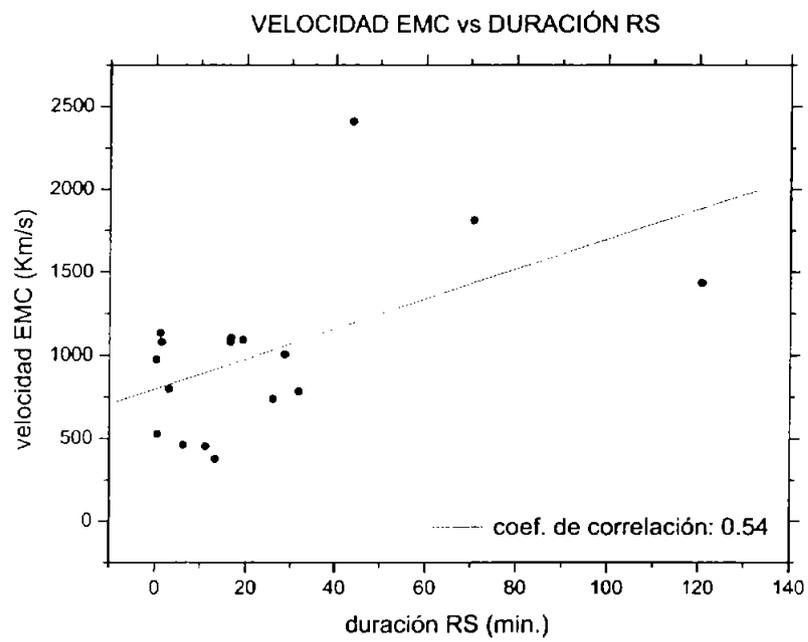
La gráfica 5.15 muestra un índice de correlación de 0.69 para los EPS y la velocidad de salida de las EMC. Esto puede ser evidencia de la aceleración de partículas en la onda de choque que provocan las EMC rápidas al expandirse en el medio interplanetario, generando EPS graduales.

El índice Dst tiene un bajo coeficiente de correlación con la velocidad de salida de la EMC (-0.32), como lo muestra la gráfica 5.16. Esto se debe a que además del aumento en la presión dinámica del viento solar, la tormenta geomagnética es resultado de la reconexión magnética entre el CMI y la magnetosfera. Sin embargo, se observa de la gráfica que las 3 EMC con velocidad de salida mayor a 1500 Km/s provocaron tormentas geomagnéticas intensas.

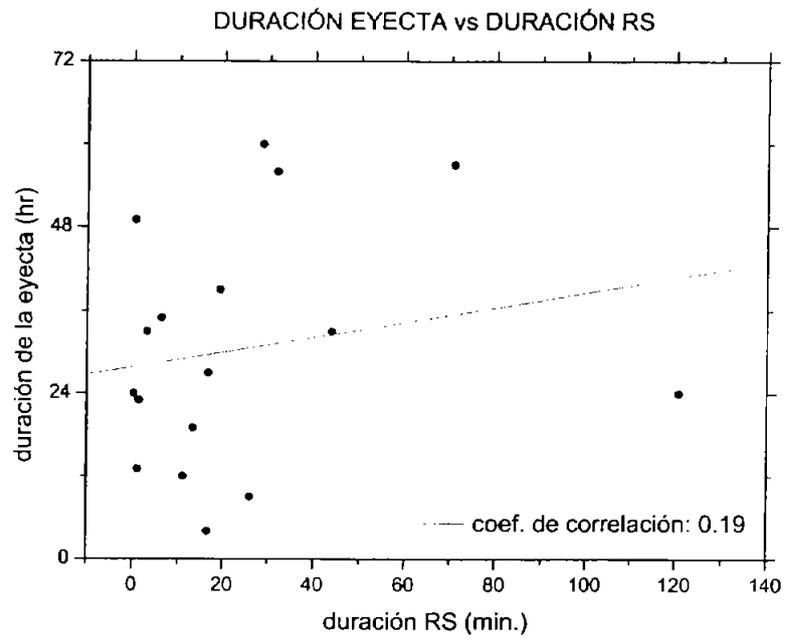
Para estos tres casos se revisaron las condiciones del campo magnético de las eyecciones, los eventos del 15-07-2004 y del 11-04-2001, contaban con una componente B_z sur importante. En el primero esta componente se mantiene por cerca de 12 hrs. mientras que en el segundo sólo lo hace por alrededor de 2 hrs. Esto puede indicar que una vez dadas las condiciones para la reconexión magnética, en este rango de velocidades, la presión dinámica juegue un papel dominante en la geoelectividad del evento. Para el evento del 6-11-2001 no se encontró un registro claro de las condiciones del campo magnético.

Aunque parece haber una tendencia a que mientras mayor es la velocidad de salida de la EMC, mayor es la duración de la ráfaga asociada, el índice de correlación de 0.54 entre estos eventos no es concluyente, como lo muestra la gráfica 5.17. Además, la ráfaga de mayor duración es a la vez la que más se despega de la correlación de los eventos.

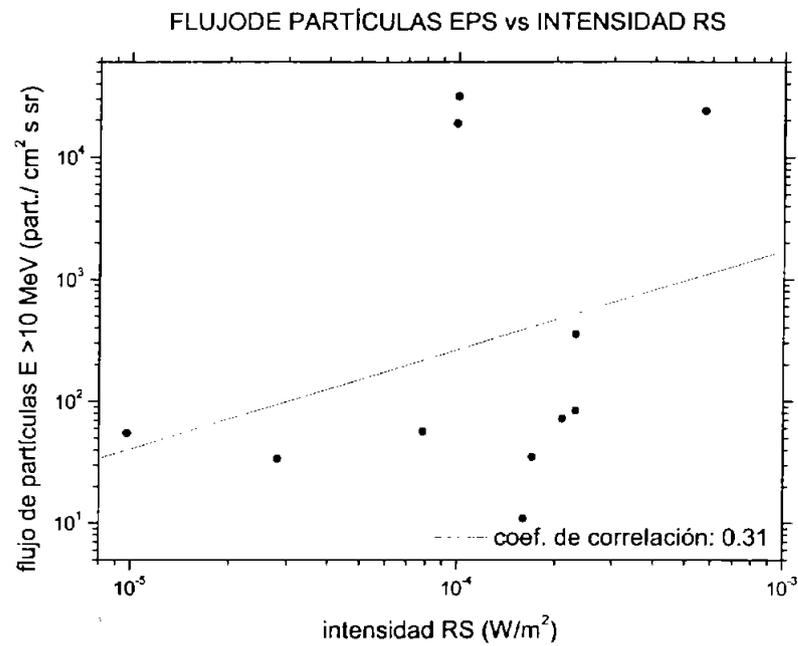
La gráfica 5.18 muestra que no hay una relación aparente entre la duración de la eyección y la duración de la ráfaga asociada. Para este subconjunto de datos, el coeficiente de correlación es de 0.19.



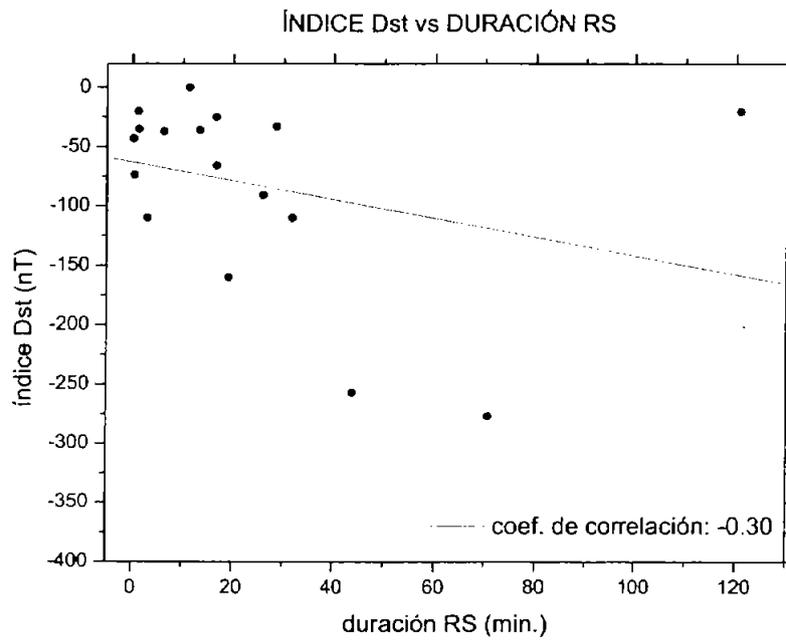
Gráfica 5.17: Velocidad de salida de la EMC vs duración de la ráfaga asociada.



Gráfica 5.18: Duración de la eyecta vs duración de la ráfaga asociada.



Gráfica 5.19: EPS vs intensidad de la ráfaga asociada.



Gráfica 5.20: Índice Dst vs duración de la ráfaga asociada.

Se observa en la gráfica 5.19 que los EPS tienen un bajo coeficiente de correlación de sólo 0.31 con la intensidad de las ráfagas. A pesar de que la explosión de la ráfaga es capaz de acelerar partículas y generar EPS impulsivos, esta baja correlación puede deberse a que se están considerando tanto eventos impulsivos como graduales y estos últimos tienen una mejor correlación con las ondas de choque al frente de las eyecciones.

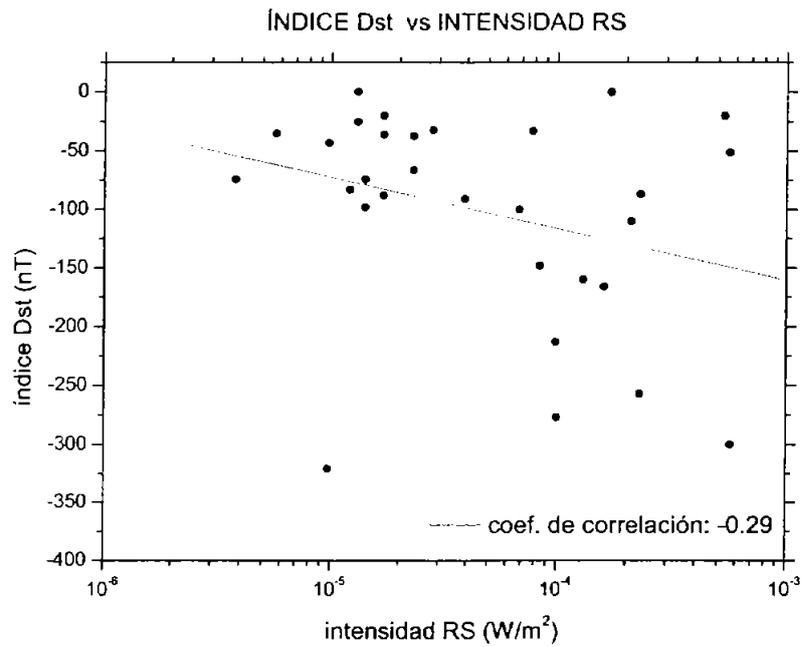
Como lo muestra la gráfica 5.20, el bajo coeficiente de correlación entre el índice Dst y la ráfaga asociada, indica que estos eventos no están relacionados directamente, esto se debe a que el flujo de partículas que podría generar el estallido de una RS no puede penetrar directamente al interior de la magnetosfera, en particular para incrementar el flujo en el anillo de corriente y provocar una tormenta geomagnética, ya que requiere del proceso de reconexión magnética. Al igual que para la intensidad de las RS, el índice Dst tampoco presenta una buena correlación con la duración de las mismas, como se muestra en la gráfica 5.21.

La gráfica 5.22 muestra que el coeficiente de correlación entre el índice Dst y los EPS es de -0.61, sin embargo no todas las tormentas geomagnéticas fueron acompañadas de un EPS y se dio el caso de un EPS que no tuvo asociada una tormenta geomagnética, probablemente porque el campo de la eyección no tenía la configuración requerida para la reconexión magnética o porque el EPS fue un evento impulsivo y no está asociado a una eyección viajando en el medio interplanetario.

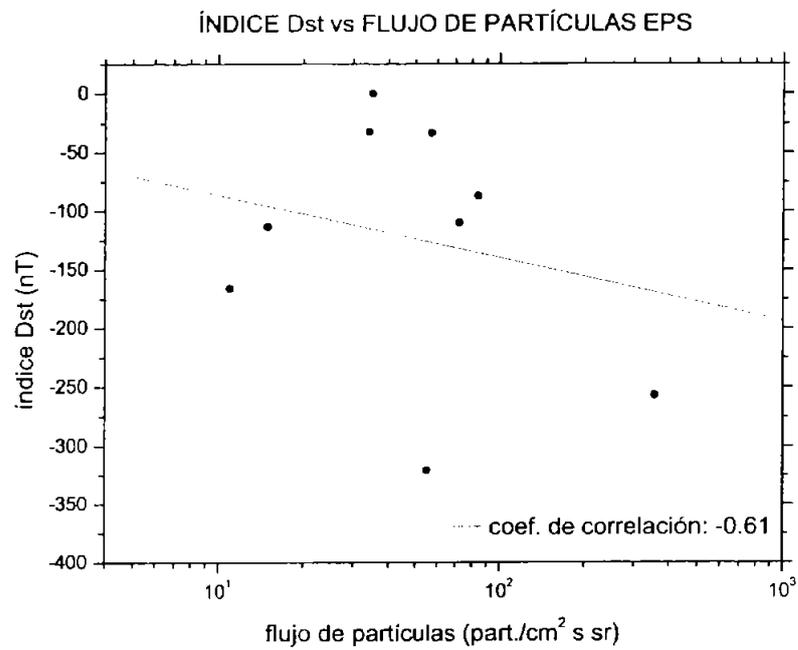
Las gráficas 5.23 y 5.24 muestran que no existe una correlación clara de la duración de la eyección con la velocidad de salida de la EMC ni con la velocidad de la misma eyección. Los bajos coeficientes de correlación (0.20 y 0.39 respectivamente) se pueden deber a que la expansión en el medio interplanetario de la eyección, y por lo tanto su duración, esté también determinada por las condiciones del viento solar ambiente para cada evento.

De la gráfica 5.25 tampoco se puede determinar una correlación importante para el índice Dst y la duración de la eyección, ya que esta duración no asegura la existencia de una reconexión magnética que pueda dar paso a una tormenta geomagnética.

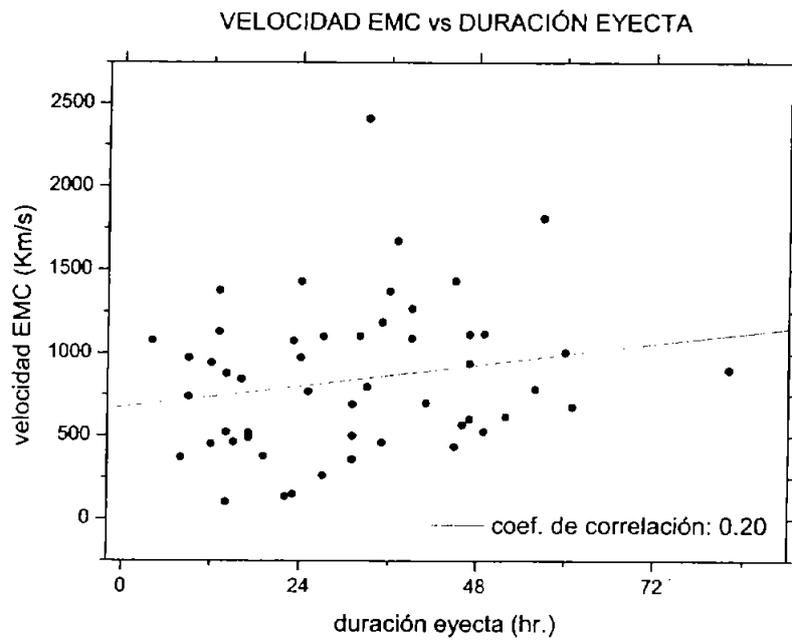
De la gráfica 5.26 se tiene un coeficiente de correlación de 0.79 entre la velocidad de tránsito de las eyecciones y la velocidad de salida de las EMC. También en la gráfica se tiene la recta de la identidad con ayuda de la cual se puede observar que las EMC lentas fueron aceleradas por el viento solar ambiente, mientras que las EMC rápidas fueron desaceleradas por el mismo viento. Esto es un ejemplo de como el viento solar



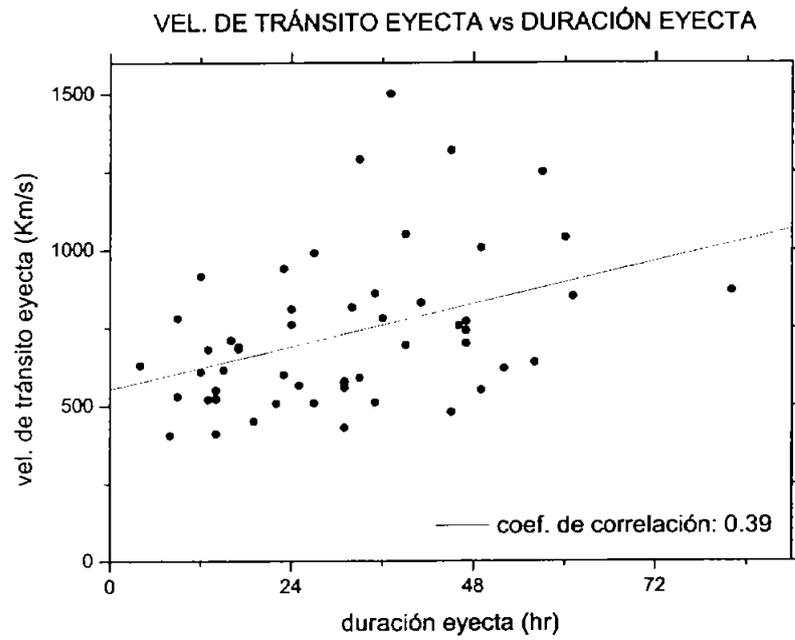
Gráfica 5.21: Índice Dst vs intensidad de la ráfaga.



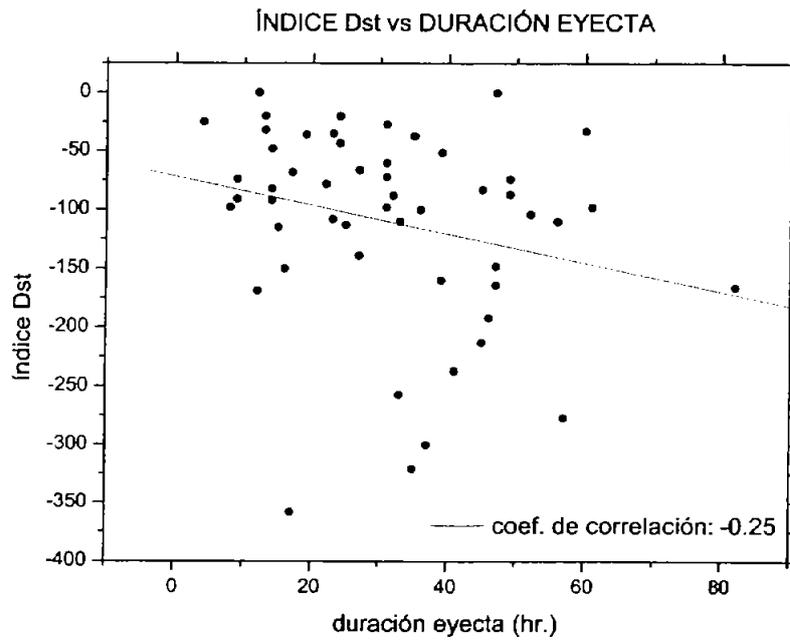
Gráfica 5.22: Índice Dst vs EPS.



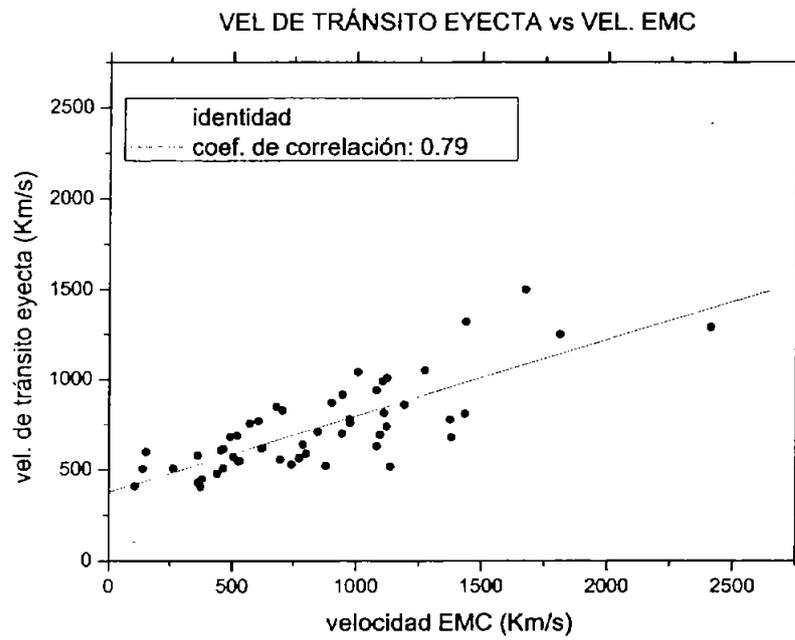
Gráfica 5.23: Velocidad de salida de la EMC vs duración de la eyecta.



Gráfica 5.24: Velocidad de la eyecta vs duración de la eyecta.



Gráfica 5.25: Índice Dst vs duración de la eyecta.



Gráfica 5.26: Velocidad de tránsito de la eyecta vs velocidad de salida de le EMC.

funciona como un filtro de velocidades para los eventos transitorios.

Capítulo 6

Conclusiones

En este trabajo se presentó un estudio de diferentes manifestaciones de actividad solar y tormentas geomagnéticas asociadas durante la fase ascendente del Ciclo Solar 23.

Se estudiaron diferentes aspectos del conjunto de datos tales como las variaciones con el ciclo solar, las características estadísticas de cada evento (histogramas) y se buscaron posibles correlaciones entre los distintos eventos.

El promedio anual de la velocidad de salida de las EMC parece tener una tendencia de crecimiento lineal conforme se avanza en el ciclo solar, al igual que el promedio anual para el índice Dst. No se pudo establecer una correlación clara para las RS y PES con la evolución del ciclo solar, y tampoco fue posible obtenerla para los valores promedio anuales. Sin embargo, los eventos solares y geomagnéticos sí tienen una tendencia de aumento en la frecuencia de ocurrencia conforme se avanza en el ciclo solar.

Conforme el Sol se va acercando al máximo de actividad son más comunes los eventos solares y geomagnéticos de mayor energía, mas no son privativos del máximo solar, por lo que da una amplia dispersión de los datos. Aun así, el estudio estadístico de los eventos solares y geomagnéticos son representativos sólo de esta muestra y no es información concluyente para todos los eventos registrados.

El que la mayoría de las EMC tengan una velocidad de salida mayor a la del

medio ambiente solar propicia la formación de un gran número de ondas de choque transitorias en el medio interplanetario, aumentando la probabilidad de geoeffectividad de los eventos.

El tiempo de tránsito de las eyectas indica que se tendría en promedio menos de tres días desde que se observa la tormenta solar hasta que se perturba el entorno geomagnético, lo que es importante considerar para la predicción del clima espacial.

La correlación entre la velocidad de las EMC y los EPS es un indicador de la aceleración de partículas en la onda de choque al frente de las eyectas que viajan en el medio interplanetario cuando se expande la EMC.

La existencia de tormentas solares que no provocaron tormentas geomagnéticas indica que se requiere de un proceso físico adicional que conecte estos eventos, como lo es la reconexión magnética. El bajo coeficiente de correlación entre el índice Dst y la velocidad de las EMC y eyectas, indica que la presión dinámica del viento solar no es el factor dominante para la ocurrencia de tormentas geomagnéticas, por lo que hace falta realizar un estudio a las condiciones de la configuración del campo magnético de las eyectas que impactan el entorno terrestre.

Los valores de las RS y EPS fueron obtenidos con un número menor de eventos, lo que podría no dar la correlación real con las EMC, eyectas y tormentas geomagnéticas.

Trabajo futuro

Como trabajo futuro para complementar este estudio se proponen los siguientes análisis:

- Reconexión magnética de la magnetosfera con el viento solar: para lo que es necesario analizar la configuración y valores del CMI, en particular la componente B_z en el campo magnético de las eyectas observado por satélites al frente de la magnetosfera. Con este estudio se podría concluir sobre la geoeffectividad de las EMC.
- Distinción de los EPS graduales e impulsivos: para buscar una correlación más clara entre estos eventos con las RS y las ondas de choque en el medio interplan-

etario.

- Ampliar el conjunto de estudio a EMC tipo halo-parcial ya que debido a la gran escala de estas estructuras en el medio interplanetario, estos eventos podrían ser de igual importancia para el clima espacial.
- Otras manifestaciones de actividad solar con lo que se pueda buscar la combinación de eventos con mayor geoeffectividad.

Apéndice A

Índices geomagnéticos

A.1. Índice AE

Se deriva de variaciones geomagnéticas en la componente horizontal del campo, en observatorios ubicados en la zona auroral del hemisferio norte. Debido a que las corrientes en el óvalo auroral tiene fuertes dependencias locales es importante que para obtener este índice se considere un gran número de observaciones.

Las variaciones del campo son medidas con respecto a una línea base determinada para cada observatorio y se expresan en nT. El índice AE está definido como $A_E = A_U - A_L$, donde A_U y A_L son respectivamente los valores máximo y mínimo alcanzados en intervalos de tiempo de un minuto. Físicamente, los índices AU y AL miden la densidad máxima de corriente uno en dirección este y otro en dirección oeste del electrojet auroral; mientras que AE representa una medida global de la perturbación. La línea base, A_0 , queda definida como $A_0 = (A_U + A_L)/2$.

A.2. Índice Dst

Este índice se obtiene de considerar la desviación de la componente horizontal H del campo magnético respecto a una línea base, de una serie de observatorios localizados a

latitudes medias y ecuatoriales, y a diferentes longitudes. La línea base de H se define para cada observatorio con los valores promedio de los días quietos (no perturbados) y tomando en cuenta la variación secular.

En una tormenta geomagnética, el efecto global es la reducción de la componente horizontal, debido al aumento de corriente en el anillo, por lo que el índice Dst es negativo y mientras menor sea su valor, será más intensa la tormenta. La caída del campo se mide en nT y el intervalo con el que se registran estos datos es de una hora.

A.3. Índice K_p

Este índice planetario resulta del valor promedio estandarizado de índices K de 13 observatorios entre 44° y 60° de latitud geomagnética en ambos hemisferios, donde los efectos locales de las corrientes en el óvalo auroral y en el ecuador se minimizan. En el índice K se mide la amplitud máxima en la variación del campo magnético y se obtiene un valor para cada tres horas.

El índice K_p toma una escala logarítmica de 0 a 9, con 9 el valor máximo de la amplitud de la perturbación y su valor ha sido designado para medir la cantidad de radiación de partículas solares a través de sus efectos geomagnéticos

Bibliografía

- [1] CANE, H. & G. RICHARDSON. *Interplanetary Coronal Mass Ejections in the Near Earth solar Wind during 1996-2002*. JGR, 2003.
- [2] CHEN, F.F. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. Plenum Press, 1984
- [3] COWLEY, W.H. *A Beginner's Guide to the Earth's Magnetospher*. Earth in Space Vol. 8, No. 7, 1996
- [4] DUNGEY, J.W. *Interplanetary Magnetic Field and the Auroral Zones*. Phys. Rev. Let., 6, 47-49, 1961
- [5] FITZPATRICK, R. *Intoduction to Plasma Physics*. University of Austin Texas. GB, 1992.
- [6] GOSLING, J.T. *The solar flare myth*. J. Geophys. Res., 98, 18,937, 1993
- [7] GOSLING, J.T., et.al. *Geomagnetic Activity Associated With Earth Passage of Interplanetary Shock Disturbancies and Coronal Mass Ejections* J. Geophys. Res., 96, (1991), 7831.
- [8] HARGREAVES, J.K. *The solar-terrestrial environment*. Cambridge University Press. EU, 1998.
- [9] HUGHES, W.J. *The Magnetopause, Magnetotail and Magnetic Reconnection*. Introduction to Space Physics. Cambridge University Press. EU, 1995.
- [10] HUNDHAUSEN, A.J. *The Solar Wind*. Introduction to Space Physics. Cambridge University Press. EU, 1995.

-
- [11] LANZEROTTI, L.J. *Space Weather Effects on Technologies*. Space Weather Geophysical Monograph 125. AGU, 2001.
- [12] LINDSAY, G.M., et. al. *Relationships between coronal mass ejection speeds from coronagraph images and interplanetary characteristics of associated interplanetary coronal mass ejections*. J. Geophys. Res., 104, 12,515-12,523, 1999.
- [13] McINTOSH, P.S. & M. DRYER. *Solar Activity, Observations and Predictions*. Alpine Press, EU, 1972.
- [14] MUNIZ BARRETO, L. *El Geomagnetismo*. Cuadernos del Instituto de Geofísica, México, 1997.
- [15] PARKER, E.N. *Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields*. Astrophysical Journal, vol. 128, p.664, 1958.
- [16] PARKER, E.N. *Interplanetary Dynamical Process*. Wiley-Interscience. EU, 1963.
- [17] PARKINSON, W.D. *Introduction to Geomagnetism*. Elsevier Science Plublisher Co. EU, 1983.
- [18] PARKS, G.K. *Physics of Space Plasmas*. Adison-Wesley. EU, 1991.
- [19] PRIEST, E.R. *The Sun and its Magnetohydrodynamics*. Introduction to Space Physics. Cambridge University Press. EU. 1995.
- [20] REAMES, D.V. *Space Weather Hazard in the Interplanetary Space*. Space Weather Geophysical Monograph 125. AGU. 2001.
- [21] RUSSELL, C.T. et. al *On the Cause of Geomagnetic Storms*. JGR. 79(7), 1105-1109, 1974.
- [22] RUSSELL, C.T. *The Magnetosphere*. The Solar Wind and the Earth, pp 73-100. Tokyo, 1987.
- [23] RUSSELL, C.T. & J.G. LUHMANN. *Earth: Magnetic Field and Magnetosphere*. Encyclopedia of Planetary Science. Chapman and Hall, EU, 1997.
- [24] TSURUTANI, B.T. et. al. *Great magnetic storms*. Geophys. Res. Lett.. 19, (1992), 73.
- [25] WEBB, D.F. et. al *Relationship of halo coronal mass ejections, magnetic clouds, and magnetic storms*. J. Geophys. Res., 105, 7491, 2000.

- [26] WEBB, D.F. et. al *SEP's: Space Weather Hazard in Interplanetary Space*. Space Weather Geophysical Monograph 125. AGU, 2001.
- [27] WEBB, D.F., X.P. Zhao. *Large-scale closed field regions and halo coronal mass ejections*. EOS, Vol. 81, No. 48, F975, 2000.
- [28] WOLF, R.A. *Magnetospheric Configuration*. Introduction to Space Physics. Cambridge University Press. EU, 1995.

Páginas consultadas en internet:

<http://www.oulu.fi/ spaceweb/textbook>

<http://science.nasa.gov/ssl/pad/solar>

<http://gedas22.stelab.nagoya-u.ac.jp/HXT/catalogue>

<http://www.sec.noaa.gov/ftplib/indices/SEP>

<http://www.dejavu.org/cgi-bin>

<http://www-spod.gsfc.nasa.gov/Education>

<http://www.sec.noaa.gov/ SolarCycle>

<http://www-istp.gsfc.nasa.gov/Education>