



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

ONDAS DE CHOQUE Y EYECCIONES DE MASA CORONAL: OBSERVACIONES EN LUZ BLANCA Y SU GEOEFECTIVIDAD

T E S I S

QUE COMO REQUISITO PARCIAL PARA OBTENER EL GRADO DE:

DOCTOR EN CIENCIAS DE LA TIERRA

PRESENTA

VERÓNICA ZOLA ONTIVEROS HERNÁNDEZ

JURADO EXAMINADOR

Dr. J. AMÉRICO GOZÁLEZ ESPARZA (DIRECTOR DE TESIS)

Dra. BLANCA E. MENDOZA ORTEGA (PRESIDENTE)

Dra. XOCHITL G. BLANCO CANO (VOCAL)

Dr. ANGELOS VOURLIDAS (SUPLENTE)

Dr. GUILLERMO A. STENBORG (SUPLENTE)

COMITÉ TUTORAL: Dr. J. AMÉRICO GONZÁLEZ ESPARZA

Dra. XOCHITL G. BLANCO CANO

Dr. ERNESTO AGUILAR RODRÍGUEZ



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

*A mis padres,
Isabel y Marcos Javier*

Gracias...

A mis tutores, el Dr. Juan Américo González Esparza y el Dr. Angelos Vourlidas, por dirigir este trabajo, por compartir conmigo sus conocimientos y su experiencia, por su infinita paciencia, y por haberme permitido siempre contar con su apoyo y amistad.

A la Dra. Xochitl Blanco Cano, a la Dra. Blanca Mendoza Ortega y al Dr. Guillermo Stenborg por el tiempo que le dedicaron a la revisión de este trabajo, sus correcciones, y sus valiosos comentarios.

A los profesores e investigadores del Departamento de Ciencias Espaciales en el Instituto de Geofísica, UNAM, quienes han contribuido continuamente a mi desarrollo académico.

Al grupo de Física Solar del *Naval Research Laboratory*, en Washington DC, por recibirme y permitirme aprender de su trabajo.

A CONACyT por la beca otorgada para llevar a cabo mis estudios.

Gracias...

A mis padres, Isabel y Marcos, a mis hermanos, Martha y Marcos y a mis niños Andrea y Alan, por su amor incondicional.

A mi familia por estar siempre tan cerca de mí.

A los amigos desde hace tanto que parecen desde siempre: Aida, Elsitá, Eli, Gaby, Monts, Cinzia, Juan Pablo, Osvaldo, Julio R., Ian y Lu, por todo su apoyo.

A los amigos del departamento, Yola, Oli, Deni, Pedro, Pablo, Ernesto, Mario, Gil, Julio M. y Héctor, sigo aprendiendo de ustedes.

To the DC crew: Ana C., Karin, Claudia, Robin, Ana R., Susan, Etienne, Spiros, Arnaud, Mark, Karl, Guille & Bruno. Having you all close by made this work easier and happier.

Índice general

<i>Introducción</i>	4
1.. <i>Eyecciones de masa coronal y ondas de choque cerca de la superficie solar</i> . .	5
1.1. La corona solar	5
1.2. Reconexión magnética como mecanismo de inicio de una eyección de masa coronal	9
1.3. Observaciones en luz blanca de eyecciones de masa coronal	11
1.4. Ondas de choque magnetohidrodinámicas	14
1.5. Ondas de choque impulsadas por eyecciones de masa coronal a partir de observaciones de coronógrafos.	16
1.6. A Review of Coronagraphic Observations of Shocks Driven by Coronal Mass Ejections	17
1.6.1. The long search for CME-driven shocks	18
1.6.2. Where are the shocks in coronagraph images?	19
1.6.3. Extraction of the shock physical parameters	21
1.6.4. Conclusions	25

2.. <i>Análisis cuantitativo de ondas de choque impulsadas por eyecciones de masa coronal a través de las observaciones de LASCO</i>	28
2.1. Quantitative Measurements of CME-driven Shocks from LASCO Observations	29
2.1.1. Introduction	30
2.1.2. Event Selection and Identification of the White Light Shock	31
2.1.3. Shock Measurements	34
2.1.4. Estimating the Shock Geometry with a Forward-Modeling Technique	40
2.1.5. Summary and Discussion	46
3.. <i>Ondas de choque y eyecciones de masa coronal en el medio interplanetario</i>	50
3.1. Eyecciones de masa coronal interplanetarias	50
3.2. Ondas de choque asociadas a EMCIs	52
3.3. Magnetosfera terrestre	56
3.4. Reconexión magnética en la magnetosfera terrestre.	60
3.5. Tormentas Geomagnéticas	60
3.6. EMCIs asociadas a TGs	63
4.. <i>Tormentas geomagnéticas causadas por choques y eyecciones de masa coronal interplanetarias</i>	66
4.1. Geomagnetic Storms produced by shocks and ICMEs	67
4.1.1. Introduction	68

Índice general	VII
4.1.2. Event Selection and Methodology	70
4.1.3. Results and Discussion	75
4.1.4. Summary and Conclusions	81
<i>Conclusiones generales</i>	91
<i>Apéndice</i>	92
<i>A.. Aproximación magnetohidrodinámica del comportamiento del plasma</i>	93
<i>Bibliografía</i>	100

Introducción

Las eyecciones de masa coronal (EMCs) son el resultado de procesos de inestabilidad y reconexión del campo magnético solar. Junto con las fulguraciones, las EMCs son los eventos eruptivos más energéticos de las manifestaciones de la actividad solar ($E_K \sim 10^{30} \text{ergs}$, Vourlidis y otros, 2000). Su principal característica y de donde toman su nombre es la expulsión de plasma, principalmente coronal, al medio interplanetario (IP) (MacQueen y Fisher, 1983). Las EMC son observadas por distintas misiones espaciales en diferentes longitudes de onda, por ejemplo en el óptico, en radio y en extremo ultravioleta. En periodos de mínima actividad solar, la frecuencia de las EMCs es del orden de 0.3 por día; mientras que durante el máximo puede alcanzar valores de 5 por día o más.

Las primeras observaciones de EMCs en la era espacial se remontan a la misión *Skylab* [Gosling y otros, 1974; Munro y otros, 1979; Howard y otros, 1985]. Desde entonces, distintos estudios han confirmado que la velocidad de salida de las EMCs va de 200 a más de 2500 km/s [p.e. Gosling y otros, 1976; Howard y otros, 1985; Hundhausen y otros, 1984; Yashiro y otros, 2004]. Cuando se propagan a una velocidad mayor a la velocidad magnetosónica del medio, las EMCs pueden impulsar ondas de choque cerca de la superficie solar y en el medio IP (Russell y otros, 1974; Hundhausen, 1987; Gosling y otros, 1991). Una evidencia de la presencia de ondas de choque en la corona solar y en el medio IP son los estallidos en radio tipo II, firma típica de radiación electromagnética emitida por los electrones acelerados en el frente de la onda [p.e. Cliver y otros, 1999]. Sin embargo, es común que las EMCs estén acompañadas por fulguraciones, haciendo difícil establecer el mecanismo impulsor de la onda de choque en la corona baja. Por otra parte, las ondas de choque en la corona y en el medio IP son la causa principal de los eventos de partículas solares energéticas (Wild y otros, 1963); mientras que la contraparte interplanetaria de las EMC (EMCI) y la onda de choque IP son las principales precursoras de las tormentas geomagnéticas (TGs) más intensas [Russell y otros, 1974; Gosling y otros, 1991]. Ambos fenómenos pueden afectar sistemas tecnológicos terrestres y espaciales.

No existe una relación uno a uno de los eventos solares e interplanetarios. Sin embargo, sus consecuencias impulsan el desarrollo de estudios simultáneos de EMCs y ondas de choque cerca del sol y en el medio IP, apuntando a la posibilidad de poder predecir los efectos sobre la Tierra de las ondas de choque asociadas a EMCs, desde su observación en las cercanías de la superficie solar. La motivación principal de este

trabajo doctoral es contribuir a esta área, para lo cual se plantearon las siguientes preguntas:

- ¿Es posible detectar de forma rutinaria las ondas de choque impulsadas por EMCs a partir de la observación de imágenes en luz blanca?
- ¿Es posible estimar la intensidad de la onda de choque a partir de estas imágenes?
- ¿Es posible estimar la dirección de propagación de la onda de choque a partir de estas imágenes?
- ¿Las tormentas geomagnéticas asociadas a la funda detrás de la onda de choque son de mayor o menor intensidad que las tormentas asociadas a las EMCIs en sí mismas?
- ¿Como varían las correlaciones entre el viento solar y las TGs cuando éstas son asociadas a distintas secciones del sistema choque-EMCI?

Estructura de la tesis

En el primer capítulo, la sección 1.1 se enfoca en la caracterización de la corona solar, que es donde nacen las EMC. La sección 1.2 introduce al tema de reconexión magnética y cómo es que este fenómeno se asocia a las EMCs. La sección 1.3 se refiere a la observación de EMCs en luz blanca, y a las propiedades físicas estadísticas de las EMC que se extraen de estas observaciones. En la sección 1.4 se repasan los conceptos teóricos de las ondas de choque. Finalmente, la sección 1.5 es una revisión de las ondas de choque impulsadas por EMC cerca de la superficie solar y de cómo estas son observadas en imágenes de coronógrafos. Para esta sección se incluye el artículo, producto del trabajo doctoral, A REVIEW OF CORONOGRAPHIC OBSERVATIONS OF SHOCKS DRIVEN BY CORONAL MASS EJECTIONS (Angelos Vourlidis y Veronica Ontiveros. *Shock Waves in Space and Astrophysical Environments: 18th Annual International Astrophysics Conference. AIP Conference Proceedings, Volume 1183, 2009. doi:10.1063/1.3266770*). El artículo contiene un breve resumen del problema de la observación en luz blanca de los choques impulsados por EMC, el cómo ahora podemos detectarlos, las características morfológicas principales y los parámetros físicos cuantificables a través de las imágenes. El artículo es arbitrado y se presenta en inglés tal y como fue publicado.

El segundo capítulo es parte del trabajo de investigación doctoral. Se trata de la obtención de valores cuantitativos de ondas de choque impulsadas por EMC, directamente del análisis de imágenes en luz blanca con el fin de caracterizar la morfología, cinemática y dinámica de estas ondas cerca de su origen. El estudio se basa en observaciones de coronógrafos LASCO/SOHO de eventos ocurridos en la fase ascendente del ciclo solar 23. El resultado de dicha investigación es el artículo: QUANTITATIVE MEASUREMENTS OF CORONAL MASS EJECTION-DRIVEN SHOCKS FROM LASCO OBSERVATIONS (Veronica Ontiveros y Angelos Vourlidas, 2009, doi:10.1088/0004-637X/693/1/267), que ha sido publicado en la revista *The Astrophysical Journal*. En este artículo se demuestra que utilizando imágenes propiamente calibradas es posible observar la onda de choque en luz blanca y obtener una aproximación a la intensidad del choque a través del cociente de densidades antes y después de la firma de la onda de choque. Así mismo se propone el uso de la técnica de *forward modeling* (Thernisien y otros, 2009), para estimar la dirección de propagación del frente del choque. Para mostrar la contribución final, se presenta el resumen en español, y el artículo completo en inglés tal como fue publicado en la revista de arbitraje internacional.

El tercer capítulo se enfoca en la evolución de las EMCI en el medio IP, en las firmas observadas y en su llegada a la órbita de la Tierra. En las secciones 3.3 y 3.4 se introduce al tema de la magnetosfera terrestre y su interacción con el medio IP. La sección 3.5 trata acerca de TGs y como se asocian a las estructuras de gran escala en el medio IP.

El cuarto capítulo es la segunda parte del trabajo de investigación. Se refiere al análisis de un conjunto de TGs asociadas al sistema choque-EMCI. El artículo se enfoca en las diferentes correlaciones que existen entre la intensidad de las TGs y distintos parámetros de plasma en el viento solar, y se muestra evidencia de que las TGs causadas por la funda detrás del choque presentan correlaciones distintas a aquellas causadas por EMCs o por combinación de funda y eyección. Como resultado final se presenta el artículo GEOMAGNETIC STORMS CAUSED BY SHOCKS AND ICMEs (Veronica Ontiveros y J. Americo Gonzalez-Esparza. *Journal of Geophysical Research*, 2010.) que ya ha sido revisado y recomendado para su publicación en la revista de arbitraje internacional.

Finalmente se presenta una discusión general de los resultados obtenidos en esta tesis y las conclusiones finales. Siendo que las EMCs y su onda de choque se originan y evolucionan en un medio magnético, dinámico y altamente ionizado, esta tesis se referirá continuamente a procesos propios de la teoría magnetohidrodinámica (MHD),

por lo que se hace una breve revisión de la misma en el apéndice A al final de este trabajo.

1. EYECCIONES DE MASA CORONAL Y ONDAS DE CHOQUE CERCA DE LA SUPERFICIE SOLAR

Las EMCs son la expulsión de plasma y flujo magnético de la corona baja hacia el medio IP. La eyección del material está asociada a la liberación de energía magnética en la corona solar. Desde el inicio de la época espacial y el registro continuo de estos eventos se intentó establecer si las EMCs son un producto de las fulguraciones o viceversa. Los resultados actuales apuntan a que cada fenómeno se debe a distintos procesos del plasma, pero que tienen un origen común: inestabilidades magnéticas de gran escala que se manifiestan en las capas externas del Sol.

1.1. *La corona solar*

El Sol está dividido en 6 capas, tres internas: el núcleo, la capa radiativa y la capa convectiva, y tres externas: la fotosfera, la cromosfera y la corona. El núcleo se extiende hasta 0.25 del radios solares (alrededor de 1.74×10^5 km), con una temperatura de $\sim 15 \times 10^6 K$. En esta capa es donde se genera toda la energía de la estrella, gracias a un proceso de fusión nuclear. Cada segundo, el Sol convierte 7×10^{11} kg de hidrógeno en helio, transformando a su vez 5×10^{11} kg de materia en energía. Sobre el núcleo y hasta 0.75 radios solares se extiende la capa radiativa, donde la radiación es un proceso eficiente de transmisión de energía. En esta región la temperatura desciende hasta los $5 \times 10^6 K$. Fuera de la capa radiativa la temperatura cae hasta $2 \times 10^6 K$ donde 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 que emite principalmente en el visible y de 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 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. Las imágenes satelitales de esta región se toman típicamente 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 cubriendo toda la heliosfera. La alta temperatura de la corona, que es del orden de 10^6 K (Bengt Edlen, 1942), 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 la corona es uno de los problemas clásicos de la astrofísica que aun se encuentra en debate.

La intensidad relativa de la corona en luz blanca respecto de la fotosfera es muy baja, por lo que no puede ser observada a simple vista, a menos que se oculte el disco solar, efecto que sucede durante un eclipse solar. Gracias a este fenómeno natural desde hace mucho tiempo se supo de la existencia de la corona y se tienen registros de esta región. La luz de la corona proviene de tres fuentes principales que se conocen como: la corona K, la corona F y la corona E, que aunque de distinta naturaleza, comparten el mismo espacio.

La corona K es la más relevante para los fines de esta tesis ya que revela la cantidad de electrones en la corona y su variación debido a la expulsión de una EMC. Su

visibilidad se debe a la dispersión Thomson de la radiación electromagnética proveniente de la fotosfera por los electrones libres de la corona. Este fenómeno sucede en zonas altamente ionizadas, como lo es la corona, donde los fotones de menor energía que la energía en reposo del electrón ($h\nu \ll m_e c^2$) inciden en ellos. Si se considera que un electrón es estacionario, la radiación que éste dispersa tendrá exactamente la misma frecuencia que la onda incidente. Sin embargo, si el electrón está en movimiento se dará un corrimiento doppler de la frecuencia, debido a: (1) que el electrón en movimiento experimenta la onda incidente a una frecuencia distinta y, (2) a que su radiación tendrá el efecto de corrimiento de doppler en el observador. Estos dos efectos proporcionan una frecuencia dispersa. Con este efecto de ensanchamiento doppler se da la apariencia de un espectro continuo en la corona.

Aunque la teoría de la dispersión Thomson se encuentra detalladamente en la literatura (p.e. Billings 1966, Jackson 1997), es importante resaltar aquí ciertas características geométricas de la misma que tienen una repercusión importante en la observación de EMCs. La componente del campo eléctrico de la radiación electromagnética incidente acelera al electrón que se mueve en la dirección de oscilación del campo eléctrico; acto seguido, el electrón reemite la radiación electromagnética con una dirección de polarización que yace en el plano perpendicular a la radiación incidente, por lo tanto la intensidad que se observa de la luz dispersada depende del ángulo entre la línea de visión (LDV) y la línea radial del Sol al electrón de dispersión, y la máxima emisión de dispersión se da cuando la LDV es normal a la radial también llamada radio de impacto. El plano normal a la LDV es llamado plano del cielo y corresponde al plano del limbo solar si las LDV se asumen paralelas entre ellas.

La forma de la corona K está determinada principalmente por el campo magnético solar. Durante el máximo solar, es decir, cuando el Sol se encuentra más activo, el brillo observado rodea casi por completo el disco solar (Figura 1.1), mientras que durante la fase de menor actividad o mínimo solar se deforma considerablemente y es confinada principalmente a la zona ecuatorial, dejando observar los enormes hoyos coronales, regiones de muy baja densidad y con flujo de viento solar rápido, sobre los polos del Sol (Figura 1.2).

La corona F se debe a la luz reflejada por partículas de polvo y se distingue gracias a que su luz contiene las líneas de absorción de Fraunhofer que hereda de la luz directa de la fotosfera. La corona F se extiende hasta grandes ángulos de elongación donde cambia su nombre a Luz Zodiacal. Finalmente, la Corona E se debe a la emisión de líneas espectrales producidas por iones que se encuentran presentes en el plasma



Fig. 1.1: Corona en máximo solar.

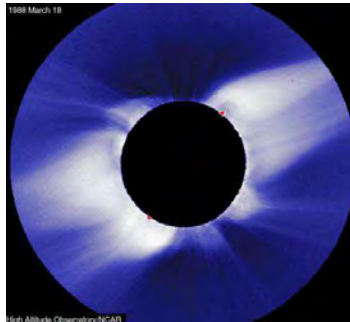


Fig. 1.2: Corona en mínimo solar.

coronal, por lo que da información de la composición química de la corona.

1.2. Reconexión magnética como mecanismo de inicio de una eyección de masa coronal

Las EMCs se asocian generalmente a las líneas cerradas de campo magnético en las regiones activas, aunque es posible también que se asocien a filamentos eruptivos, especialmente durante periodos quietos de actividad solar. Las condiciones previas a una EMC en la fotosfera y corona baja involucran movimientos cortantes, e inestabilidades de curvatura (*kink*) del campo magnético. La tensión que se acumula durante estos procesos es la alimentación principal de energía en el proceso de reconexión magnética [Klimchuk, 2001 y referencias incluidas].

El campo magnético solar se genera en el interior de la capa convectiva. En esta región el campo emerge congelado al plasma y por lo tanto sometido a su dinámica. La convección y a la rotación diferencial de la superficie mantienen al campo sometido a fuerzas de presión y tensión magnética, lo que lo lleva a una constante reconfiguración a través de procesos de reconexión magnética.

La reconexión magnética produce la reestructuración de la topología de las líneas de campo magnético. En este proceso se libera energía magnética almacenada en el campo, convirtiéndola en calor y energía cinética. La figura 1.3 muestra un esquema básico del proceso. Condiciones externas o inestabilidades del campo pueden acercar a las líneas de campo creando una región de difusión del campo, donde se pierde la aproximación del teorema de Alfvén. Finalmente, tras la reconexión, las líneas de campo se acomodan y los elementos de fluido antes conectados yacen ahora en distintas líneas de campo, cambiando la configuración original.

La región de difusión es fuente de ondas, estos flujos de plasma pueden generar ondas de choque que se propagan al exterior o región de convección, donde la aproximación MHD ideal vuelve a ser válida (Petschek, 1964). En esta región el material es calentado y acelerado por las ondas resultando en la expulsión de flujos rápidos de plasma. Éste es el mecanismo principal de expulsión de material en las EMCs y todos los fenómenos eruptivos en la atmósfera solar. Así mismo, el modelo de Petschek es congruente con las observaciones *in-situ* en la magnetosfera terrestre donde es común el fenómeno de reconexión entre el viento solar y el campo geomagnético (Russell y Elphic, 1978), lo que

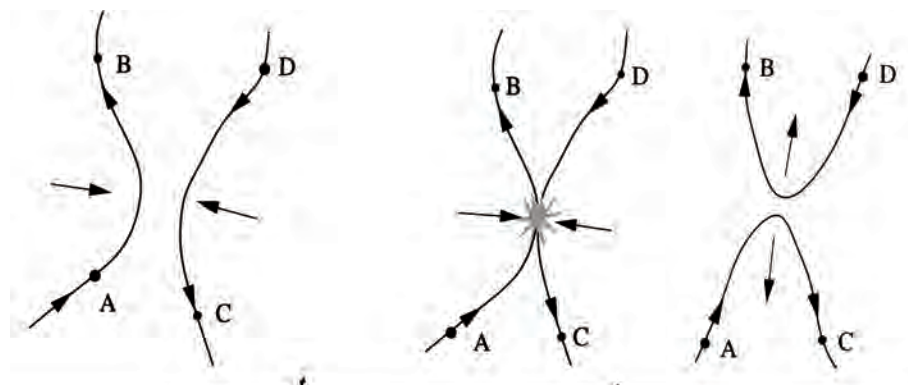


Fig. 1.3: Esquema básico de la reconexión magnética. Se parte de un estado de campo congelado donde los elementos A y B se encuentran unidos por una línea de campo magnético, mientras que los elementos B y C están unidos por una segunda línea de polaridad opuesta. Después de la reconexión, las líneas de campo se reacomodan y los elementos antes conectados yacen en distintas líneas de campo.

tiene consecuencias en el entorno magnético terrestre y que se verá con más detalle en el capítulo tres.

El esquema 1.5 muestra como la expulsión de material se debe a un proceso de reconexión en la parte baja de la corona. En este modelo, las líneas de campo se reconectan bajo una prominencia, eyectando parte de este material, lo que constituye al núcleo brillante. A la vez que expulsa material al exterior, el proceso de reconexión deja firmas en la cromosfera, como la emisión en H_{α} y de rayos X debido al calentamiento y aceleración del plasma.

Las EMCs se asocian generalmente a las líneas cerradas de campo magnético en las regiones activas, aunque es posible también que se asocien a filamentos eruptivos, especialmente durante períodos quietos de actividad solar. Las condiciones previas a una EMC en la fotosfera y corona baja involucran movimientos cortantes, e inestabilidades de curvatura (*kink*) del campo magnético. La tensión que se acumula durante estos procesos es la alimentación principal de energía en el proceso de reconexión magnética.

Existen varios modelos que describen el inicio de las EMCs y su evolución en el medio IP [Klimchuk, 2001 y referencias incluidas]; sin embargo, aun permanecen preguntas abiertas que la teoría no explica de forma concluyente y características en las observaciones que los modelos no reproducen. Vourlidis y otros (2003) mostraron evidencia directa de un choque impulsado por una EMC, este trabajo sienta las bases para

identificar choques directamente de las imágenes de los coronógrafos. Sin embargo, aun no se cuenta una clasificación completa de todas las posibles firmas y características en luz blanca de un choque impulsado por una EMC, así como tampoco se ha analizado ni repetido este estudio para un mayor número de eventos, y a pesar del amplio conjunto de observaciones, hasta ahora ha sido imposible identificar de forma indiscutible dónde se forman las ondas de choque. Sin embargo, a pesar de la gran cantidad de observaciones, los modelos teóricos de EMCs son más descriptivos que predictivos (Hudson y otros, 2006).

1.3. Observaciones en luz blanca de eyecciones de masa coronal

La corona emite energía en diferentes longitudes de onda, desde ondas de radio hasta rayos X. Como estos últimos no pueden penetrar la atmósfera terrestre, las imágenes de la corona en esta longitud de onda se toman desde telescopios en el espacio. Las fotos en rayos X suaves o de baja energía permiten observar con mayor definición la estructura coronal. La mayor parte de la corona se compone de grandes arcos de gas caliente o cascotes coronales 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.

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 de un eclipse al bloquear el disco solar, permitiendo observar la luz que es dispersada por la corona. Las EMCs se observan primordialmente en luz blanca a través de coronógrafos terrestres y espaciales, y es principalmente de estas imágenes de donde se obtiene la información de sus propiedades topológicas y dinámicas. Un coronógrafo puede reducir la luz difusa (ruido coherente) hasta 10^{-15} ordenes de magnitud con respecto al brillo del disco solar, con lo que se pueden tener observaciones confiables del brillo de la corona.

La definición más simple de una EMC se basa en sus características que se observan en estas imágenes, donde aparecen como estructuras brillantes que se expanden al exterior, ya que la expulsión de material aumenta localmente la densidad de electrones, y por lo tanto la dispersión Thomson de la luz fotosférica, lo que provoca un cambio en la estructura coronal de gran escala, en periodos de minutos hasta horas [Hundhausen, 1974; Schwenn, 1996].

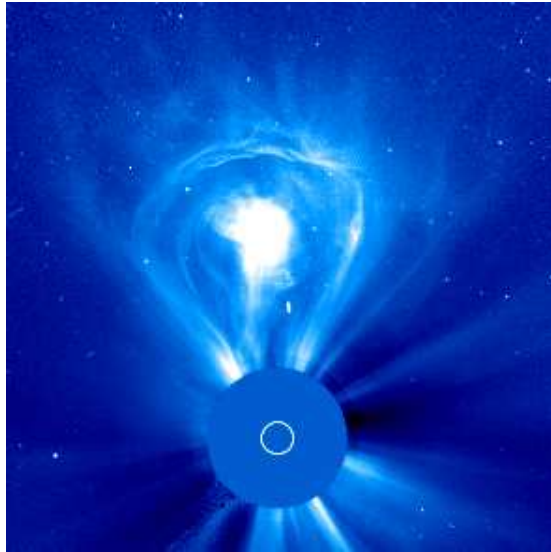


Fig. 1.4: Imagen del coronografo LASCO C3 de una EMC de tres partes.

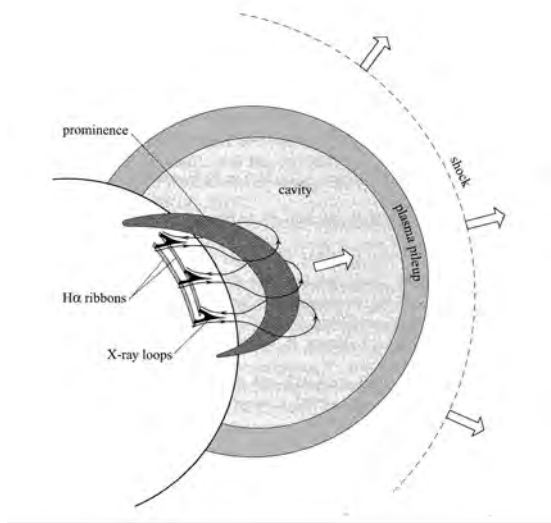


Fig. 1.5: Modelo estandar de una EMC de tres partes impulsando una onda de choque.

La figura 1.4 muestra un tipo de topología de una EMC como aparece en el campo de visión de los coronógrafos. En este caso se trata de una estructura de tres partes: al exterior una región brillante, seguida de una cavidad oscura y al interior un núcleo de mayor brillo (Hudson et al., 2006 y referencias incluidas). Además de la EMC en tres partes, es común que se observen otras topologías, como las EMCs angostas, donde es difícil distinguir una estructura interna debido a su corto tamaño angular; o las EMC-*fluxrope* donde se observa una cuerda magnética alrededor de la cavidad, y las EMC tipo halo, cuya expansión cubre los 360° alrededor del disco solar. Sin embargo, las diferencias observadas en la morfología, en especial el ancho angular, están estrechamente relacionadas con la LDV y efectos de proyección, lo que ha quedado comprobado con las imágenes de los coronógrafos del instrumento SECCHI (Howard y otros, 2008) a bordo de la misión STEREO que observa de manera simultánea la corona solar desde dos ángulos distintos.

La mayor cobertura de EMCs es de los coronógrafos LASCO (*Large Angle Spectrometric Coronagraph*) (Brueckner y otros, 1995) a bordo de la misión espacial SoHO (*Solar Heliospheric Observatory*). Desde su lanzamiento a mediados de los noventas, ha registrado más de 14000 EMCs, y es de estas imágenes de donde se han obtenido el mayor número de estudios estadísticos acerca de la ocurrencia, geometría y propiedades físicas de las EMCs.

Las EMCs se distinguen por su velocidad, aceleración, posición y ancho angular. Aunque estos parámetros se estiman en el plano del cielo y sufren de efectos de proyección, sus resultados son, hasta ahora, los que caracterizan a las EMCs. La velocidad de salida de las EMCs va de 200 a más de 2500 km/s [p.e. Gosling y otros, 1976; Howard y otros, 1985; Hundhausen y otros, 1984; Yashiro y otros, 2004].

La intensidad de la luz dispersada depende del exceso de electrones en el medio debido a la EMC, y del ángulo de observación. Con imágenes propiamente calibradas (Vourlidas y Howard, 2006) es posible estimar la masa total expulsada por una EMC. Cada EMC libera, en promedio, $1,7 \times 10^{15}$ gr de plasma con una energía cinética del orden de 10^{30} ergs (Vourlidas y otros, 2002).

Un punto relevante de la estimación de la velocidad de salida de las EMCs es que si ésta cuenta con la velocidad suficiente, generará una onda de choque. El tiempo que le lleve a una perturbación convertirse en una onda de choque depende de las condiciones del medio y de la transferencia de energía a la perturbación. En particular, la reconexión magnética es uno de los mecanismos que transfieren energía cinética al

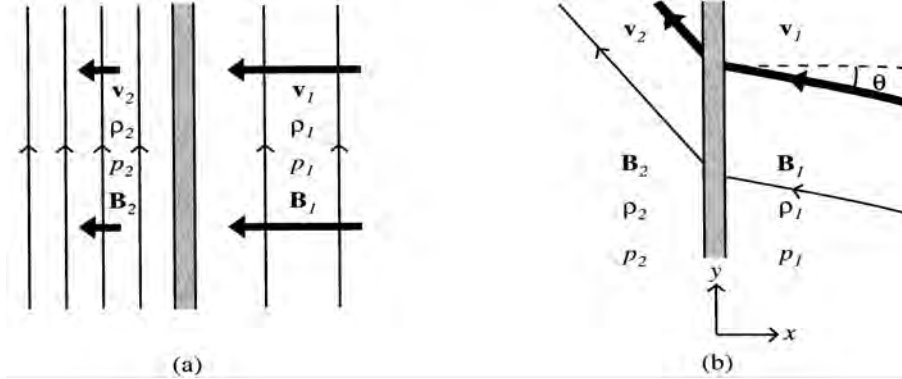


Fig. 1.6: Esquema de una onda de choque bidimensional. (a) cuando el campo magnético y la velocidad son perpendiculares al frente de la onda de choque, (b) cuando la dirección de propagación y el campo magnético tiene componentes perpendicular y paralela con respecto al frente de la onda.

plasma y es capaz de generar ondas de choque. Una explicación más detallada será vista en las siguientes secciones.

1.4. Ondas de choque magnetohidrodinámicas

Las ondas MHD de modo lento y de modo rápido son ondas magnetosónicas, y su velocidad es a la cuál se transmite información en el medio. Cualquier perturbación compresiva con velocidad mayor a ésta puede derivar en una onda de choque MHD, incrementando la entropía y dando lugar a procesos disipativos que cambian propiedades del plasma de manera irreversible.

La dimensión de la onda de choque está relacionada con propiedades cinéticas del plasma, pero bajo la aproximación MHD ideal, ésta es una discontinuidad que separa dos regiones con distintas propiedades del plasma, en lo que se conoce como *río arriba* y *río abajo* de la onda de choque. La relación entre los parámetros de plasma río arriba y río abajo es descrita por la ecuaciones de *Rankine-Hugoniot* (RH), que son una consecuencia de las ecuaciones de estado y conservación del apéndice A.

Los esquemas en la figura 1.6 son una aproximación a la onda de choque como estacionaria y unidimensional, es decir, que las variaciones solo suceden a lo largo de

la normal al frente de la onda. El panel (a) representa una configuración de campo magnético perpendicular al frente de la onda de choque. Las propiedades del plasma cambian en magnitud pero no en dirección, y el panel (b) es una configuración oblicua, donde el campo y la velocidad río arriba y río abajo se ven modificadas en magnitud y dirección. Denotando con 1 la región *río arriba*, donde el flujo se mueve hacia la onda, y con 2 la región *río abajo*, donde el el flujo se aleja, las relaciones RH son:

$$\begin{aligned}
 \rho_2 v_2 &= \rho_1 v_1 \\
 p_2 + \rho_2 v_2^2 + \frac{B_2^2}{2\mu} &= p_1 + \rho_1 v_1^2 + \frac{B_1^2}{2\mu} \\
 \left(p_2 + \frac{B_2^2}{2\mu}\right) v_2 + \left(\rho_2 e_2 + \frac{1}{2}\rho_2 v_2^2 + \frac{B_2^2}{2\mu}\right) v_2 &= \left(p_1 + \frac{B_1^2}{2\mu}\right) v_1 + \left(\rho_1 e_1 + \frac{1}{2}\rho_1 v_1^2 + \frac{B_1^2}{2\mu}\right) v_1 \\
 B_2 v_2 &= B_1 v_1
 \end{aligned} \tag{1.1}$$

donde $e = p/[(\gamma - 1)\rho]$ es la energía interna por unidad de masa

Con las relaciones de RH y utilizando la ecuación de estado, se puede derivar la ecuación:

$$\frac{p_2}{p_1} = \gamma M_1^2 \left(1 - \frac{1}{X}\right) - \frac{1 - X^2}{\beta_1} \tag{1.2}$$

donde $\beta = 2\mu p_1/B_1^2$, $M_1 = v_1/c_{s1}$ (número de Mach), y $X = \rho_2/\rho_1$.

Conforme se incrementa la intensidad de la onda de choque, el plasma río abajo incrementa su temperatura, pero el radio en densidad se aproxima a un valor finito de 4 para un gas monoatómico ($\gamma = 5/3$), aproximación frecuentemente utilizada para simplificar modelos de viento solar.

Las ondas de choque se pueden clasificar en dos grupos, las explosivas o de expansión libre, y las impulsadas. Las ondas explosivas inician como una perturbación de gran amplitud y no lineal que va inclinando su perfil conforme se propaga, hasta que se forma la discontinuidad. Después de este punto, la amplitud de la onda de choque decae debido únicamente a su expansión hasta que decae en una onda ordinaria de menor amplitud.

Las ondas de choque impulsadas reciben continuamente energía de un pistón confinado o un pistón esférico. Para un pistón confinado el medio no puede fluir alrededor del pistón, formando una onda de choque al frente que viaja a mayor velocidad. En el caso de un impulsor 3D, donde el medio no está confinado, el choque viaja a la misma velocidad del impulsor y se genera sólo si la velocidad de éste último es mayor que la velocidad característica del medio. El ejemplo más claro de esta onda de choque en la física espacial es el choque de proa terrestre.

Las ondas de choque impulsadas por EMC son una combinación del los choques de piston y de proa. Por una parte, la EMC avanza en una dirección preferencial (pistón confinado), pero a su vez se está expandiendo en el medio en todas direcciones (choque de proa). Sin embargo, este último proceso es el que domino en la formación de choques impulsados por EMC (*Vrsnak y Cliver, 2008*).

1.5. *Ondas de choque impulsadas por eyecciones de masa coronal a partir de observaciones de coronógrafos.*

Si las condiciones de observación son favorables y la velocidad de la EMC suficiente, es posible distinguir en las imágenes de coronógrafos un frente tenue, pero bien definido, que envuelve a la EMC. Este frente junto con otras características en la imagen son la firma de la onda de choque impulsada (*Ontiveros y Vourlidas, 2009*). El siguiente artículo explica la búsqueda de estas firmas como evidencia directa de la existencia de choques impulsados cerca de la superficie solar. A continuación se presenta un resumen en español y el artículo en inglés como fue publicado.

Resumen

La existencia de las ondas de choque impulsadas por eyecciones de masa coronal (EMC) ha sido asumida basándose en la velocidad superalfvénica de ciertos eventos solares y/o en evidencia indirecta, como los estallidos de radio o la deflección de los flujos de plasma (*streamers*) distantes. Sin embargo, la firma directa del plasma al frente de la onda de choque no había sido detectada hasta las observaciones recientes. Desde el 2003, análisis en las observaciones de LASCO han mostrado que la onda de choque impulsada por una EMC puede ser detectada en imágenes coronográficas de luz

blanca desde algunos radios solares hasta, al menos, 20 radios solares. Las propiedades del choque, como son el radio de compresión del plasma, mientras que su dirección de propagación, se pueden estimar de los datos. En este artículo de revisión se demuestra como se reconocen distintas morfologías de los choques en las imágenes y como se estiman sus propiedades; así mismo se discute como las observaciones simultáneas desde dos ángulos distintos de la misión STEREO permiten reconstruir la forma tridimensional del choque mostrando propiedades tales como la expansión anisotrópica del mismo.

1.6. *A Review of Coronagraphic Observations of Shocks Driven by Coronal Mass Ejections*

Angelos Vourlidas & Veronica Ontiveros.

Shock Waves in Space and Astrophysical Environments: 18th Annual International Astrophysics Conference. AIP Conference Proceedings, Volume 1183, 2009.
doi:10.1063/1.3266770.

Abstract

The existence of shocks driven by Coronal Mass Ejections (CMEs) has always been assumed based on the superalfvenic speeds for some of these events and on indirect evidence such as radio bursts and distant streamer deflections. However, the direct signature of the plasma enhancement at the shock front has escaped detection until recently. Since 2003, work on LASCO observations has shown that CME-driven shocks can be detected by white light coronagraph observations from a few solar radii to at least 20 R_S . Shock properties, such as the density compression ratio and their direction can be extracted from the data. We review this work here and demonstrate how to recognize the various shock morphologies in the images. We also discuss how the two-viewpoint coronagraph observations from the STEREO mission allow the reconstruction of the 3D envelope of the shock revealing some interesting properties of the shocks (e.g., anisotropic expansion).

1.6.1. The long search for CME-driven shocks

Ever since the accumulation of the first statistics on the properties of CMEs in the 1970s [3], it was realized that many CMEs propagate at speeds in excess of 1000 km/s at a few R_S above the solar surface which are higher than the Alfvén speed at these heights (800 km/s; [13]). Therefore, it is expected that CMEs drive shocks in the corona and that the density compression at the shock front could lead to detectable signatures in coronagraph images. The search for such signatures started with the Skylab images and [4, 1] where the first ones to report the existence of a faint front ahead of the main CME interpreting it as evidence of a bow shock. These so-called *forerunners* were further analyzed by [6] and [7]. However, [9] demonstrated that, in the higher quality Solwind images, these features were part of the transient itself and were not associated solely or even consistently with fast events. Others suggested that the bright loop-like front of some transients was the enhancement from a fast MHD shock [15, 23] but it was quickly pointed out by [20] that slow events also exhibit such loop-like fronts. The works by [20] and [9] casted doubt on whether the density enhancement from the shock could ever be detected directly in the images. Indeed, most published CME shock *detections* relied on indirect evidence such as distance streamer deflections [2, 16, 21] or deductive reasoning (e.g., fast lateral expansion, no streamer motion before the CME) [22]. While these analyses strongly supported the existence of CME-driven shocks, they did not provide unambiguous detection of shock signatures in coronagraph images. This was not a satisfactory situation. CME-driven shocks are the main (if not the only) accelerators of relativistic particles, the so-called solar energetic particle (SEP) events, which have major space weather implications. Many studies have indicated that the acceleration of SEPs occurs between 4-10 R_S when the CME shock is at the coronagraph field of view. Furthermore, CME shocks are the main means of interaction between successive CMEs and may increase the geoeffectiveness of such events [11]. It is, therefore, important to be able to follow their evolution in the inner corona and compare observations with the sophisticated simulations currently available [10]. It is obvious that from a space weather and SEP analysis standpoints the direct detection and measurement of the parameters of CME driven shocks is critical. It is fortunate that the recent years has brought major advances in both of these issues. The first direct detection of the density enhancement from a CME-driven shock was reported by [25] based on calibrated LASCO images. The authors used an MHD model of the event to verify that a shock was indeed expected at the observed location. They also provided the first direct connection between a shock and the associated streamer deflection and presented a few more examples of such shocks. This enabled [27] to recognize the density compression from the shock at the CME flanks and associate it with a type-III burst. More recently,

[17] showed that faint fronts can be detected ahead of the majority of fast CMEs, they derived the density compression ratio at the shock front and demonstrated that the observed density profiles are consistent with line-of-sight (LOS) integration through a bowshock-like structure. For a few cases, [17] were able to estimate the direction of propagation of the shock. This paper provides us with an opportunity to review the status of CME-driven shocks in coronagraph images, and explain how these shocks can be recognized in the observations and what parameters can be safely extracted from calibrated images. We also present preliminary observations of waves from the STEREO mission that can provide 3D information about the shape, direction of the shock and better estimates of the density compression ratio.

1.6.2. *Where are the shocks in coronagraph images?*

Our experience with coronagraph image analysis suggests that the lack of unambiguous shock detections in the past is likely a result of the lower contrast, smaller field of view, and reduced image cadence of previous coronagraphs. The use of CCD imagers in the LASCO instruments and the nearly continuous solar monitoring over $30 R_S$ enable the detection of much fainter and finer structures in the images and allow a better understanding of the observed scene; namely, the decoupling of CME-related from other coronal structures. As we will argue, shock (and more generally wave)-induced density enhancements are rather ubiquitous in the data but it is the use of calibrated images and a familiarity with the morphology of these shock signatures that allows an observer to distinguish them over the plethora of ejecta and streamer material that may lie along a given LOS. We demonstrate this via two, rather typical, shock morphologies that we have been able to identify in the LASCO data.

Bowshock Morphology

In this case, the images show a density enhancement propagating from the CME front along the CME flanks in a more or less straight line. It looks very similar to the waves emanating from the bow of a ship or of drawings of the bowshock of the terrestrial magnetosphere. The obvious similarities to shocks observed in fluids made these features prime candidates for shock analysis and unsurprisingly were the first ones to be verified as shocks [25]. The two right panels in Fig. 1 show a very good example of bowshock morphology taken from [25]. The shock is driven by a narrow

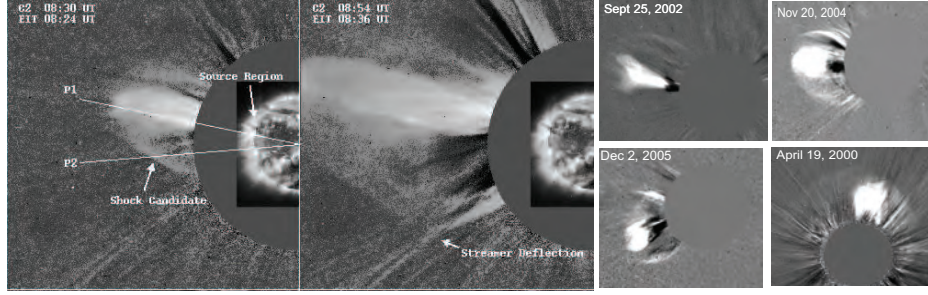


Fig. 1.7: Examples of white light shock signatures with the bowshock morphology in LASCO images. Left panels: The April 2, 1999 event from Vourlidas et al. (2003) showing the shock and streamer deflection. The lines labeled P1 and P2 mark the locations where density profiles were compared between observations and models. Right panels: Four more examples of bowshock-like events.

ejection associated with a surge in the low corona. From our rather limited search in the LASCO database, it appears that this type of shock morphology is associated almost exclusively with narrow CMEs as can be seen in the other examples (four right panels, Fig. 1).

Double Front Morphology

CME-driven shocks can be recognized in the images by another characteristic morphology; a bright sharp loop-like feature preceded by a much fainter front. Faint emission fills in the space between the two fronts. We use the term *double front* as a shorthand for referring to this morphology. The fainter front is usually difficult to detect in direct or even running difference images without some contrast enhancement procedure. These features are easily detected in calibrated images when a preevent image is subtracted. Examples of *double front* events are shown in Fig. 2. This morphology can be easily understood when one realizes that most CMEs are results of fluxrope eruptions [24]. Then, the bright loop is coronal plasma piled up at the top of the erupting fluxrope and the fainter front is the shock driven by the fluxrope. The fainter emission in-between the two front is just a result of integrating through the larger shock structure along the LOS. The faint front has been verified as a shock for one of the events (October 28, 2003) by [14] using an approach similar to [25]. We are very confident that this morphology is a robust indicator of a shock. Such morphologies have been seen in 3D models [12] but have not been recognized in the images until now.

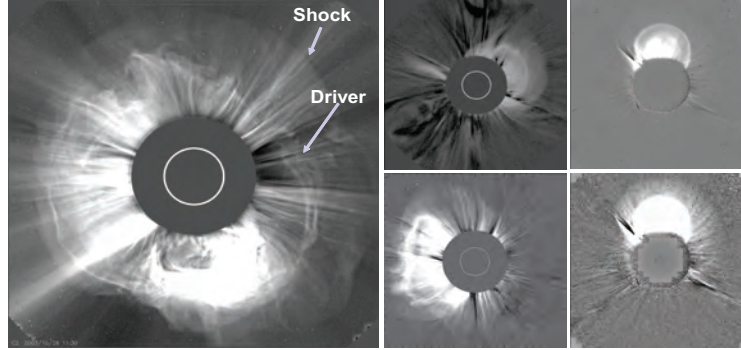


Fig. 1.8: Examples of white light shocks with the *double front* morphology in LASCO images. Right panel: The October 28, 2003 halo CME showing the shock and driver. Middle panels: Other examples of the double front morphology. Right panels: The same event can appear as a normal 3-part CME (top) or a double front (bottom) depending on the contrast (see text for discussion).

This morphology is clearly associated with wide (partial or full halo) and fast CMEs, and with so-called 3-part structure CMEs. It appears then that the latter nomenclature is clearly a misnomer resulting from lower contrast of past observations (right panels of Fig. 2). The implications of this discovery and a detailed study of these events with comparisons to models will be discussed in an upcoming paper [26].

1.6.3. Extraction of the shock physical parameters

The above morphologies are just two of the most easily recognized signatures of shock in the images. Shock fronts exhibit much more variability in the images. They can be continuous or appear over a small range of position angles. Sometimes they are detected ahead of the CME nose and sometimes not. Many times, no such fronts are seen ahead of fast CMEs but they can be seen in their flanks. Other times there is no evidence for a faint front anywhere around the image. In the majority of these cases, though, the CMEs propagate in the wake of another CME which disturbs the environment. Generally speaking almost all fast CMEs exhibit a faint front somewhere ahead of the main event. When such front is detected, we can extract some physical parameters from it, such as density compression ratio, speed, and even direction, as was shown by [17] (Fig. 3).

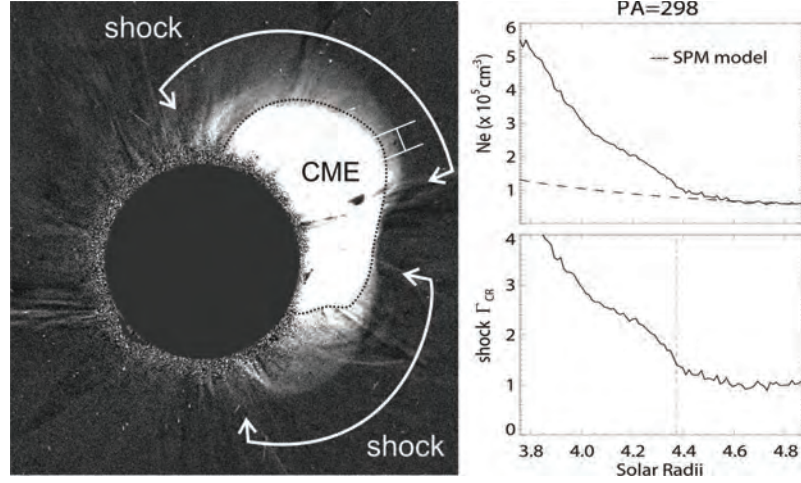


Fig. 1.9: Density profile across the front of white light shocks. The shock, CME, and the location of the density profile are marked on the left panel. The excess density and compression ratio are shown on the right panel. The dashed line in the top panel is the assumed background density. The vertical dotted line in the bottom panel marks the location of the shock front.

Compression Ratios

To derive a density compression ratio, we first estimate the density at the shock and the preevent density. The latter is usually determined by the inversion of partial polarized (pB) images taken near the event. For the LASCO images, normally only one pB sequence is taken for each of the coronagraphs (C2, C3). Alternatively, a standard density model such as the SPM [19] can be used. The shock density can be estimated by the measured excess mass (or number of electrons) at the shock front with the assumption of the (unknown) depth along the LOS. Results are shown in Fig. 3 For the events studied by [17], the resulting density jump is between 1.1 and 2.8 which is consistent with in-situ measurements and shows a reasonable correlation with the CME kinetic energy as expected (Fig. 4). Because the emission is optically thin, all white light measurements are subject to projection effects. The projection effects tend to confuse the shock with other intervening structures along the LOS (Fig 4) and smooth the density jump in the images compared to the sharp jumps observed with insitu instrumentation. [17] demonstrated that this is indeed the case by fitting the observed shock shape with a 3-dimensional geometric model of a bowshock shell with a width of $0.3 R_S$ and calculating the integrated emission from it. The resulting modeled density

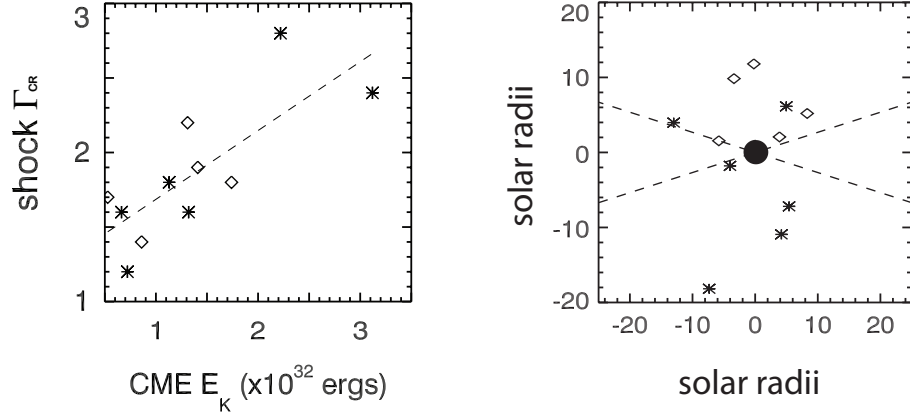


Fig. 1.10: Analysis of shock parameters in [17]. Left panel: The density jump at the shock front shows a good correlation with the CME kinetic energy. Right panel: Plane of sky locations of the best shock signatures. The plot reveals that shock fronts are more visible when projected away from the streamer belt.

profiles fit very well the observed ones. This is encouraging and suggests that we may be able to extract true density compression ratios from the images at heliocentric heights unreachable by in-situ probes but important for understanding particle acceleration.

Shock Shape and Direction

The geometric modeling of the shock provides another very important parameter: the direction of the shock nose. For the three events analyzed by [17] it was found that the shock nose was within 30 deg of the radial from the likely source region. Although the reliability of this method needs to be validated with more events, it suggests that it could be possible to estimate the direction of a shock from single point coronagraph observations early in its evolution.

3-Dimensional Shock Measurements

Shock analysis will greatly benefit from the operation of the twin SECCHI coronagraphs suite [5] aboard the STEREO mission [8]. The ability to image the CME and its shock from two viewpoints simultaneously enables the fitting of the 3D shape of

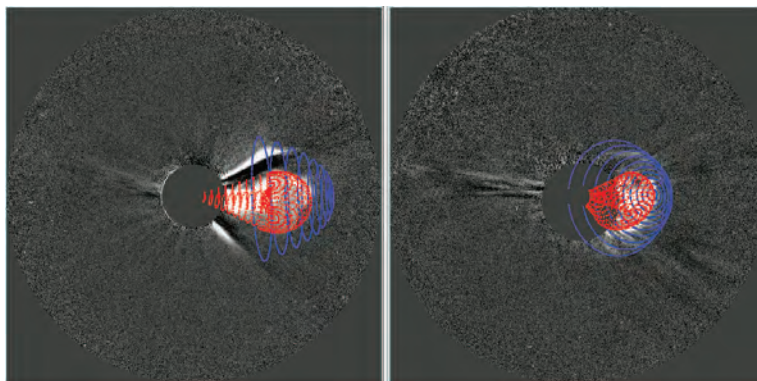


Fig. 1.11: Example of the use of simultaneous SECCHI/COR2 observations for 3D forward modeling of a CME (dark frame) and its driven wave (light grey frame). The COR2-B (COR2-A) image is the left (right) panel. The arrows show that the eastern extent of the model does not agree with the observed wave and suggests that the shock does not propagate isotropically in the corona.

the shock with much more fidelity that it is possible from a single viewpoint. It also allows the easy separation of the shock from the driver and from other coronal features. Because of the protracted solar activity minimum, there have been only a couple of shocks detected by SECCHI. Analysis of the December 31, 2007 event has shown that the shock direction and its propagation along the flanks of the streamer can be reconstructed in 3D [18]. Because of the higher sensitivity of the SECCHI coronagraphs it is now possible to reconstruct the waves driven by the slower CMEs which are common during solar minimum. Fig. 5 shows an example of simultaneous forward modeling of the CME-driven wave (light grey frame) and the CME itself (dark frame). The model shows that the CME propagates at 116 deg west of the Sun-Earth line and the shock at 121 deg . It suggests that the shock and CME direction diverge. This is supported by observations at larger distances (not shown here). Another interesting result is the mismatch between the eastern extent of the model compared and the actual observations that show a much larger extent. It is obvious that a symmetric bowshock is not a good model for the actual shock which appears to propagate anisotropically in the corona. This behavior is expected since the morphology of the large scale coronal field will affect the propagation of an alfvénic wave by guiding it through the minimum of the local Alfvén speed.

1.6.4. Conclusions

We cannot fully cover, in the small space allocated here, the implications from the recent advances in the detection and measurement of white light shocks. We give only a general overview of the results to demonstrate two things: (1) that CME-driven shocks can be easily detected in calibrated coronagraph images, and (2) that useful parameters of the shock properties can be extracted from these images. Plenty of work remains to be done but we have established some important facts:

- The observed shock intensities and shapes are consistent with an LOS integrates emission from a thin shell resembling a bowshock.
- The density compression ratios are less than 3, in agreement with in-situ measurements.
- The visibility of the shock depends strongly on the structures along the LOS. A preceding event may disturb the corona sufficiently to hamper detection of the faint shock signatures
- It is relatively straightforward to derive the direction of the shock from two viewpoint image. It may be possible to estimate the direction of the shock from single viewpoint images.

The ability to identify the shock structures, including the associated streamer deflections, is an important step towards the ultimate goal of the proper interpretation of coronagraph images. It will result in more accurate measurements of CMEs and their properties by enabling the observers to separate the ejecta from other structures in the images and by permitting a better connection with features seen in other regimes (e.g., EUV images).

Finally, the analysis of white light shocks will greatly benefit the understanding of shock and particle acceleration physics when combined with off-limb spectroscopy and in-situ particle measurements like those planned for the upcoming Solar Orbiter mission.

ACKNOWLEDGMENTS Part of this work was funded by the LWS TR&T grant NNH06D85I. SOHO is an international collaboration between NASA and ESA. LASCO was constructed by a consortium of institutions: NRL (Washington, DC, USA), MPS

(Katlenburg- Lindau, Germany), LAM (Marseille, France) and Univ.of Birmingham (Birmingham, UK). The SECCHI data are produced by an international consortium of the NRL, LMSAL and NASA GSFC (USA), RAL and Univ. Bham (UK), MPS (Germany), CSL (Belgium), IOTA and IAS (France). V. Ontiveros thanks to CONACyT for her PhD grant.

References

1. G. A. Dulk et al., *Sol. Phys.*, 49, 369-394 (1976)
2. J. T. Gosling et al., *J. Geophys. Res.*, 79, 4581-4587 (1974)
3. J. T. Gosling et al., *Sol. Phys.*, 48, 389A ,S-397 (1976).
4. E. Hildner, et al., *Sol. Phys.*, 42, 163-177 (1975)
5. R. A. Howard et al., *Space Sci. Rev.*, 136, 67-115 (2008)
6. B. V. Jackson, and E. Hildner, *Sol. Phys.*, 60, 155-170 (1978)
7. B. V. Jackson, *Sol. Phys.*, 73, 133-144 (1981)
8. M. L. Kaiser et al., *Sp. Sci. Rev*, 136, 5-16 (2008)
9. J. T. Karpen, and R. A. Howard, *J. Geophys. Res.*, 92, 7227-7234 (1987)
10. Y. C-M. Liu et al., *Astrophys. J.*, 680, 757-763 (2008)
11. N. Lugaz, W. B. IV Manchester, and T. I. Gombosi, *Astrophys. J.*, 634, 651-662 (2005)
12. B. J. Lynch et al., *Astrophys. J.*, 617, 589-599 (2004)
13. G. Mann et al., *Coronal Transient Waves and Coronal Shock Waves*, in *Plasma Dynamics and Diagnostics in the Solar Transition Region and Corona*, edited by A. Wilson, SOHO-8 Workshop Proceedings, ESA SP-446, Noordwijk, 1999, pp. 477-481

-
14. W. B. IV Manchester et al., *Astroph. J.*, 684, 1448-1460 (2008)
 15. A. Maxwell, and M. Dryer, *Sol. Phys.*, 73, 313-329 (1981)
 16. D. J. Michels et al., *Adv. Sp. Res.*, 4, 311-321 (1984)
 17. V. Ontiveros, and A. Vourlidas, *Astroph. J.*, 693, 267-275 (2009)
 18. A. Vourlidas, V. Ontiveros and P. Riley, SPD Mtg, June 14-18, 2009, Boulder, Abstract 22.12
 19. K. Saito, A. I. Poland, and R. H. Munro, *Sol. Phys.*, 55, 121-134 (1977)
 20. D. G. Sime, M. R. MacQueen, and A. J. Hundhausen, *J. Geophys. Res.*, 89, 2113-2121 (1984)
 21. N. R. Sheeley, W. N. Hakala, and Y.-M. Wang, *J. Geophys. Res.*, 105, 5081-5092 (2000)
 22. D. G. Sime, and A. J. Hundhausen, *J. Geophys. Res.*, 92, 1049-1055 (1987)
 23. R. S. Steinolfson, Theories of Shock Formation in the Solar Atmosphere, in *Collisionless Shocks in the Heliosphere: Reviews of Current Research*, edited by B. T. Tsurutani and R. G. Stone, *Geophys. Monogr. Ser. 35*, Washington, AGU, 1985, pp. 1-12
 24. A. Thernisien, A. Vourlidas, R. A Howard, *Sol. Phys.*, 256, 111-130 (2009)
 25. A. Vourlidas et al., *Astroph. J.*, 598, 1392-1402 (2003)
 26. A. Vourlidas et al., *Astroph. J.*, in preparation (2009).
 27. Y. Yan et al., *Sol. Phys.*, 239, 277-292 (2006)

2. ANÁLISIS CUANTITATIVO DE ONDAS DE CHOQUE IMPULSADAS POR EYECCIONES DE MASA CORONAL A TRAVÉS DE LAS OBSERVACIONES DE LASCO

Este capítulo se enfoca al análisis de observaciones en luz blanca de ondas de choque impulsadas por EMCs, con el fin de responder las dos primeras preguntas planteadas:

- ¿Es posible detectar de forma rutinaria las ondas de choque impulsadas por EMCs a partir de la observación de imágenes en luz blanca?
- ¿Es posible estimar la intensidad de la onda de choque a partir de estas imágenes?

Los resultados de la tesis muestran que sí es posible observar evidencia directa de ondas de choque en las imágenes de coronógrafos, siempre y cuando se tengan condiciones favorables de observación. Así mismo, se muestra que utilizando imágenes correctamente calibradas, los cambios de la densidad estimada son un proxy a la intensidad de la onda de choque, y que utilizando modelos simples se puede definir la localización del frente de la onda de choque y por lo tanto su dirección de expansión, al menos, cerca de la superficie solar.

El artículo de investigación correspondiente ya ha sido aceptado y publicado en la revista *The Astrophysical Journal*. A continuación se presenta el resumen del artículo en español, y se anexa el texto del artículo en inglés, tal y como fue publicado.

Resumen

En este trabajo se demuestra que las ondas de choque impulsadas por EMCs pueden ser detectadas directamente en imágenes de luz blanca. El estudio se enfoca en la fase

ascendente del ciclo solar 23 donde la morfología de gran escala de la corona es simple. Se seleccionaron eventos de alta velocidad ($V > 1500 \text{ km s}^{-1}$) ya que son los mejores candidatos a impulsar una onda de choque. La lista final incluye 15 EMCs. Para cada evento se calibraron las imágenes de los coronógrafo LASCO y se buscaron indicios de ondas de choque al frente de las EMCs. Utilizando imágenes calibradas fue posible estimar distintas propiedades de la onda y la dirección de propagación. En el 86 % de los eventos fue posible estimar el radio de compresión de densidad debido al paso de la onda de choque, lo que se aproxima a la intensidad de la onda. Los valores obtenidos concuerdan con valores teóricos y tienen una aparente correlación con la energía cinética y el momento de las EMCs. Finalmente se utilizó la técnica de *forward modeling* para estimar la morfología tridimensional de la onda de choque y su orientación. Los perfiles de densidad del modelo utilizado son comparables a las observaciones, lo que sugiere que la topología tridimensional de la onda es tipo choque de proa, como la que se utiliza en el modelo.

2.1. Quantitative Measurements of CME-driven Shocks from LASCO Observations

Veronica Ontiveros & Angelos Vourlidis.

The Astrophysical Journal, 693:267-275, 2009. doi:10.1088/0004-637X/693/1/267.

Abstract

In this paper, we demonstrate that coronal mass ejection (CME)-driven shocks can be detected in white light coronagraph images and in which properties such as the density compression ratio and shock direction can be measured. Also, their propagation direction can be deduced via simple modeling. We focused on CMEs during the ascending phase of solar cycle 23 when the large-scale morphology of the corona was simple. We selected events which were good candidates to drive a shock due to their high speeds ($V > 1500 \text{ km s}^{-1}$). The final list includes 15 CMEs. For each event, we calibrated the LASCO data, constructed excess mass images, and searched for indications of faint and relatively sharp fronts ahead of the bright CME front. We found such signatures in 86 % (13/15) of the events and measured the upstream/downstream

densities to estimate the shock strength. Our values are in agreement with theoretical expectations and show good correlations with the CME kinetic energy and momentum. Finally, we used a simple forward modeling technique to estimate the three-dimensional shape and orientation of the white light shock features. We found excellent agreement with the observed density profiles and the locations of the CME source regions. Our results strongly suggest that the observed brightness enhancements result from density enhancements due to a bow-shock structure driven by the CME.

2.1.1. Introduction

Coronal mass ejections (CMEs) are the largest transient expulsions of coronal material in the heliosphere. These explosive events are recorded by coronagraphs as brightness enhancements in white light images because the ejected material scatters a large amount of photospheric light. In image sequences, local brightness changes provide most of the information on CME parameters such as speed and mass. LASCO (Brueckner et al. 1995) observations have established that CME speeds vary from a few hundred to more than 2500 km s^{-1} (Yashiro et al. 2004). With this wide range, it is reasonable to expect that CME speeds often exceed the local magnetosonic speed and drive a shock wave in the low corona (Hundhausen et al. 1987).

There are two main observational results that provide support for the existence of shocks in the low corona. Metric type II radio bursts provide indirect evidence of CME-driven shocks (e.g., Cliver et al. 1999), but the scarcity of imaging radio observations precludes the reliable identification of the driver. Observations of distant (from the CME) streamer deflections (e.g., Gosling et al. 1974; Michels et al. 1984; Sheeley et al. 2000) provide the most reliable indication of a CME-driven wave pushing out the streamers. However, there remains the question of whether this wave is a shock wave, especially for the cases where the CME speed is not excessively high. Vourlidas et al. (2003) presented the first direct detection of a CME-driven shock in white light images, combining two signatures: (1) a sharp but faint brightness enhancement ahead of the CME and (2) a streamer deflection well connected to the expansion of the sharp front. Vourlidas et al. (2003) confirmed that the white light signature was a shock wave using anMHD simulation based on the measured CME speed and location.

Despite the large number of CME observations with LASCO, CME-driven shocks in white light images remain difficult to detect. The brightness enhancement due to the shock itself is faint and can easily be lost in the background corona which changes from

event to event. Projection effects can also make it difficult to recognize and separate the shock signatures from the rest of the CME because deflected streamers, the shock, and the CME material can all overlap along a given line of sight (LOS). If the shock exists, however, it will result in a density enhancement and, with proper analysis, should be visible in the images.

We note that the earlier paper by Vourlidas et al. (2003) discussed shock signatures related to rather small and fast events (such as surges and jets). Here, we extend the detection of white light signatures to standard CMEs by analyzing a set of fast CMEs during the rising phase of solar cycle 23. These two papers suggest that white light shock signatures must be a common feature in coronagraph images and the previous scarcity of shock detections is mostly due to reduced sensitivity, fields of view, and temporal coverage of past instruments.

The data selection and methodology are described in Section 2. The unique aspects of this work are the quantitative density measurements that allow us to estimate the shock strength, as presented in Section 3, and the analysis of the three-dimensional morphology and orientation of the white light shock using the Solar Corona Raytrace (SCR), a software package that simulates the appearance of various three-dimensional geometries in white light coronagraph images (Thernisien et al. 2006). We compare the modeled images to density profiles obtained from LASCO images in Section 4 and found them to be in excellent agreement. A summary and general discussion are presented in Section 5.

2.1.2. Event Selection and Identification of the White Light Shock

To identify a sample of CME events with likely shock signatures, we used two general criteria: (1) we searched for fast CMEs ($>1500 \text{ km s}^{-1}$) because they are more likely to drive a shock and (2) we considered only CMEs occurring at the ascending phase of solar cycle 23 (1997-1999), when the simple morphology of the background white light corona offers a better chance to observe faint shock-like structures with minimal confusion from overlapping structures along the LOS. Only 15 CMEs (out of about 2000) satisfied our selection criteria and are shown in Table 1. The first and second columns are the number and the date of the event; the third column is the time of first appearance in LASCO C2; the fourth, fifth, and sixth columns are the linear speed, angular width (AW), and the central position angle (P.A.), respectively, as reported in the CME LASCO catalog (Yashiro et al. 2004). The seventh column shows whether

Tab. 2.1: All high speed CMEs ($V > 1500 \text{ km s}^{-1}$) between 1997-1999.

event	CME date (yymmdd)	1st appearance (C2 UT)	linear speed (km s^{-1})	AW (deg)	PA (deg)	type II (Dm)
1	971106	12:10:00	1556	360	262	yes
2	980331	6:12:00	1992	360	177	no
3	980420	10:07:00	1863	165	278	yes
4	980423	5:27:00	1618	360	116	yes
5	980509	3:35:58	2331	178	262	yes
6	980604	2:04:00	1802	360	314	no
7	981124	2:30:00	1798	360	226	no
8	981126	6:18:05	1505	360	198	no
9	981218	18:21:00	1749	360	36	yes
10	990503	6:06:00	1584	360	88	yes
11	990527	11:06:00	1691	360	341	yes
12	990601	19:37:00	1772	360	359	yes
13	990604	7:26:54	2230	150	289	yes
14	990611	11:26:00	1569	181	38	yes
15	990911	21:54:00	1680	120	13	no

the CME is associated with a decimetric type II radio burst (Gopalswamy et al. 2005).

To identify whether a shock signature exists in a given LASCO image, we look for white light features that satisfy the following criteria: (1) it must be a smooth, large-scale front; (2) it must outline the outermost envelope of the CME; and (3) it should be associated, spatially and temporally, with streamer deflections. We choose these criteria based on our expectations of how a CME-driven shock should behave; namely, it should be ahead of the CME material (the driver), it should expand away from the CME over large coronal volumes (but avoiding coronal holes, for example), and it should affect streamers when it impinges on them (Vourlidas et al. 2003).

It turns out that such fronts exist in the majority of the images we looked at but they are generally much fainter than most of the other CME structures. They remain unnoticed in the running difference or quick-look LASCO images normally published in the literature. These fronts become visible only when the brightness scale of these images is saturated to bring out the fainter structures.

We are able to identify and analyze these fronts because we use calibrated LASCO

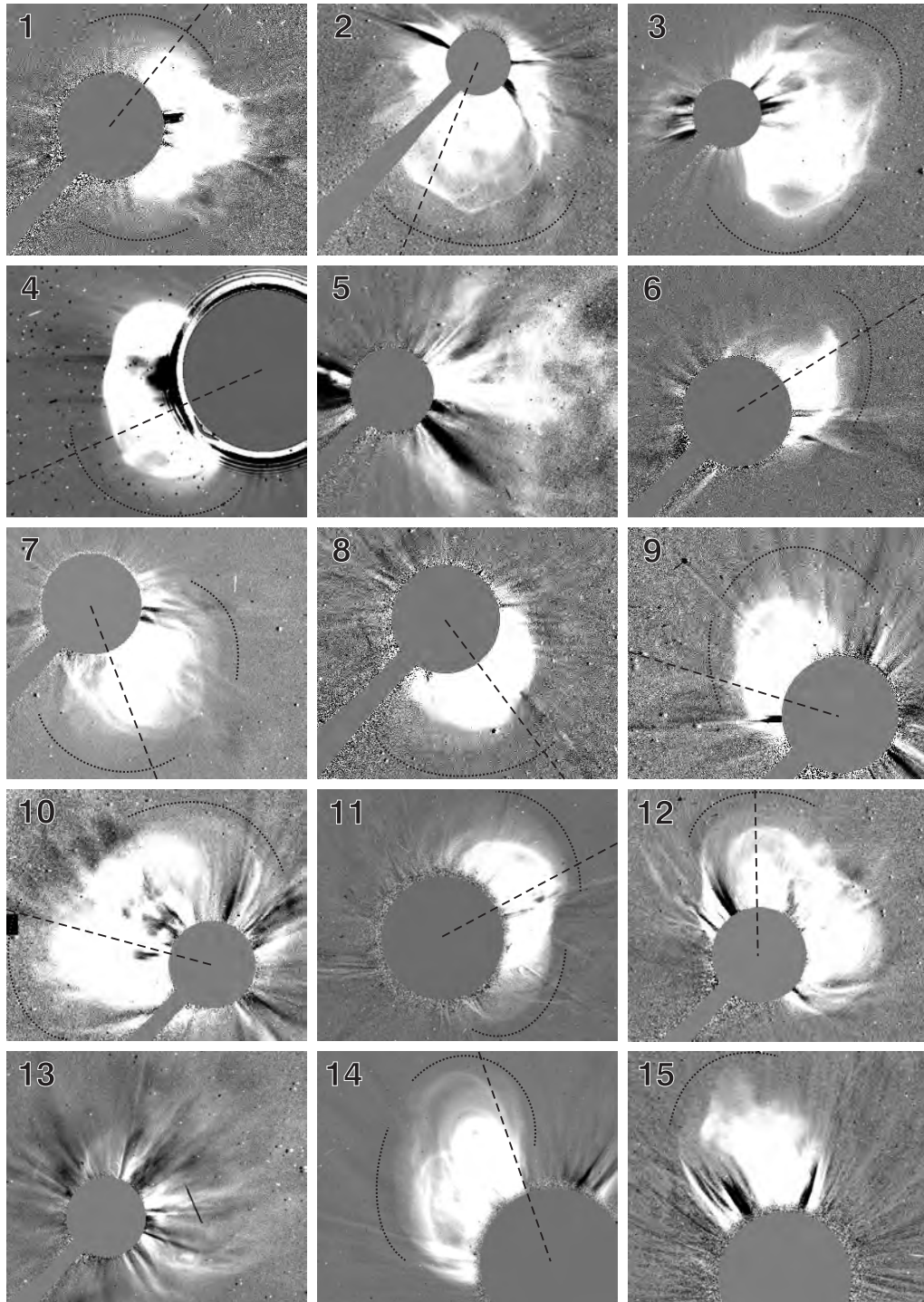


Fig. 2.1: The sample of the 15 fastest CMEs observed by the LASCO coronagraphs between 1997 and 1999. The image with the clearest shock signature is shown in each panel. The radial lines mark the position angles of the density profiles analyzed. The curved lines are visual guides for the location and extent of the faint shock structures. These features may be more visible in the online version of the figure. For events 5 and 13 it was not possible to determine a clear signature due to the disturbed background corona.

images. The calibration brings out faint structures, which may be missed in standard image processing, because it removes vignetting and other instrumental effects. We use excess mass images from both LASCO C2 and C3. These are calibrated images from which a pre-event has been subtracted, thus removing the background corona (Vourlidas et al. 2000). A frame from each of our CMEs is shown in Figure 1. Most of the images have a curved line to guide the reader's eye to the shock signature, while the dashed line in each frame is pointing out the P.A. corresponding to the measurements that will be explained in Section 3.3. Because of the large variation in the brightness of the features, we have to apply different contrasts to bring out the shock signature in each CME. In most images, the shock signature is associated with diffuse emission on the periphery of the much brighter CME material. The diffuse emission could arise from the coronal material on the shock surface. For some events, like 1, 6, or 11, the faint emission encompasses the CME as one would expect for an ideal case of a shock enveloping the driver. In other events, e.g., 8, 9, and 12, the faint emission is only seen over a small range of P.A.s. In all cases, the emission has a smooth front, follows the general shape of the driver material (the bright CME core), and is associated with a streamer bent from its preevent position. All these features are clear indications that we are dealing with a wave.

The reason why we are confident that what we observe is indeed a shock wave lies with the CME speed. All our events are either halo or partial halo CMEs, and their speeds are lower limits to the true speeds. Even these lower limit speeds are sufficiently high to create a shock wave for typical values of plasma parameters in the low corona (Hundhausen et al. 1987). Therefore we will refer to the observed feature as shocks from now on.

2.1.3. Shock Measurements

Shock Signature Evaluation

We identified a shock signature in the LASCO images for 13 out of the 15 selected events. For events 5 and 13, it was not possible to find a feature that satisfied even one of our three selection criteria (Section 2). We believe that the lack of a smooth front and streamer deflections may be due to the presence of a previous CME. In both cases, the excess mass images showed clear evidence of a disturbed corona (e.g., mass depletions, streamer displacements). A shock may not form if the first event has

altered the background magnetic field considerably. Even if it forms, as the DM type II emissions suggest, it is unlikely to develop a smooth, large front as it propagates through such a disturbed medium. Similarly for streamer deflections, many of the streamers could have already been deflected by the previous CME at various angles from the sky plane and any new deflection may not register as a smooth front in the images. Finally, the strong intensity variations left on the image by the previous CME may mask any faint fronts associated with the shocks from our CMEs. It seems, therefore, that a relatively unperturbed corona facilitates the detection of the faint CME-driven shocks. Nevertheless, once we establish which signatures are shock related, we expect it will become easier to analyze events in more disturbed coronal conditions.

For events 4, 10, and 11, we found a clear shock signature in the LASCO C2 images, while for the rest of the events, the clearest signatures were found in the LASCO C3 images. We found at least one location with a clear white light shock signature for all halo CMEs (10 events). This is expected if our shock interpretation is correct since halos offer the best viewing of the CME flanks due to their propagation along the LOS. We also note that our interpretation implies that a major part of the halo CME extent is due to the shock rather than actual ejected material and analysis of CME widths needs to take this fact into consideration.

From Mass Profiles to Density Ratios

We can use the calibrated LASCO images not only to identify the faint shock fronts but also to derive some estimates of the density profile across these fronts. Each pixel in the mass LASCO images gives the total mass or, equivalently, the total number of electrons along the LOS. This excess electron column density ($e \text{ cm}^2$) can be converted to electron volume density ($e \text{ cm}^3$) if the depth of the structure along the LOS is known. This quantity is unknown and it cannot be reliably estimated without some knowledge of the three-dimensional morphology of the structure. We address the three-dimensional aspect in Section 4 but for the analysis we assume a nominal depth of 1 R_S for all the events because it is a convenient scale and likely a good upper limit given the slope ($\sim 0.3 R_S$) of the brightness profiles (e.g., Figure 2).

We then derive the total electron column density along the profile by integrating the density of the background equatorial corona from the SPM model (Saito et al. 1977). Again, the actual value of the background density for each event is not known and we have to resort to a density model as is often the case in analysis of coronal

observations. Here, we assume that the same equatorial SPM model applies to all events for two reasons: (1) our sample covers only a small phase of the solar cycle when the average density of the background corona does not vary significantly and (2) the density enhancement at the shock front must come from streamer material since shocks do not propagate, nor pile up material over coronal holes.

Estimation of the Shock Strength

For each event we chose the image with the visually clearest shock signature. In that image, we obtain several profiles at different P.A.s along the shock front. Our method averages the emission along a narrow range of P.A.s ($>5^\circ$) to improve the signal-to-noise ratio. The radial extent of each profile allows us to obtain the upstream and downstream brightness at different angles of the shock (see also Vourlidas et al. 2003) and convert them to densities as mentioned in Section 3.2. We classify the 15 events in four groups based on the appearance of the shock signatures in the images and the evidence of a jump in the density profiles. Group 1 includes those events which have a clear shock signature in the image and a steep jump in the brightness profiles at the location of the shock front (six events). Group 2 includes those events which show a clear shock signature in the image but the density jump at the shock front is barely detectable above the noise (five events). Group 3 includes those events which have shock signatures in the image but the density profiles are too noisy to identify the jump at the shock front; there were two events in Group 3. Finally, group 4 are the two events (5 and 13) without any shock signatures in any LASCO image.

The shock fronts are more visible on the images rather than in the density profiles because of our eyes' spatial averaging ability. We believe that the density profiles can be improved by averaging over a larger AW. However, this averaging tends to smooth the profiles and reduce the density jump. Until we find a better averaging method we adopted a 5 degree average width in the current work.

For this reason, we concentrate on the profiles with the sharpest density jump. We use the density jump as a proxy to the shock strength. We define Γ_{CR} as the compression ratio of the total to background volume densities, $\Gamma_{CR} = 1 + \frac{\rho}{\rho_0}$, where ρ is the excess density due to the shock and ρ_0 the upstream density obtained from the SPM model.

Figure 2 shows event 1 as an example. The two parallel lines mark the P.A.s we

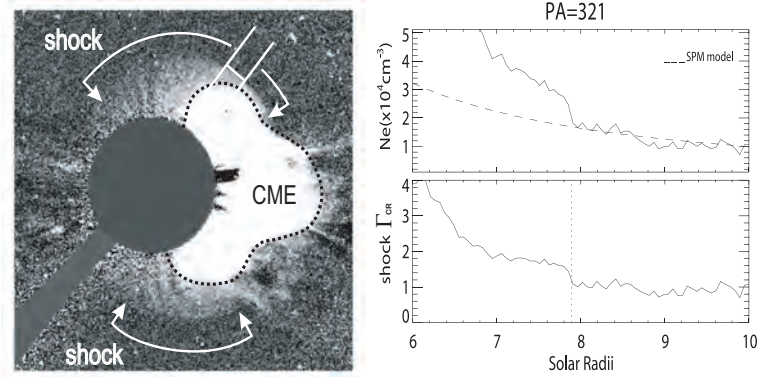


Fig. 2.2: *Left panel:* Selected image for the November 6, 1997 CME. A clear shock signature can be seen at the flanks of the CME. The parallel lines over the shock front show the profile with the strongest shock signature. *Right panel:* The top plot shows the estimated up-stream and down-stream density profile at PA = 312 (solid) and the background corona density from the SPM model (dashed). The bottom plot shows the density ratio, $\Gamma_{CR} = 1.6$, at $7.9 R_S$ which we use as a proxy to the shock strength.

average over to obtain the brightness profile with the sharpest density jump, and hence the strongest shock signature. The jump is located at $7.9 R_S$ at P.A. = 321° . The observed density profiles and the ratio between excess and background densities are plotted on the right panels of Figure 2. In this case, we obtain a Γ_{CR} of 1.6 at the location of the shock. We repeat the same analysis for the remaining events in our sample. We also obtain the CME mass, momentum, and kinetic energy from the same images following the method described by Vourlidas et al. (2000) and using the speed measurements from the LASCO CME catalog. These measurements allow us to get global CME parameters to compare with the local shock strength, which are discussed next.

Statistics

Table 2 presents our measurements for the 13 events. Columns 1 and 2 correspond to event number and group (Section 3.1). Columns 3 to 6 are the time of LASCO observation, the heliocentric distance to the shock signature, the P.A. of the profile, and the estimated density jump, Γ_{CR} , of the shock for that profile. Columns 7 to 9 are the CME mass, kinetic energy, and momentum, respectively, obtained from calibrated

Tab. 2.2: Results.

event	group	shock time (UT)	shock height (R_S)	shock PA (deg)	Γ_{CR}	mass ($\times 10^{15}$ g)	kinetic energy ($\times 10^{31}$ erg)	momentum ($\times 10^{24}$ dyn s)
1	1	12:41:05	7.9	321	1.6	5.48	6.63	0.85
2	1	7:29:37	19.6	158	2.4	15.74	31.23	3.13
3	3	12:42:05	23.7	---	---	23.52	40.82	4.38
4	1	5:55:22	4.4	114	1.2	5.51	7.21	0.89
5	4	---	---	---	---	---	---	---
6	2	3:41:14	9.8	302	1.4	5.3	8.6	0.95
7	1	4:42:05	11.7	201	2.8	14.62	22.23	2.55
8	1	6:18:05	9	217	1.6	10.98	13.21	1.70
9	1	19:41:42	13.6	73	1.8	7.43	11.32	1.30
10	2	8:18:05	6	75	2.2	10.44	13.1	1.65
11	2	13:38:17	4.4	298	1.7	3.7	5.28	0.63
12	2	21:18:07	11.8	1	1.8	11.09	17.41	1.96
13	4	---	---	---	---	---	---	---
14	2	14:18:05	10.4	19	1.9	11.42	14.06	1.79
15	3	23:42:05	17.9	---	---	2.6	3.67	0.44

images. Now we can assess the validity of our main assumption: namely, whether the faint structures seen ahead of the main CME ejecta could indeed be the white light counterpart of the CME-driven shock. If this is true, we expect a correlation between the magnitude of the density jump (or Γ_{CR}) and the CME dynamical parameters, such as the CME kinetic energy.

The plots in Figure 3 show the trends and correlations obtained between Γ_{CR} and some CME parameters for the best events only (groups 1 and 2). We find important correlations between the shock strength and the CME momentum ($cc = 0.80$), and kinetic energy ($cc = 0.77$). Furthermore, the largest Γ_{CR} are associated with the sharpest shock signatures (group 1, see Section 3.1) and the highest kinetic energies and momenta. These results suggest that our Γ_{CR} parameter is associated with the CME dynamics as expected from a shock-produced density jump.

Perhaps surprisingly, there is no obvious correlation between the strength and the linear speed of the CMEs. The quoted speeds are taken from the LASCO catalog and therefore correspond to the speed at the P.A. of the fastest moving feature in the LASCO images. Our profiles were taken at different P.A.s since the shock front is more easily discernible at some distance away from the CME front. Also, the speeds are derived from linear fits to height-time measurements extending over the full range of the LASCO field of view (2 to 30 R_S) and correspond to the average CME speed over the field of view. Our density jump is derived from a single snapshot of the CME at a single heliocentric distance. A plot between Γ_{CR} and the CME speed at the same P.A. and distance might provide a better correlation. We tried to make these speed

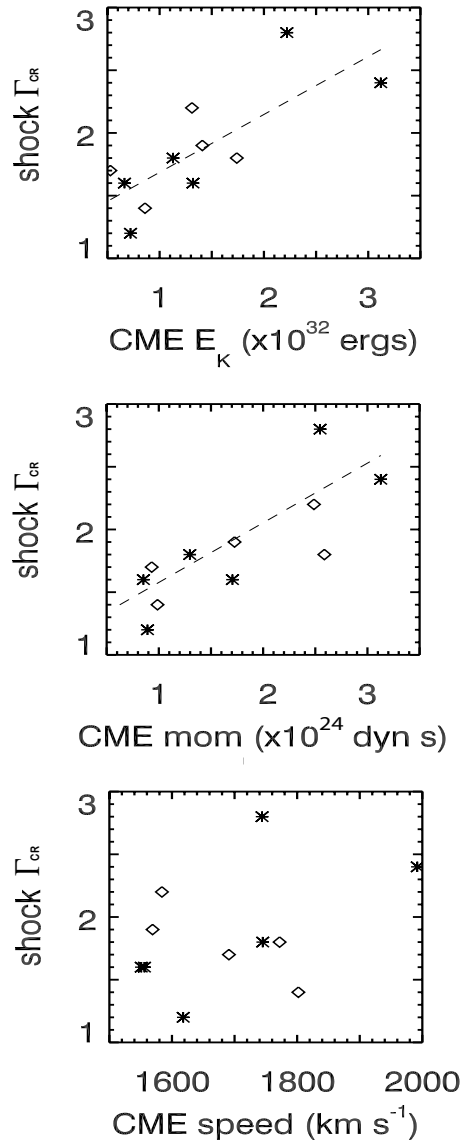


Fig. 2.3: Trends and correlations between estimated shock Γ_{CR} and select CME parameters. The top and middle panels show the correlations between the shock Γ_{CR} and the CME kinetic energy ($cc=0.77$) and momentum ($cc=0.80$), respectively. The bottom panel shows no clear correlation between the shock Γ_{CR} and the CME speed (group 1: stars, group 2: diamonds)

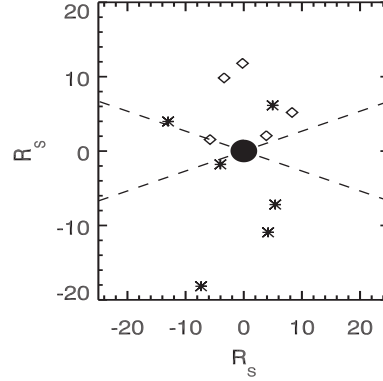


Fig. 2.4: Locations on the plane of the sky of the clearest shock signatures in our event list. The dashed lines separate favorable and non-favorable position angles for a shock observation. All events showing a clear shock signature in the image and/or in the data analysis (stars and diamonds labels), are found below or above 15 degrees from the solar equator.

measurements. However, the large CME speed and synoptic LASCO cadences did not allow us to obtain a sufficient number of data points to derive reliable speed estimations for any of our events.

Figure 4 is related to the visibility of the shock signature in the LASCO images and shows that the clearest shock signatures were found above or below 15° with respect to the solar equator. This holds even for the halo CMEs where there the shock is visible over more P.A.s. Considering the phase of the solar cycle, these results show that locations away from the streamers are favorable angles for shock signature observations on white light images. This result should be kept in mind when searching for shock signatures in coronagraph images. The complexity of the background corona masks the faint shock emissions during solar maximum while there are few sufficiently fast events to drive a shock during solar minimum.

2.1.4. Estimating the Shock Geometry with a Forward-Modeling Technique

The results in the previous sections provide ample support for a shock interpretation of the faint emission ahead of the CME front. In addition, we have devised a practical way to model the faint emission with a prescribed shape using forward modeling techniques. The advantages of this approach are the speed and simplicity of the software,

and the resulting information on the three-dimensional morphology and direction of the shock. The disadvantage is that we have no way of calculating a goodness of fit for the model other than a visual judgment on whether the envelope of the model fits the observed emission envelope. For the sake of brevity, we use the term *fitting* from now on to describe the *fitting-by-eye* we actually employed.

For simplicity, we assume that the CME-driven shock has a three-dimensional bow-shock morphology, as expected from a body moving in uniform magnetized flow (e.g., Earth's magnetosphere). We first need a geometric description for such a model. We found one in Smith et al. (2003) which is used to describe the shocks around Herbig-Haro objects. It is a surface of revolution in cylindrical coordinates and is described by the form (Equation (1) in Smith et al. 2003)

$$\frac{z}{d} = \frac{1}{s} \left(\frac{R}{d} \right)^s \quad (2.1)$$

where s controls the opening angle of the bow, d is a scale length (semilatus rectum), and R is the heliocentric distance of the nose of the shock. The variables d and s control the shape of the bow shock and are the most important variables for visually matching the shock shape to the observations. To adopt this model for coronagraphic observations, we add a narrow shell of constant density, N_{e0} , and width, Δ . In this way, we can calculate the brightness of the model using the Thomson scattering equations and the spacecraft geometry and analyze the model images exactly as we do the observations. We justify this shell as the plasma enhancement around the shock surface at a given moment. While plasma pileup at CME fronts is still an open question (Howard & Vourlidas 2005), it is expected that the shock will cause local density enhancements as it propagates through the corona (Vourlidas et al. 2003).

We use the SCR software package to create a simulated coronagraph image from the model. SCR is a numerical implementation of Thomson scattering that renders a total (or polarized) brightness two-dimensional image as seen by a coronagraph (e.g., LASCO C2 or C3) given a three-dimensional density structure distribution (Thernisien et al. 2006) and is available in Solarsoft. For all events, we assumed a constant thickness of $\Delta = 0.3 R_S$ which is comparable to the width of the brightness jump in the images. Because the height of the shock varied for each event, we set the density N_{e0} within the thin shell to the estimated density just ahead of the shock front (Section 3.2). Once the width and density of the model shock were set, we tried to match it to the

LASCO images by varying its orientation in space and the geometric parameters of the parabola (d and s). When we were satisfied that the simulated image fits visually the observed envelope of the shock, we integrated along the three-dimensional shape, using the LASCO viewing geometry, and obtained a simulated brightness image of the model shock.

Figure 5 shows simulated white light images of our bowshock model viewed from different LOSs: (1) along the Sun-Earth line; (2) 10° west; and (3) 45° west, 45° south. The location of the bow-shock nose is at $8 R_S$. The images show the full model for completeness but we have restricted our integrations to a volume of $30 R_S^3$, so the actual model is truncated and the long thin extensions in Figure 5 do not appear in our images.

To check whether the LASCO density profiles are consistent with a bow-shock geometry, we fit an SCR model to each event and obtained simulated density profiles over several P.A.s using the same method as described in Section 3.2 for the LASCO observations. This procedure is currently done by hand and the LOS integration is time consuming in our hardware. We are working on improving it but so far we were able to perform detailed comparisons for only three events in our sample. We chose events 1 (1997 November 6), 6 (1998 June 4), and 8 (1998 November 26), which have some of the clearest shock signatures. Figure 6 shows the results. Each plot shows the comparison between the SCR profiles to the LASCO ones for different PAs at the shock signature.

Figure 6 shows that the observed density profiles are consistent with a bow-shock geometry for at least 30° along the shock signature. The density fits are surprisingly good given the simplicity of our model. Note that we did not attempt to fit either the density jump or the shock LOS extent. They were kept constant for each event. This result offers a strong indication that the overall envelope of enhanced emission around the CME must come from a simple structure (e.g., a bow shock) probably reflecting the simplicity of the minimum corona. In other words, the shock structure, and probably its visibility, may depend on the overall configuration of the large-scale corona. It will be interesting to repeat our analysis for CMEs during the solar maximum.

Another consistency check comes from comparing the orientation of the bow-shock shell in three-dimensional space (which we get from the SCR modeling) to the expected orientation of the CME. For this, we make the usual assumption that the core of the CME (the driver for us) propagates radially outward from the nearest possible source



Fig. 2.5: Simulated white light images for a bow-shock model at $8 R_S$ observed through different lines of sight, from top to bottom:(1) Along the Sun-Earth line, (2) 10° west and (3) 45° west, 45° south. The hole in the center of the images shows the size of the solar disk for scale. The intensity gradient represents the white light brightness of the model as viewed by LASCO C3.

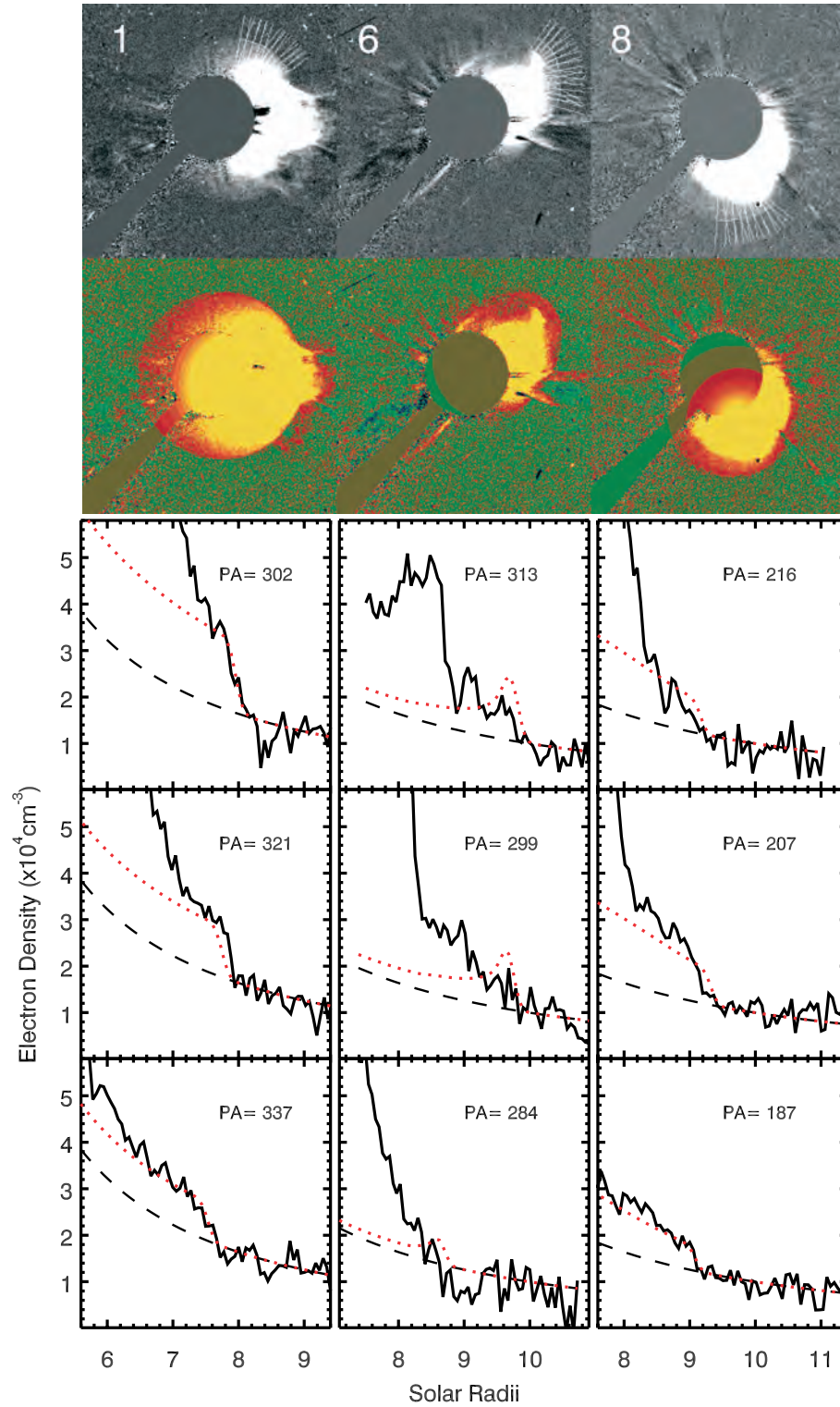


Fig. 2.6: Comparing observed and modeled density profiles for events #1, #6 and #8. From top to bottom for each column: (1) the actual LASCOCO image and the selected angles for obtaining the density profiles; (2) A synthetic coronagraph image of the shock model overplotted on the LASCOCO image; (3-5) comparison of density profiles at different PAs (solid line: LASCOCO density profile; dotted line: model shock density profile; dashed line: background coronal density from the SPM model).

region (e.g., a flaring active region). The source regions for our three events are as follows:

- Event #1 is associated with the flare observed at 11:49 at S18W63. We took this location as the source region of the CME. Since this is a front side event, it is relatively easy to determine that there is no other active region with a better association.
- The LASCO movies suggest that event #6 is likely associated with a filament eruption on the far side of the Sun. The filament was seen for several days in $H\alpha$ images as it crossed over the western limb. Extrapolating from its known position on May 29th we estimate that the center of the filament would be at N43W107 on the day of the eruption.
- Event #8 is also a backside CME resulting in an indirect source region identification. We examined the EIT and LASCO movies for a few days before and during the eruption. The low corona signatures of the eruption suggest that active region 8384 is the most likely source and should be located around S26W134 at the time of the eruption.

We then calculated the heliographic coordinates of the nose of our modeled bow shock for each of the three events. The results for the three events are shown in Table 3. Again, we did not attempt to take into account the location of the source region when we fit the geometric model. Only during the writing of this paper we calculated the final position of the shock nose and compared it with the possible source regions. We were surprised to find that the direction of the modeled shock is within 30° of the expected CME nose, assuming radial propagation from the source region. The discrepancy could be simply due to nonradial expansion of the CME or uncertainty in the source region since two of the events were back-side CMEs. Given these restrictions, the results in Table 3 are very encouraging because they suggest that our forward modeling approach can provide useful information on the three-dimensional morphology and orientation of the shock using a single viewpoint and modest hardware and software resources. We plan to investigate the sensitivity of the derived shock orientation to different model fits and apply it to more events in a future paper.

Tab. 2.3: Comparison of Modeled Shock Orientation and CME Source Regions.

event	shock nose	source region
971106	S13W56	S18W63
980604	N47W138	N43W107
981126	S38W108	S26W134

2.1.5. Summary and Discussion

In this paper, we demonstrate that the CME-driven shock is indeed visible in coronagraph images. It can be seen as the faint large-scale emission ahead and around the bright CME material. To establish this interpretation, we started by selecting all fast CMEs ($>1500 \text{ km s}^{-1}$) observed by LASCO between 1997 and 1999 (15 events). We found the following:

- Ten of our events are associated with a decametric type II radio burst, suggesting the existence of a shock wave in the outer corona. The remaining five events are backside CMEs where the detection of radio burst is not always possible and the existence of a shock cannot be ruled out. In other words, the existence of a shock at the heights of the LASCO observations ($2\text{-}30 R_S$) is supported by other observations for all events in our sample.
- 86 % of these events exhibited a relatively sharp but faint brightness enhancement ahead or at the flanks of the CME over a large area, which we interpret as the white light counterpart of the CME-driven shock.
- All halo CMEs (10 events) have at least one location with such a shock signature. This is consistent with a shock draping all around the CME driver.
- The clearest white light signatures were found 15° above or below the solar equator, irrespective of heliocentric distance. It is possible that the morphology and complexity of the corona along the LOS plays a role in identifying the shock in white light images. The two events with no white light shock signatures were also the fastest, came in the wake of a previous large-scale CME. As we discussed in § 3.1, the disturbed background corona may be responsible for the lack of

shock signatures. It is also likely that any shock signatures may have been missed because of the low observational cadence and high speed of these events.

- We found only a weak dependence between the shock strength (Γ_{CR}) and the CME speed. There may be several reasons for this discrepancy: (1) the speeds are more sensitive to projection effects, (2) the strength and speeds are measured at different PAs and/or (3) the speeds correspond to the average CME speed in the LASCO field of view while the strengths are measured in a single image.
- We found stronger correlations between the density jump and the CME kinetic energy ($cc=0.77$) and between density jump and the momentum ($cc=0.80$). This is a very encouraging result because it shows that our density jump is closely related to the CME dynamics and hence more likely to correspond to a true shock jump.
- We are able to account for the smooth observed jumps in the brightness profiles (and the derived density profiles) as compared to the step-like jumps observed in-situ. We found that they can be reproduced by a line-of-sight integration through a thin ($\sim 0,3R_S$) shell of material. This material is presumably the locally enhanced corona, which has become compressed due to the passage of the shock.

The high CME speeds, the sharpness of the features and the brightness jumps are all strong indicators that our interpretation of these features as the white light counterpart of CME-driven shocks is correct. The strong correlations of the density jump to the CME kinetic energy and momentum provide additional support. Based on the information presented here, it should be a simple matter to identify such features in all events where a shock is expected. We have found many more examples in a quick survey of LASCO images throughout the mission. It is still difficult, however, to extract quantitative measurements from all of these shocks due to the lower signal-to-noise ratio of the individual density profiles compared to the images. We are looking for ways to average across the shock front without introducing unnecessary smoothing to it.

We have examined whether the observed shock shapes are consistent with expected 3D shock geometries. We used a standard bow shock geometric model, adapted from astrophysical shocks, and a forward modeling software package from the SECCHI solarsoft collection to test a quick method of estimating the shock size and orientation for coronagraphs. We found that a bow-shock geometry is indeed a good fit to the observed

LASCO morphology and it readily explains the observed density profiles. The simulated profiles can match the observed profiles over several position angles, and even at large heliocentric distances. We also found that our modeled 3D shock direction is in fairly good agreement with the expected direction of the CME assuming radial propagation from the source region.

These results suggest that we can not only estimate the 3-dimensional shape and direction of the CME-driven shock but we can also use the model fits to separate the brightness enhancement of the shock from that of the driving material and thus obtain more accurate measurements of the CME and shock characteristics. One such quantity is the shock kinetic energy which plays an important role in understanding and modeling the production of solar energetic particles from shocks. We will pursue these ideas further in a future paper.

We thank R. A. Howard for his editorial help and valuable comments, which have improved the text considerably; A. F. Thernisien for his generous help with the SCR software, and the anonymous referee for his/her careful reading and suggestions. This work is funded by the LWS TR&T grant NNH06AD851. The CME catalog is generated and maintained by NASA and The Catholic University of America in cooperation with the Naval Research Laboratory. SOHO is a project of international cooperation between ESA and NASA. V. Ontiveros thanks CONACyT for her PhD grant.

References

- Brueckner, G. E., et al. 1995, *Sol. Phys.*, 162, 357
- Cliver, E. W., Webb, D. F., & Howard, R. A. 1999, *Sol. Phys.*, 187, 89
- Gopalswamy, N., Aguilar-Rodriguez, E., Yashiro, S., Nunes, S., Kaiser, M. L., & Howard, R. A. 2005, *J. Geophys. Res. (Space Phys.)*, 110, A9, 12
- Gosling, J. T., Hildner, E., MacQueen, R. M., Munro, R. H., Poland, A. I., & Ross, C. L. 1974, *J. Geophys. Res.*, 79, 4581
- Howard, R. A., & Vourlidas, A. 2005, *Eos Trans. 86(18)*, *Jt. Assem. Suppl.*, Abstract SH53A-05

-
- Hundhausen, A. J., Holzer, T. E., & Low, B. C. 1987, *J. Geophys. Res.*, 92, 11173
- Michels, D. J., Sheeley, Jr., N. R., Howard, R. A., Koomen, M. J., Schwenn, R.,
Mulhauser, K. H., & Rosenbauer, H. 1984, *Adv. Space Res.*, 4, 311
- Saito, K., Poland, A. I., & Munro, R. H. 1977, *Sol. Phys.*, 55, 121
- Sheeley, N. R., Hakala, W. N., & Wang, Y.-M. 2000, *J. Geophys. Res.*, 105, 5081
- Smith, M. D., Khanzadyan, T., & Davis, C. J. 2003, *MNRAS*, 339, 52
- Thernisien, A. F. R., Howard, R. A., & Vourlidas, A. 2006, *ApJ*, 652, 763
- Vourlidas, A., Subramanian, P., Dere, K. P., & Howard, R. A. 2000, *ApJ*, 534, 456
- Vourlidas, A., Wu, S. T., Wang, A. H., Subramanian, P., & Howard, R. A. 2003, *ApJ*, 598, 1392
- Yashiro, S., Gopalswamy, N., Michalek, G., St. Cyr, O. C., Plunkett, S. P., Rich, N. B., & Howard, R. A. 2004, *J. Geophys. Res. (Space Phys.)*, 109, A18, 7105

3. ONDAS DE CHOQUE Y EYECCIONES DE MASA CORONAL EN EL MEDIO INTERPLANETARIO

Las EMCs y su onda de choque se propagan en el medio interplanetario (IP) y dependiendo de su dirección de expansión, es posible que el material eyectado y su onda de choque impacte el entorno geomagnético. Esta combinación de eventos es el principal precursor de las perturbaciones globales del campo geomagnético o *tormentas geomagnéticas* (TGs) (p.e. Russell y otros, 1974; Echer y Gonzalez, 2004), por lo que su estudio tiene relevancia en el clima espacial, y la segunda parte de este trabajo se enfoca a la llegada de estos eventos al entorno terrestre. Para este fin se verá un breve repaso de las EMC en el medio IP y sus consecuencias geomagnéticas.

A diferencia de las observaciones solares, el estudio de las EMCs en el medio interplanetario se basa, principalmente, en mediciones in-situ. Existen varias misiones espaciales que cuentan con instrumentos que miden flujos de partículas, y los parámetros del plasma y campo magnético del viento solar, consiguiendo identificar, entre otros, el paso de ondas de choque IP y la contraparte interplanetaria de las EMCs, o *eyecciones de masa coronal interplanetarias* (EMCIs). Estas observaciones combinadas con las de coronógrafos permiten correlacionar el evento cerca de la superficie solar (< 30 radios solares) con eventos en el medio IP a 1 UA (p.e. Gopalswamy y otros, 2000).

3.1. *Eyecciones de masa coronal interplanetarias*

La corona solar alcanza temperaturas del orden de 1×10^6 K y los campos gravitacional y magnético no tienen la intensidad suficiente para retenerla. Al estar fuera de equilibrio hidrostático, la corona se expande al medio IP, formando el viento solar (Parker, 1958). Debido a la alta conductividad del viento, éste arrastra consigo líneas de campo magnético solar, constituyendo el campo magnético interplanetario (Park-

er, 1963). La existencia de este flujo continuo de plasma fue confirmada por las naves espaciales *Explorer 10* (Heppner y otros, 1963) y *Mariner 2* (Neugebauer y Snyder, 1962).

En general, el viento solar no tiene acceso directo a la superficie terrestre y en su lugar confina al campo geomagnético formando la cavidad magnetosférica, pero bajo ciertas condiciones es posible que exista reconexión magnética entre el campo IP y el campo geomagnético, lo que transmite momento del viento solar al interior de la cavidad. De esta manera, las propiedades del viento solar determinan en gran medida las características y dinámica de la magnetosfera.

Las fluctuaciones de los parámetros típicos del viento solar tienen su origen en los cambios topológicos del campo magnético del Sol y en las distintas manifestaciones de actividad solar. De esta manera, el viento solar es esencialmente la conexión entre la actividad solar y la Tierra. En el medio IP se observan continuamente fluctuaciones en el campo magnético y en los parámetros del plasma a distintas escalas. Cuando una de estas perturbaciones tiene una duración de alrededor de 12 horas o más, las fluctuaciones en el campo y parámetros del plasma son comparables con las escalas del viento solar ambiente y se consideran entonces estructuras de gran escala (Schwenn, 1991). Estas estructuras se asocian a flujos de plasma de alta velocidad, incremento en la magnitud del campo magnético IP, regiones turbulentas del mismo campo, y fluctuaciones en la densidad, composición y temperatura típicas del viento solar (p.e. Klein y Burlaga, 1982; Russell y Shinde, 2003, Wimmer-Schweingruber y otros, 2006).

Las estructuras típicas de gran escala observadas en el entorno terrestre son las EMCIs y las regiones *corrotantes de interacción* donde interaccionan flujos de viento rápido y viento lento, aunque estas últimas son relevantes en el clima espacial, no serán referidas en este estudio.

En observaciones *in-situ* a la altura de la órbita terrestre, las EMCIs tienen un ancho radial promedio de 0.41 UA (Jian y otros, 2008). Las fronteras de las estructuras se distinguen a través de las firmas en el plasma que no se observan en el viento solar ambiente (Neugebauer y Goldstein, 1997 y referencias incluidas). La figura 3.1 es un ejemplo donde se observan varias de estas firmas en el medio IP. El evento corresponde al paso por la Tierra de dos EMCIs entre el 14 y 16 de Julio del 2000. La primera una EMCI con una rotación suave del campo al final de la estructura, y una segunda con una firma más clara de nube magnética. En ella se distinguen varias de las siguientes firmas.

1. Baja temperatura iónica y/o electrónica.
2. Anisotropía en la distribución de protones.
3. Incremento en la abundancia de Helio.
4. Anomalías en las abundancias de iones pesados.
5. Flujos bidireccionales de electrones supraterrmales.
6. Campos magnéticos intensos y consecuentemente β del plasma baja.
7. Rotación en el campo magnético.
8. Estados de ionización inusuales de iones pesados.

Las diferentes firmas de las EMCIs llevan de una u otra forma información de su origen solar, como la helicidad del campo en las nubes magnéticas asociadas con la helicidad del campo magnético solar, o los estados de ionización de iones pesados que indican que el material proviene de una región de alta temperatura. Por otra parte, sus características geométricas se encuentran mejor asociadas a su expansión en el medio IP.

Las EMCIs se propagan a velocidades que implican diferentes interacciones con el viento solar ambiente. Las EMCIs lentas (cuya velocidad es menor a la velocidad del viento solar ambiente), tienden a ser aceleradas por el viento solar cuya velocidad de expansión es mayor a la de la EMCI [e.g. Gopalswamy y otros, 2000]. Como el viento solar y la EMCI son plasmas de distintas propiedades (en temperatura, densidad y campo magnético), no se mezclan y en su lugar, el viento la "empuja" a su paso, provocando una discontinuidad entre ambas parcelas de plasma. Las EMCIs de mayor velocidad son desaceleradas por el mismo medio, pero es ahora la EMCI la que se desacelera por encontrar a su paso al viento solar como un obstáculo. Estas EMCIs de alta velocidad comprimen al viento solar, impulsando una onda de compresión al frente de su propagación.

3.2. Ondas de choque asociadas a EMCIs

Cuando la velocidad de la EMCI es mayor a la velocidad de las ondas MHD de modo rápido, la onda compresiva al frente se empuja y se transforma en una onda de choque.

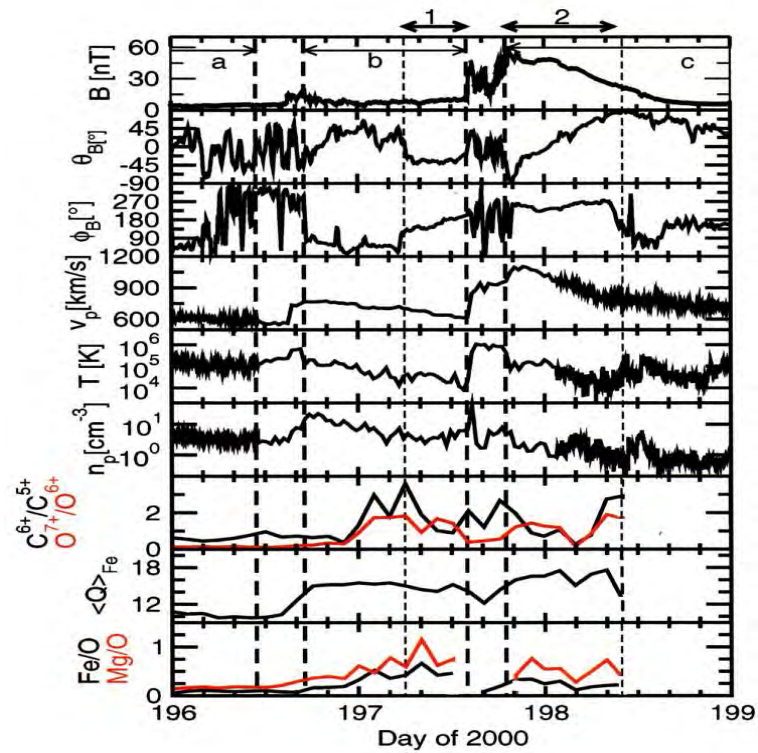


Fig. 3.1: Mediciones in-situ de distintas naves del paso de una dose EMCIs en el mes de julio del 2000. Las flechas en la parte superior denotan los límites de rotaciones del campo y las flechas en el interior del primer panel muestran los límites de las EMCIs (Wimmer y otros, 2006).

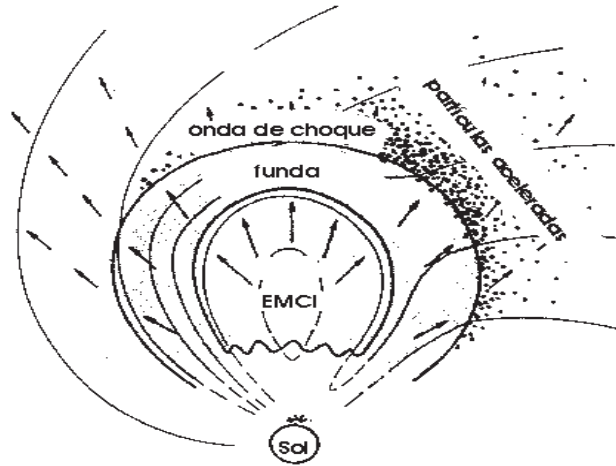


Fig. 3.2: Una EMCI genera una onda de choque comprimiendo al viento solar ambiente y acelerando partículas del MIP. Entre la EMCI y la onda de choque se forma una funda.

Detrás de la onda de choque, la EMCI apila o comprime el plasma formando una región conocida como funda. En esta región, el viento solar es calentado y comprimido, por lo que presenta alta densidad y un CMI desordenado y con un incremento en su magnitud (Tsurutani y otros, 1988). La figura 3.2 esquematiza la formación de una onda de choque en el MIP impulsada por una EMCI, y la región de la funda entre las dos estructuras.

Alrededor del 50% de las EMCIs están asociadas a una onda de choque (Marsden y otros, 1986). Estudios independientes han confirmado que la mayoría de las ondas de choque observadas a 1 UA están asociadas a EMCIs y su frecuencia varía con el ciclo solar (Lindsay y otros, 1994), mientras que la mayor parte de las que son impulsadas por regiones corrotantes de interacción se forman, más allá de la órbita terrestre (Gosling y otros, 1976). Aunque las regiones corrotantes sí pueden formar choques dentro de 1 UA, es una cantidad menor comparada con las que forman las EMCIs (Lindsay y otros, 1994).

Las ondas de choque asociadas a EMCIs pueden haber sido formadas cerca de la superficie solar desde la eyección del material o durante el trayecto de la EMCI por el medio IP. Desde el punto de vista observacional, las ondas de choque en el medio IP tienen la ventaja de que pueden ser medidas in-situ. En el mejor de los casos, la nave primero observa el frente de la onda, después la región de la funda donde el plasma

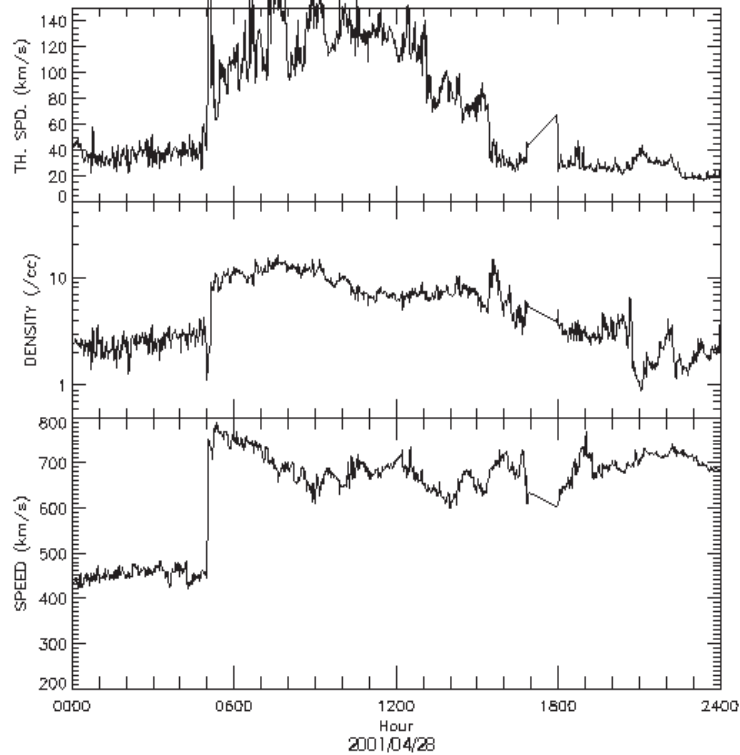


Fig. 3.3: Parámetros del plasma (velocidad térmica, densidad y velocidad de flujo) medidos *in-situ* por la misión WIND al paso de una onda de choque (datos obtenidos de <http://omniweb.gsfc.nasa.gov>).

y el campo magnético han sido comprimidos y calentados, y finalmente se observa el plasma propio de la EMCI con las firmas típicas mencionadas en la sección anterior.

La figura 3.3 es una observación *in-situ* de la misión espacial WIND del paso de una onda de choque el día 28 de abril de 2001. El choque se identifica por el salto simultáneo poco después de las 5:00 hrs TU en los parámetros de velocidad térmica, densidad y velocidad de protones. Aunque la onda de choque en sí no causa directamente una tormenta geomagnética (TG), el plasma en la funda detrás de ésta si tiene una implicación directa cuando interacciona con la magnetósfera terrestre.

Algunas EMCIs observadas a altas latitudes por la misión *Ulysses* (Bame y otros, 1992), mostraron una segunda onda de choque en la parte trasera de la EMCI (Gosling y otros, 1994). Esto indica que la presión interna en la EMCI es mayor que la del viento solar por lo que se expande tanto río arriba como río abajo, produciendo también la

aparición de una onda de choque en la parte trasera de la EMCI, conocida como choque reverso. No es común observar el choque reverso sobre la órbita de la Tierra, ya que la dinámica con la hoja de corriente es distinta debido a su mayor densidad, y no permite tan fácilmente esta expansión trasera. Esta expansión irregular a distintas latitudes provoca que la EMCI vaya tomando una geometría distinta en el medio IP perdiendo su semejanza con la explosión casi esférica o paraboloidal cerca del Sol.

Con análisis simultáneos de distintas naves espaciales, se ha confirmado como la expansión irregular afecta también las propiedades geométricas de la onda de choque y no siempre presenta un frente plano normal al plano de la eclíptica como se esperaría de una expansión esférica continua y uniforme (p.e. Russell y otros, 1983; Szabo y otros, 1999).

En cambio en la geometría de la EMCI afecta directamente la dirección del campo magnético al frente de la onda de choque. Si el choque es perpendicular, la compresión del plasma y campo magnético de la funda será mucho mayor que si el choque es casi paralelo; lo que juega un papel muy importante en el proceso de reconexión con la magnetosfera terrestre, y por lo tanto en su geoelectividad.

El estudio presentado en el capítulo 2, referente a la dirección de propagación de la onda de choque cerca de la superficie solar, da un punto de partida para reconocer que parte de la estructura EMCI-onda de choque es más factible que impacte directamente el entorno terrestre, ya sea el frente o uno de sus flancos. Este análisis se realizó a través de considerar el perfil de presión total de las eyecciones observado in-situ tal como lo define Russell et al. (2005). La figura 3.4, adaptada del mismo artículo, muestra como distintas firmas en el perfil de presión podrían estar asociadas a cruces al centro de la EMCI (grupo 1), ligeramente fuera del centro (grupo 2), o a un flanco del obstáculo magnético (grupo 3).

3.3. Magnetosfera terrestre

La magnetosfera terrestre se forma debido a la interacción del viento solar con el campo geomagnético, los conceptos y características principales de este último se describen a continuación.

El núcleo de la Tierra es un fluido conductor sometido a rotación diferencial y

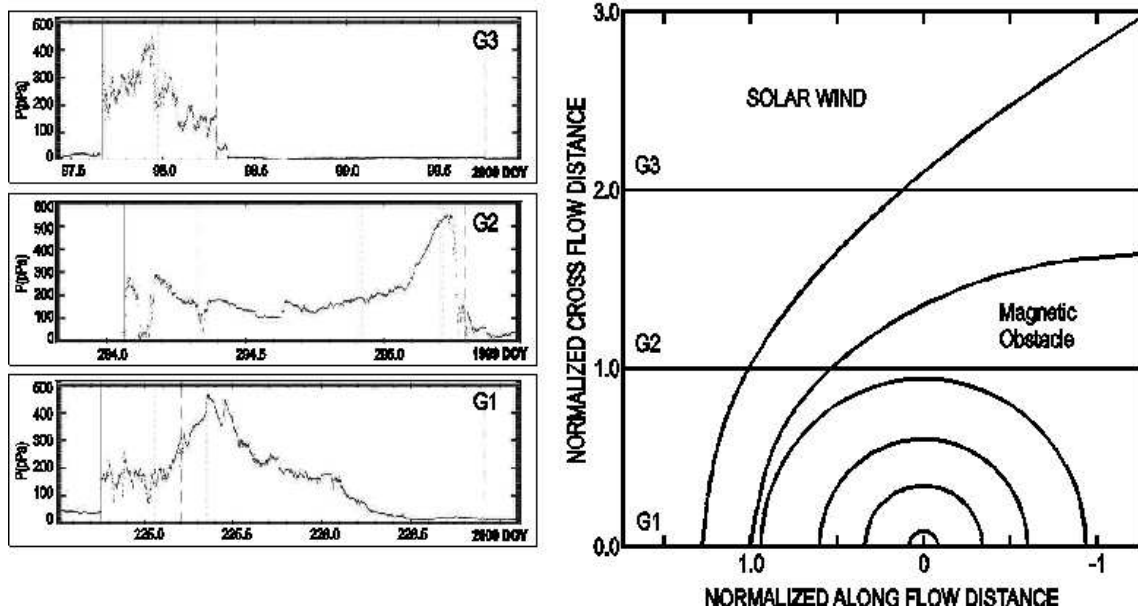


Fig. 3.4: Clasificación de perfiles de presión total observados in situ y su relación con la línea de corte del sistema choque-EMCI (adaptada de Rusell et al., 2005).

movimientos convectivos, lo que genera el campo magnético terrestre principal (*modelo del dínamo magnético*).

El campo geomagnético cerca de la superficie terrestre puede ser aproximado por un campo magnético dipolar desplazado 400 km del centro de la Tierra, con el polo norte magnético apuntando hacia el polo sur geográfico y cuyo eje magnético tiene una declinación aproximada de 11 grados con respecto al eje de rotación de la Tierra (Parkinson, 1983).

Las distintas componentes del campo geomagnético en coordenadas cartesianas se muestran en la figura 3.5. La variación de la componente horizontal B_H (la proyección del vector del campo total \mathbf{F} sobre un plano tangente a la superficie de la Tierra), es uno de los principales indicadores de actividad geomagnética como se verá más adelante.

Más allá de la superficie terrestre, el campo magnético domina el comportamiento de las partículas ionizadas, las cuales tienen una mayor densidad a partir de los 100 km donde las corrientes eléctricas son de mayor importancia. Pero el campo no se extiende indefinidamente, en su lugar es confinado por el flujo de viento solar formado la cavidad

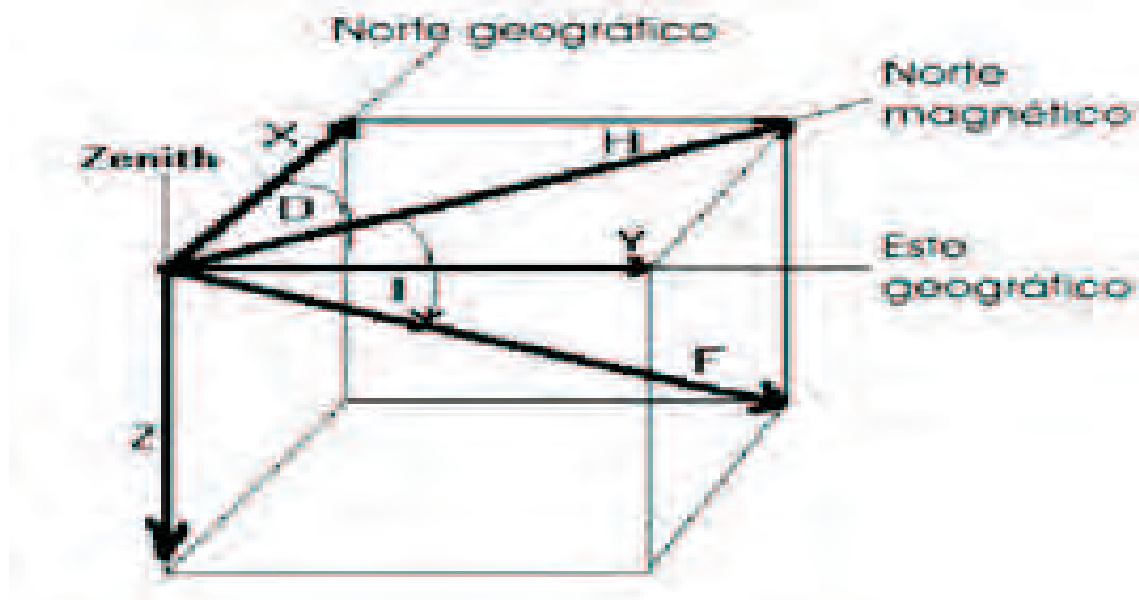


Fig. 3.5: Coordenadas cartesianas del campo geomagnético.

magnetosférica. Los límites de esta región son variables ya que la magnetosfera se comprime o se expande dependiendo de las condiciones del viento solar y del equilibrio de presiones. Para un viento solar no perturbado, la magnetopausa se encuentra en promedio a 10 radios terrestres (R_T) hacia el lado día. El impacto del viento solar deforma considerablemente el campo sus líneas son arrastradas por el flujo hacia el lado noche hasta una distancia del orden de 1000 R_T (Russell y Luhmann, 1997).

La presencia de plasma y campos electromagnéticos en la magnetosfera dan lugar a corrientes eléctricas en el interior como se esquematiza en la Figura 3.6. En particular nos referiremos a la corriente del anillo. Esta corriente se debe a la deriva longitudinal de las partículas en el cinturón de radiación entre 2 y 7 R_T . Tiene dirección este-oeste y se conforma principalmente de iones de oxígeno y protones, con energías entre 10 y 300 KeV [Gonzalez y otros, 1994 y referencias incluidas].

El campo magnético inducido por el anillo de corriente se opone a la componente horizontal del campo magnético inducido por el dínamo terrestre, de forma que el valor final de la componente geomagnética B_H se debe a la superposición de ambos campos. La corriente del anillo se ve perturbada debido a las estructuras de gran escala en el medio IP. Las variaciones positivas están asociadas con la compresión de la magnetosfera por

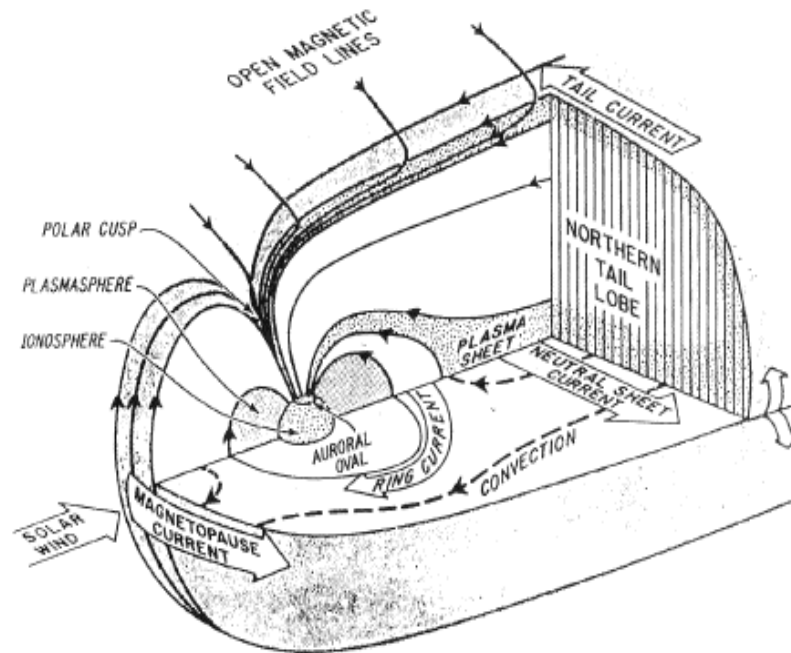


Fig. 3.6: Esquema de las principales corrientes eléctricas en la magnetosfera terrestre.

cambios en la presión dinámica del viento solar y las negativas son consecuencia de la reconexión magnética en el lado noche de la magnetosfera (Karinen y Mursula, 2005).

3.4. Reconexión magnética en la magnetosfera terrestre.

El principal mecanismo de transmisión de energía y momento del viento solar al interior de la magnetosfera es la reconexión magnética (Dungey, 1961). La reconexión es causada por un cambio en la resistividad del plasma en escalas menores a la longitud característica del plasma, donde la condición de campo congelado se pierde.

El campo magnético terrestre tiene dirección sur-norte en el lado día de la magnetosfera. Como la reconexión magnética requiere que se encuentren campos antiparalelos, es necesario un campo magnético interplanetario con una componente en la dirección norte-sur, B_s , para que se reconecte con el campo magnetosférico.

La figura 3.7 esquematiza el proceso de reconexión magnética del viento solar con la magnetosfera terrestre. En la imagen, el CMI tiene dirección sur, el punto R1 es la primera región de difusión donde se da la reconexión al frente de la magnetopausa. Las líneas de campo conectadas son arrastradas por el flujo de viento solar hacia la cola magnética, donde las líneas de campo, nuevamente antiparalelas se reconectan en R2, otra región de difusión. Los flujos rápidos de plasma resultantes de la reconexión inyectan partículas hacia el lado noche de la Tierra.

3.5. Tormentas Geomagnéticas

Los flujos rápidos de plasma resultantes de la reconexión inyectan partículas hacia el lado noche de la Tierra. Estas profundizan hasta la altura del anillo de corriente incrementando la densidad de la corriente y resultando en un decremento neto de la componente geomagnética B_H . Esta caída en la componente horizontal del campo geomagnético es la característica principal de una TG.

La perturbación en la componente B_H puede cuantificarse a través del índice D_{st} (*Disturbance storm time*). Este índice considera la desviación de la componente respecto a una línea base cuyo valor se obtiene de cinco observatorios geomagnéticos

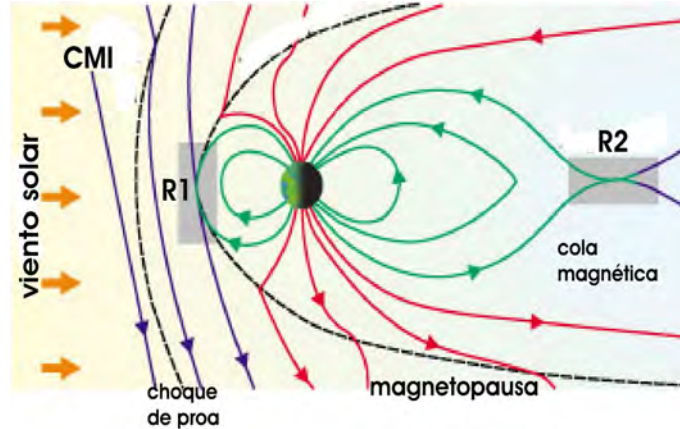


Fig. 3.7: Reconexión magnética entre el CMI dirección sur y la magnetosfera terrestre. La primer reconexión se da en R1, al frente de la magnetopausa y la segunda en R2, en la cola magnética.

localizados a latitudes medias (entre 20 y 40 grados norte y sur), a diferentes longitudes. La línea base de B_H se calcula con los valores promedio de los días quietos (no perturbados), y es por definición el valor cero del índice D_{st} [<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst/dir/dst2/onDstindex.html>].

La figura 3.8 muestra un registro típico de una tormenta geomagnética. En general, en una tormenta geomagnética se pueden reconocer tres etapas: la fase inicial o comienzo repentino, la fase principal, y la fase de recuperación.

El comienzo repentino se observa como un incremento en promedio de 10 nT en el índice D_{st} , en un lapso que va de minutos hasta una hora. El incremento se debe a la compresión de la magnetosfera en el lado día, cuando la presión dinámica del viento solar se incrementa debido al impacto de una onda de choque. La diferencia de tiempo entre la onda de choque observada por las naves al frente de la magnetosfera y el comienzo repentino registrado en el índice D_{st} varía entre 20 minutos y hasta una hora, y depende de la velocidad de la perturbación IP y la posición del satélite. No todas las tormentas geomagnéticas comienzan con un CR, pero sí las más intensas (Gonzalez y otros, 1994).

La fase principal se reconoce por un decremento súbito en el índice D_{st} y el tiempo que tarda en alcanzar su valor mínimo que es hasta de algunas horas. Esta etapa se debe al incremento en la densidad de corriente del anillo por la entrada de partículas al

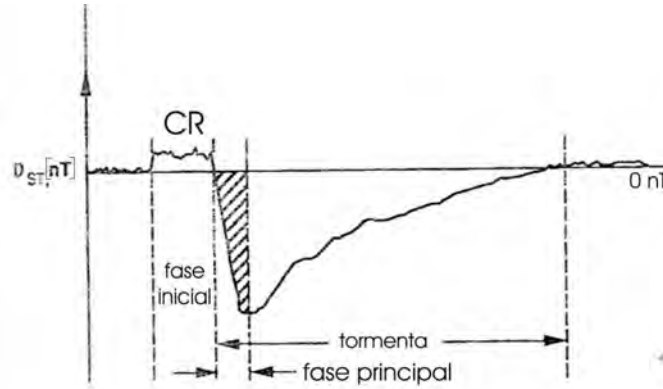


Fig. 3.8: Registro típico de una tormenta geomagnética.

interior de la magnetosfera, vía reconexión magnética.

En la última etapa se da una recuperación gradual del índice por la pérdida de energía de la corriente del anillo, ya sea por difusión, o por colisión de iones acelerados con partículas neutras. Este proceso puede durar desde días hasta una semana.

Según el criterio de Gonzalez y otros (1994), el nivel de actividad geomagnética se clasifica en quieto, débil, moderado o intenso según el valor mínimo alcanzado por el índice D_{st} durante la tormenta. Los intervalos de clasificación se muestran en la Tabla 3.1.

Nivel de actividad geomagnética	índice Dst (nT)
Quieto	$Dst > -30$
Débil	$-30 \geq Dst > -50$
Moderado	$-50 \geq Dst > -100$
Intenso	$-100 \geq Dst$

Tab. 3.1: Nivel de actividad geomagnética según el criterio del índice Dst (Gonzalez y otros, 1994).

Además de la inyección de partículas al interior del anillo de corriente, éste se puede ver intensificado por el campo eléctrico inducido por el movimiento del plasma y CMI

en el viento solar, que satisface la condición:

$$\mathbf{E} = -\mathbf{V} \times \mathbf{B}$$

donde \mathbf{V} es la velocidad del viento solar y \mathbf{B} el CMI.

Si se considera que durante la reconexión magnética el CMI tiene una dirección preferencial sur, B_s , y que cerca del plano de la eclíptica la velocidad es radial, ($V_x \simeq \mathbf{V}$), se obtiene que durante los eventos geoeffectivos, el medio IP impone un campo eléctrico a la magnetosfera en dirección este-oeste:

$$E_y = V B_s$$

que es la misma dirección en la que fluye la corriente del anillo. Por lo que además de la inyección de partículas, el anillo de corriente incrementa su energía gracias a esta componente eléctrica inducida por el medio IP (Burton y otros, 1975).

En resumen, la energía inyectada al anillo de corriente depende de dos parámetros en el viento solar, la componente B_z que permite la reconexión al frente de la magnetosfera y el campo eléctrico $V B_s$, ambos parámetros han sido reconocidos como los más relevantes para el desarrollo de las TGs (Gonzalez y otros, 1989; Wu y Lepping, 2002; Wang y otros, 2003).

3.6. EMCI's asociadas a TGs

Existen en la literatura diversos trabajos en donde se describe de manera cualitativa y cuantitativa la geoeffectividad de las estructuras de gran escala en el medio IP. Los estudios se dividen principalmente en dos grupos: los estudios estadísticos y los estudios de evento por evento.

En un estudio estadístico para 600 TGs Yermolaev y Yermolaev (2002) demostraron que más del 50 % de las tormentas geomagnéticas intensas están asociadas con EMCI's. La intensidad del CMI para estas EMCI's varía entre el -5 y -15 nT para la componente sur, valor que se mantiene entre una y tres horas. Este es un resultado importante debido al gran número de TGs, sin embargo en estos estudios es difícil diferenciar qué sección de la estructura provocó la fase principal de la tormenta.

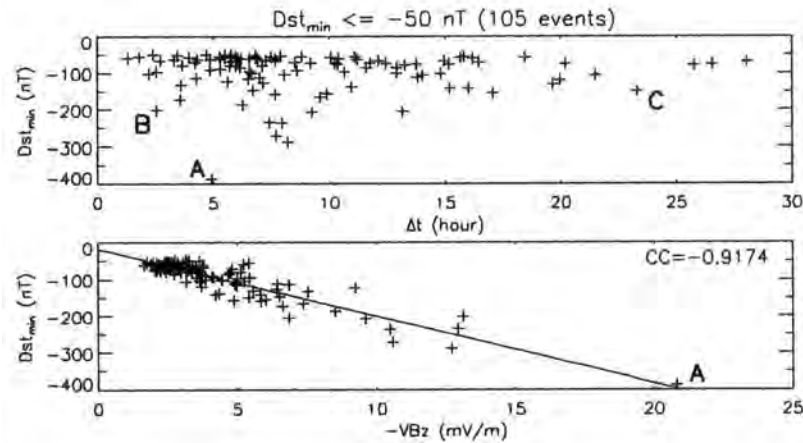


Fig. 3.9: Figura 4 de Wang y otros (2003). Gráficas de dispersión del índice D_{st} vs Δt (panel superior), e índice D_{st} vs VB_s (panel inferior).

En un estudio más detallado, Huttunen y otros (2002) analizaron 111 TGs ocurridas durante la fase ascendente del ciclo solar 23 y su asociación con diferentes estructuras en el medio IP, clasificando las tormentas en cuatro categorías de acuerdo a su causa. Las causas son: funda, EMCI, funda y EMCI o ninguna de las anteriores. Entre sus resultados obtienen que de 90 TG moderadas, el 32 % se asocia a una EMCI; mientras que de 21 TGs intensas, el 50 % están asociadas a la combinación de la funda y la EMCI. Más aun, trabajos como los de Wu y Lepping (2002) y Lopez-Porterla y Balncano (2006), muestran que la geoeftividad de las fundas y la combunación funda eyecta se incremnetan si la eyecta es una nube magnética de alta velocidad y/o con una rotación del campo magnético sur-norte.

Un estudio del campo magnético IP y al campo eléctrico inducido y su relación con la intensidad de las TGs, es el de Wang y otros (2003), donde analizaron TGs en un período previo y durante el máximo de actividad solar (1998-2001). Ellos muestran qe para el mínimo D_{st} alcanzado en una TG, es más importante el valor de VB_s , coeficiente de correlación (cc) = 0.92, que el tiempo de interacción Δt . La figura 3.9 muestra las gráficas de dispersión que obtuvieron, donde se observa que valores mayores de VB_s generaron tormentas más intensas, mientras que intervalos de Δt más prolongados no lo hicieron, sugiriendo que es la compresión de la componente del campo B_s el parámetro mejor correlacionado con la geoeftividad. Aunque con un número menor de eventos y con distintos criterios de selección, este es uno de los análisis que se llevan a cabo en el capítulo 4.

En un estudio de evento por evento, Dal Lago y otros (2004) analizaron las 9 TGs de mayor intensidad entre 1997 y 2001 ($D_{st} < -200$ nT) y su asociación con los parámetros del viento solar medidos in-situ. Encontraron que 7 de las 9 TGs fueron causadas por EMCI sde las cuales 5 eran nubes magnéticas. Las 2 TGs restantes se debieron a la región de compresión en la funda detrás de una onda de choque; por simplicidad, a estas TGs se les refiere como causadas por choques. También analizaron las causas en el medio IP por las cuales se intensifica la componente sur del campo magnético en la funda o la EMCI provocando TGs más intensas. Las fuentes que encontraron son: (1) la compresión del campo magnético en la sección de la funda detrás del choque, (2) la combinación de la funda más el campo magnético interno de la EMCI, (3) el propio campo magnético interno de la EMCI, y (4) el campo magnético interno de la EMCI comprimido por una corriente de viento rápido detrás de ésta.

Los diversos esudios aquí presentados indican que las TGs más intensas estan asociadas con EMCIs y su onda de choque. Los resultados del siguiente capítulo de investigación siguen tendencias similares, pero la clasificación de la sección geoefectiva muestra diferentes índices de correlación.

4. TORMENTAS GEOMAGNÉTICAS CAUSADAS POR CHOQUES Y EYECCIONES DE MASA CORONAL INTERPLANETARIAS

Pese a que es bien conocida la relación entre la actividad solar y las TGs, hasta ahora no es posible correlacionar inequívocamente los eventos observados en el Sol con la ocurrencia e intensidad de las tormentas, principalmente porque no existe una asociación uno a uno. Como un paso intermedio se sigue el estudio de las estructuras de gran escala en el medio IP, los parámetros en el plasma del viento solar y su correlación con la intensidad y duración de las TGs.

En este capítulo se investiga acerca de la geoeffectividad de las EMCIs . El fin principal es caracterizar la geoeffectividad de la eyecta, la onda de choque impulsada en el medio IP, y la combinación de ambas secciones de la estructura de gran escala. Existe una gran cantidad de estudios previos en las correlaciones de los parámetros en el plasma del viento solar y la intensidad de las TGs, y este trabajo se enfoca en mostrar cómo las correlaciones varían dependiendo de la sección que interacciona con la magnetosfera, y de la duración de esta interacción. A continuación se escribe el resumen en español del artículo, y se presenta copia de la versión en inglés tal como será publicado en la revista Journal of Geophysical Research (Veronica Ontiveros and J. Americo Gonzales-Esparza, J. Geophys. Res., doi:10.1029/2010JA015471, en prensa).

Resumen

En este artículo presentamos un estudio de evento por evento de 47 tormentas geomagnéticas sucedidas en la fase ascendente del ciclo solar 23. Todas las TG están asociadas al paso de una eyección de masa coronal interplanetaria (EMCI) que impulsa una onda de choque. Distinguimos la sección geoefectiva, a saber: la funda detrás del choque, el cuerpo de la EMCI o la combinación de las dos. Obtuvimos los coeficientes de correlación entre la intensidad de las tormentas (a través del índice de actividad

geomagnética D_{st}), y distintos parámetros del plasma. Nuestros resultados muestran que la bien conocidas correlaciones entre el D_{st} y el campo eléctrico convectado por el viento solar (E_y) se mantiene alta cuando las TGs son debidas a la interacción de la magnetosfera con la EMCI ($CC=-0.88$), o cuando son debidas a la combinación de la funda y la eyecta ($CC=-0.95$), pero esta correlación desaparece cuando las TG se deben únicamente a la interacción de la magnetosfera con la funda detrás del choque ($CC=-0.44$). En contraste, encontramos que cuando para TGs causadas por la funda, existe una alta correlación entre el índice D_{st} y la suma total del campo E_y durante el tiempo de interacción (ΣE_y) ($CC=-0.89$). Estos resultados sugieren una respuesta distinta de la magnetosfera a las diferentes secciones del sistema choque-EMCI.

4.1. Geomagnetic Storms produced by shocks and ICMEs

Veronica Ontiveros & J. Americo Gonzalez-Esparza.

Journal of Geophysical Research, 2010 (accepted).

Abstract

We performed an event by event study of 47 Geomagnetic Storms (GSs) occurred during the ascending phase of solar cycle 23. All the GS are associated with the passage of a shock and an interplanetary coronal mass ejection (ICME). For each event, we identified the section in the interplanetary (IP) medium causing the GS (the sheath behind the shock, the main body of the ICME or the combination of both). On average, the most intense GSs are caused by sheaths, followed by combinations sheath-ICME, and by ICMEs. We obtained the correlation coefficients between the intensity of each GS (minimum D_{st}) and several solar wind parameters. We found that the well known correlation between the GS intensity and the solar wind convected electric field, E_y stands for the GSs caused by ICMEs ($CC=-0.88$), and sheath-ICME combinations ($CC=-0.95$), but it is very low for the GSs caused by sheaths ($CC=-0.44$). In contrast, we found a very good correlation between the GSs caused by sheaths and the total convected electric field (ΣE_y) ($CC=-0.89$). On the other hand, we estimated the total perpendicular pressure (P_t) for each IP event associated with the GSs, and identified the three different types of P_t profiles. The most intense GSs are related with IP events having a P_t profile=1,

but moderate and less intense storms are associated with the three Pt profiles. The correlations between the D_{st} and the solar wind parameters results that the CCs decrease significantly for IP events having a Pt profile=3.

4.1.1. Introduction

Geomagnetic storms (GSs) are caused by solar wind structures impacting and injecting material into the magnetosphere. In general, moderate and intense GSs are mainly related with the passing Interplanetary Coronal Mass Ejections (ICMEs) driving shock waves [e.g. 30 Russell et al., 1974; Echer and Gonzalez, 2004; Echer et al., 2008]. Based on in-situ observations we identify three sections in the large scale structure of a shock-ICME event associated with the origin of a GS: (1) the interplanetary (IP) shock wave, (2) the sheath region behind the shock, and (3) the main body of the ICME. When the interplanetary magnetic field associated with the sheath or in the ICME is anti-parallel respect to the Earth's magnetic field, there is a magnetic reconnection process that injects and accelerates particles into the inner magnetosphere resulting in a ring current enhancement. This current induces a magnetic field aligned in opposite direction of the Earth's magnetic field at equatorial and mid latitudes, causing a depression in its horizontal component, B_H , which is the main signature of a GS. The disturbance storm time index, D_{st} , measures the intensity of the GS and is a proxy of the energy injection by the solar wind disturbance into the ring current [Gonzalez et al., 1994 and references therein].

A typical GS associated with the passing of a shock and its ICME has three sections: a sudden storm commencement, characterized by an abrupt D_{st} increment due to the compression of the magnetosphere by the shock wave hitting the Earth environment; the main phase, where D_{st} decreases due to the ring current enhancement; and finally the D_{st} recovery phase that can last up to several days. Figures 4.1, 4.2 and 4.3 show examples of GSs caused by shock-ICME events, where we can recognize the three shock-ICME sections and the three GS phases that we commented on before. From left to right, the first solid line set the shock passage in the solar wind and the sudden storm commencement in the D_{st} index. The dash lines show the start and final times for the passage of the ICME accordingly with Cane and Richardson [2003], and the dotted lines at the bottom panel show the GS main phase interval in the D_{st} index.

Figure 4.1 shows the GS on October 22nd, 1999; an event analysed in detail by Dal Lago et al. [2006]. It can be inferred from the plots that this GS was caused by

the trailing part of the ICME, where the source of B_s is a fast stream following the ICME. They pointed out how this interaction leads to a very intense GS, despite the solar source of the ICME is an average-speed CME. Figure 4.2 shows an intense GS on August 12th, 2000. This GS was caused by the combination sheath-ICME, where the low beta plasma parameter and the rotation of the B_z component indicate the passage of a magnetic cloud. Finally, Figure 4.3 shows an intense GS on April 7th, 2000. This GS was caused by the sheath which has an important B_z south component just after the passage of the shock.

There are several statistical studies of the geoeffectiveness of IP disturbances. Echer et al. [2008] concluded that magnetic clouds driving fast shocks are the most geoeffective events causing about 48 % of the intense GS over the raising phase of solar cycle 23. Huttunen et al. [2002] analyzed 111 GSs for the same period finding that 32 % of its moderate storms are associated with the passage of an ICME and 50 % of the intense ones are due to the combination of the sheath and ICME driving the shock. On the other hand, the minimum value reached by the D_{st} (regardless of the shock-ICME section causing the GS) is well correlated with two parameters: (1) the south component of the magnetic field, B_s , and (2) the electric field convected by the solar wind, $E_y = VB_s$, over the interaction time [e.g. Russell et al., 1974; Gonzalez and Tsurutani, 1987].

Wang et al. [2003], found for 105 GSs a correlation coefficient of 0.92 between the D_{st} and E_y , and also that a combination of values of $\langle Bs \rangle > 3$ nT and interaction time > 1 hr lead to moderate GSs (-50 nT $> D_{st} > -100$ nT); whereas a combination of values of $\langle Bs \rangle > 6$ nT and interaction time > 3 lead to intense ones ($D_{st} \leq -100$ nT). Similar values and correlations have been found by several authors [e.g. Wu and Lepping, 2002; Echer et al., 2008]. In the case of the energy injection rate, Vieira et al. [2004] analyzed 20 intense GSs finding that the GSs caused by sheath fields evolves faster than the ones caused by the main body of the ICME. This result suggests a different response of the magnetosphere regarding of the energy injection rate (E_y /interaction time).

The total perpendicular pressure [$Pt = B^2 / (2\mu_o) + \sum_j n_j k T_{perp,j}$, where j represents proton, electron and α particles] can be used to identify the passing of a shock-ICME through the Earth's environment and could give us an approximation of the shock-ICME crossing line by the spacecraft [Russell et al., 2005]. The Pt profiles can be organized in three groups which may indicate the crossing around the shock-ICME nose, offset from the shock-ICME central part, or through the flank of the shock [Jian et al., 2006]. Therefore it is interesting to investigate the relationship between the Pt

profiles of the shock-ICME events and their geoeffectiveness.

The aim of this paper is to perform a case by case study of GSs produced by shocks and ICMEs to analyze how the sections of the shock-ICME event are related with the minimum D_{st} , and how these are related with their Pt profiles.

4.1.2. Event Selection and Methodology

In order to select single GSs caused by only one shock-ICME event, we took the D_{st} final values from the World Data Center for Geomagnetism, the list of ICMEs identified by Cane and Richardson [2003], and the list of IP shocks detected by ACE [http://www-ssg.sr.unh.edu/mag/ace/ACELists/obs_list.html]. From the D_{st} database, we identified 110 moderate GSs, and 51 intense GSs occurred from June, 1998 to August, 2002. From these 161 events we choose all those which satisfied our criteria selection, to know:

- The geomagnetic storm has a sudden storm commencement undoubtedly associated with an IP shock passage as observed by ACE spacecraft.
- The IP shock is part of a shock-ICME system, where the ICME is reported by Cane and Richardson (2006).
- There are available plasma and magnetic field parameters (observed by ACE) before, during and after the ICME system passage.

Finally, we discarded those cases where (1) we found more than one GSs associated with the same shock-ICME structure, and (2) the D_{st} did not reach a value lower than the one before the IP shock arrival. Under these considerations, the final set of events in our study consists of 47 GSs: 17 moderate and 30 intense.

For each event we identified the section of the shock-ICME event associated with the main phase of the GS. The main phase starts when the D_{st} decreases to lower values than the ones previous to the sudden storm commencement and it ends where the D_{st} reaches its minimum value. The duration of the main phase defines the interaction time.

In order to correlate the in-situ spacecraft measurements and the magnetic ground observations we need to take into account the delay time that relates both observations.

It has been proposed by Gonzalez and Echer [2005], a 2 hour delay time according to their study on correlating the peak of maximum B_s in the solar wind and the minimum D_{st} . However, the delay time varies on a case by case according to the position of the spacecraft and the speed of the solar wind perturbation. In this case by case study we define the delay time as the interval between the IP shock passage at the spacecraft and the sudden storm commencement measured by the D_{st} . The delay time is different for each GS and can go from 20 minutes up to one hour. The interval between the two solid lines in Figures 4.1-4.3 (the passing of the shock and the sudden storm commencement at the ground) defines the delay time between the two observations. Using this delay time we shifted the interaction time to the solar wind data from the shock passage. The dotted lines in Figures 4.1-4.3 show the interaction time in the solar wind data and the GS main phase interval in the D_{st} . Once the data is shifted and plotted together, we can recognize the geoeffective section in the IP structure. The geoeffectiveness of the shock-ICME system could come either from the sheath section, the ICME section, or a combination of both. Figure 4.1 shows a GS caused by the trailing part of the ICME, Figure 4.2 shows a GS caused by the combination sheath-ICME, and Figure 4.3 shows a GS caused by the sheath.

We also analyzed the Pt profile of all the shock-ICME events and classified them as group 1, 2 or 3 following the Russell et al. [2005] description. In group 1, Pt increases rapidly at the sheath and piles up to a central maximum in the later magnetic obstacle. According to them this group would correspond to a crossing close to the nose of the shock-ICME. In group 2, Pt presents a rapid rise at the sheath, then a pressure plateau and much later return to earlier lower pressure values. This group would correspond to a crossing offset from the nose, that results in a flat pressure profile in the center that can be followed by a decrease or increase at the trailing part. In group 3, Pt presents a monotonic decrease of the pressure profile and would correspond to a crossing at the flank of the shock. In principle, according to the former interpretation, and since all our events have ICME signatures following the shock, we would expect very few Pt group 3 events in our study. The three Pt profiles are shown in Figures 4.1-4.3: Figure 4.1 is a group 2, Figure 4.2 is a group 1 Pt , and Figure 4.3 is a group 3 example where the value decreases fast after the shock passage and gets minimal values inside the ICME.

Table 4.1 shows the list of the 47 events selected (17 moderate and 30 intense GSs). Column 1 is the number of event, columns 2 to 5 are the date and hour of the minimum D_{st} for each GS; column 6 is the cause of the GS in the IP medium (sheath, ICME or the combination of both) and column 7 is the corresponding group for the Pt profile.

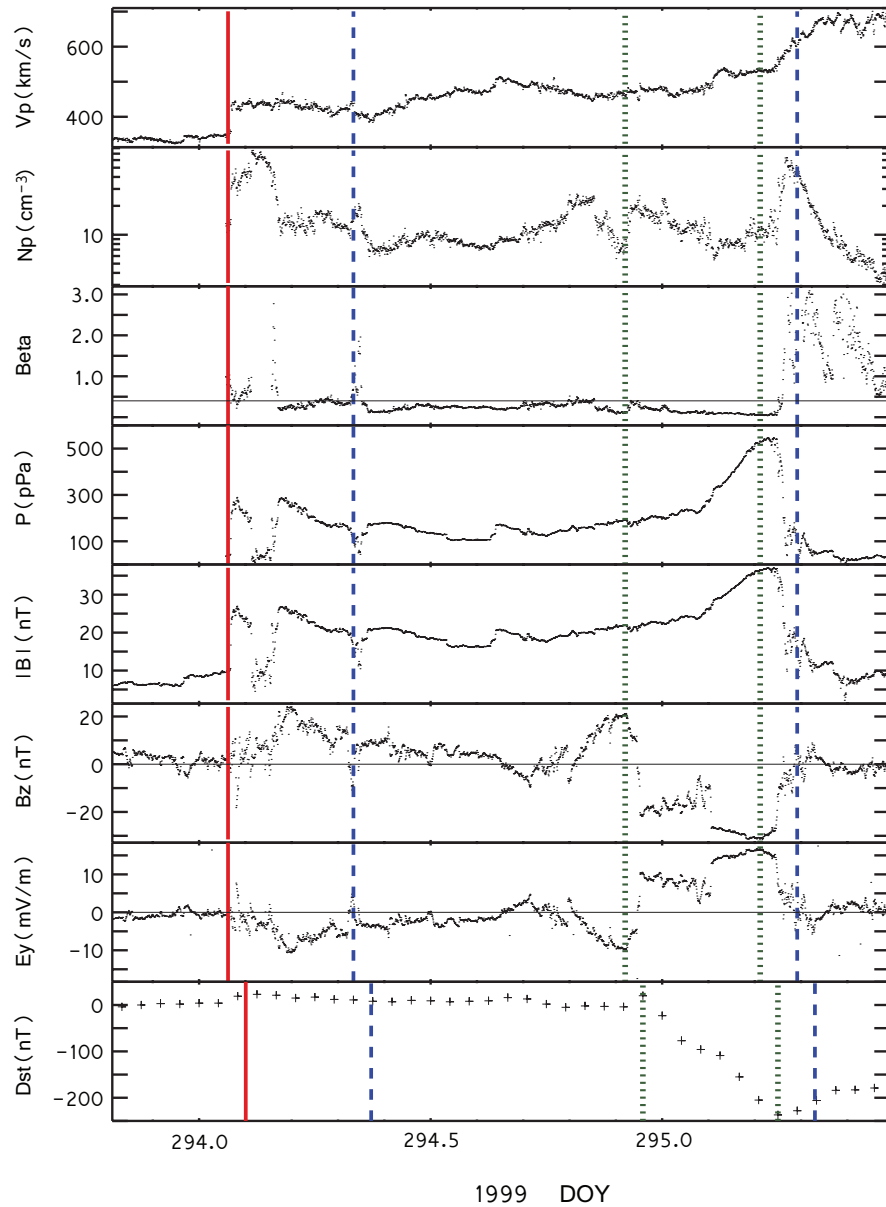


Fig. 4.1: Plasma parameters at 1 AU observed by ACE compared with the D_{st} index. The solid line is the shock passage in the IP medium and the SSC in the D_{st} . The dashed lines are the start and end of the ICME as reported by Cane and Richardson. [2003]. The dotted lines denote the interval for the main phase of the GS. This is an Example of a GS caused by an ICME, with pressure profile in group 2.

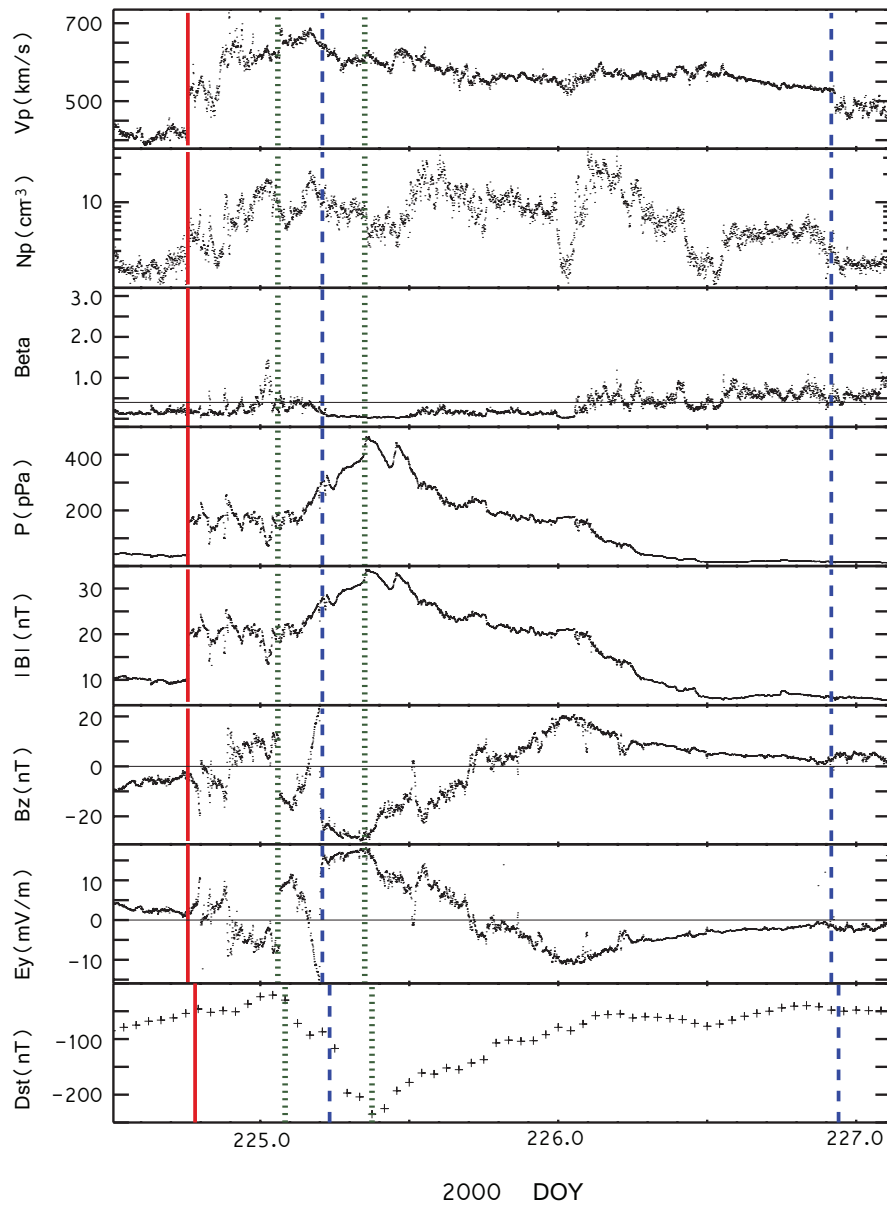


Fig. 4.2: Plasma parameters at 1 AU observed by ACE compared with the D_{st} index. The solid line is the shock passage in the IP medium and the SSC in the D_{st} . The dashed lines are the start and end of the ICME as reported by Cane and Richardson. [2003]. The dotted lines denote the interval for the main phase of the GS. This is an example of a GS caused by the sheath-ICME, with pressure profile in group 1.

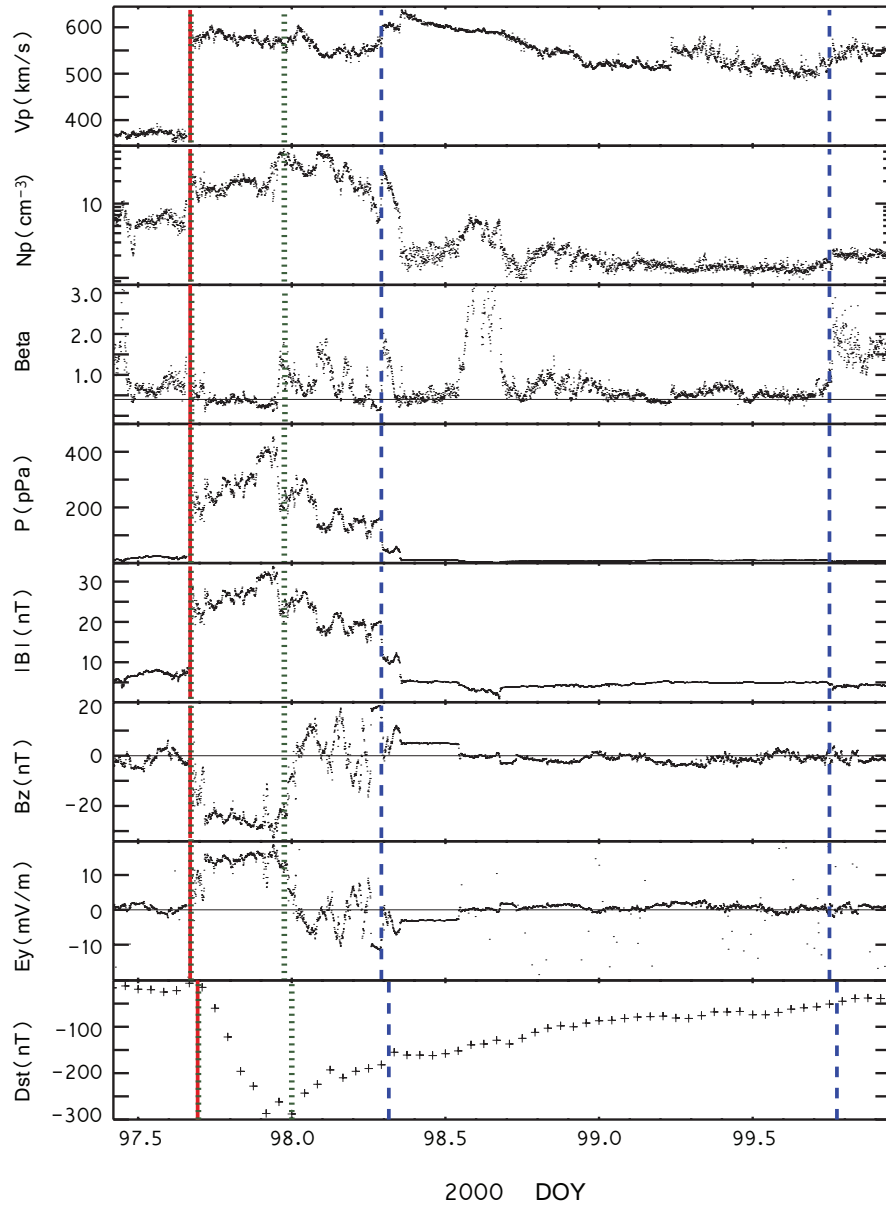


Fig. 4.3: Plasma parameters at 1 AU observed by ACE compared with the D_{st} index. The solid line is the shock passage in the IP medium and the SSC in the D_{st} . The dashed lines are the start and end of the ICME as reported by Cane and Richardson. [2003]. The dotted lines denote the interval for the main phase of the GS. This is an example of a GS caused by the sheath, with pressure profile in group 3.

4.1.3. Results and Discussion

The 30 intense GSs we selected correspond to almost 60 % of the original sample (51 events). Having more than one half of the total intense events, we assume that our set is representative of the intense GSs. To reinforce this point, we run a simple Kosmogorov-Smirnov test, a statistical method for comparing two samples, that works fine both in small and large amount of events [James, 2006 and references therein]. Comparing the goodness of fit between the Dst distribution for the original 51 intense GS with the Dst distribution of the 30 GS we selected, we obtained that the maximum difference between the cumulative distributions is $D = 0.0588$. This low value is telling us that there is a very high confidence of our selected events are indeed representative of the total intense GSs observed.

On the other hand, the 17 moderate storms in our set correspond to just a few percent (15 %) of the total number of events observed (110). This selection might not be representative of all the moderate GS, but it is also true that this was expected since it is common that moderate GS are caused by other IP structures [e.g. Russell et al., 1974; Echer and Gonzalez , 2004].

Figure 4.4 presents histograms showing the relationship between the Dst minimum and the IP sections causing the GSs. The number of GSs caused by ICMEs (44.6 %) is comparable with the ones caused by sheaths (38.3 %), whereas the GSs caused by the combination of both is a minor fraction (17 %). Figure 4.4a shows that there is not any trend in moderate or intense GSs but they seem to be caused by the three IP sections. The average of the Dst minima of the GSs caused by sheaths is -139 ± 62 nT; of the GSs caused by combinations sheath-ICME is -131 ± 61 nT; and of the GSs caused by ICMEs is -105 ± 45 nT. However, the 5 most intense GSs in the study ($Dst < -200$ nT) were caused by the three IP sections. In Figures 4.4b,c,d we separate the GSs by their IP causes indicating the distribution of their Pt profiles. Figure 4.4c shows that 7 out of the 8 GSs caused by combinations sheath-ICME have $Pt = 1$.

From the solar wind parameters observed in-situ by ACE, we obtained average and maximum values of the south component of the IP magnetic field, B_s , and the convected electric field, $E_y = VB_s$, during the interaction time. Figure 4.5 shows the dispersion plot for D_{st} vs the maximum of E_y , which is probably the most well known correlation. From top to bottom, the first panel shows all the GSs where the symbol code is: (Δ) GSs caused by sheaths, (\times) by ICMEs, and ($*$) by sheaths-ICMEs. We do not find a high correlation coefficient (CC) between the D_{st} and $\max E_y$ ($CC = -0,64$). This

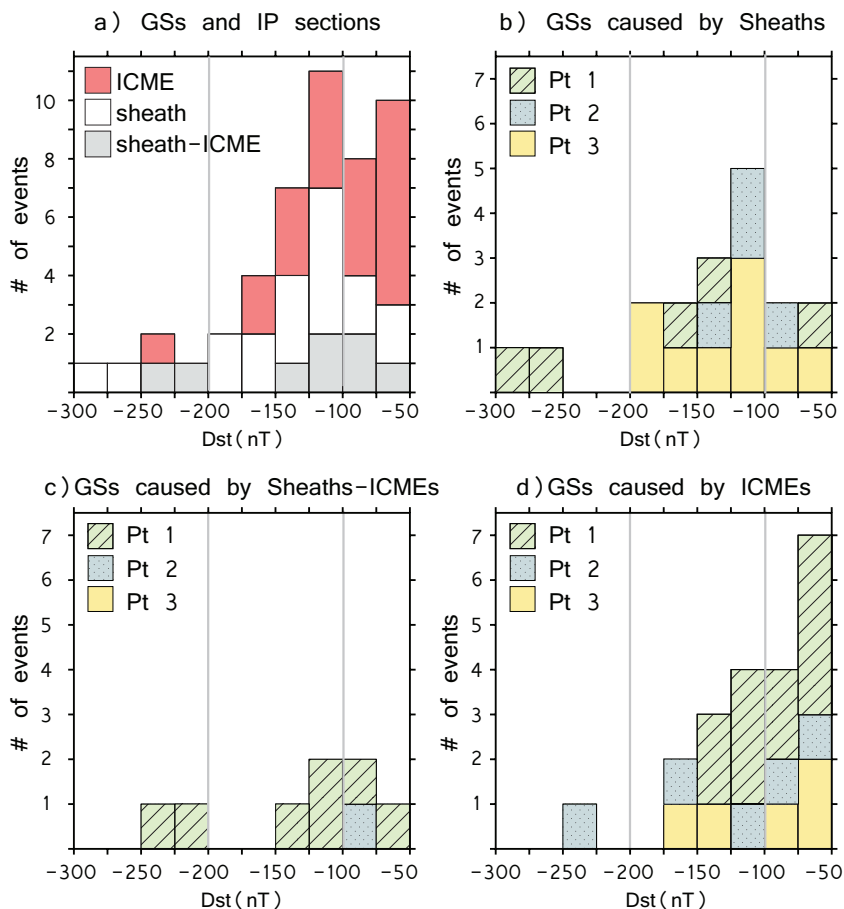


Fig. 4.4: Distribution frequency of the intensity of the GSs and their IP causes. a) all the events, b) GSs caused by sheaths; c) GSs caused by sheath-ICME combinations; d) GSs caused by ICMEs. The last three panels show the distributions for their *Pt* profiles.

result is lower than previous studies, e.g., the one obtained by Wu and Lepping [2002] ($CC=0.79$), where their study was restricted to a set of 35 geoeffective magnetic clouds occurred between 1995-1998. However, the results of CC s modify when the IP section causing the GS is taken in account. The second, third and fourth panels in Figure 5 separate the 47 GSs by its IP cause: sheath, ICME, or sheath-ICME combination (the symbol code refers to their Pt profiles: (\diamond) Pt = 1, (+) Pt = 2, and (square) Pt = 3). In this case, the GSs caused by ICMEs or sheath-ICME combinations present high correlations ($CC=-0.88$ & $CC=-0.95$ respectively), which in fact are higher than the result by Wu and Lepping commented on before.

The result that called our attention is the low correlation between the D_{st} and $\max E_y$ for the GSs caused by sheaths ($CC=-0.44$). Wondering about this, we tried correlations with different parameters, in particular, ΣE_y , which is defined as the sum of E_y through the interaction time. We considered only the E_y positive values since this component is partly responsible for the ring current injection [e.g. Burton et al., 1975; Gonzalez and Tsurutani, 1987]. In addition, after an eye inspection of the plots, we are confident that the E_y negative values do not last long enough for a significant recovery of the D_{st} during the main phase of each storm.

Figure 4.6 shows the dispersion plots for D_{st} vs ΣE_y , in the same format as Figure 4.5. We find a very good correlation ($CC=-.89$) for the GSs caused by sheaths (second panel). In contrast, there are lower correlations for the GSs caused by sheath-ICMEs ($CC=-0.62$), and for those caused by ICMEs ($CC=-0.65$).

These results suggest to us that the magnetosphere is responding differently to sheaths than to ICMEs and the differences in the CC s for GS caused by sheaths is a consequence of this phenomena. It is certainly a very interesting finding although the different response should perhaps be expected given that the sheaths have different properties than the ICMEs components (e.g., higher turbulence, higher dynamic pressure). We plan to pursue this further in a future paper.

Table 4.2 summarizes the correlation coefficients (CC s) between the D_{st} and several parameters in the shock-ICME events. Column 1 indicates the CC s of D_{st} with respect to the maximum and average values of B_s and E_y during the interaction time, and with respect to $\Sigma E_y/\text{interactiontime}$, which is a proxy of the rate of energy injected to the interior of the magnetosphere by the total convected electric field over the interaction time. Columns 2 to 4 show the CC s when the GSs are separated in their IP causes. The GSs caused by ICMEs and sheath-ICME combinations show very similar results of CC s

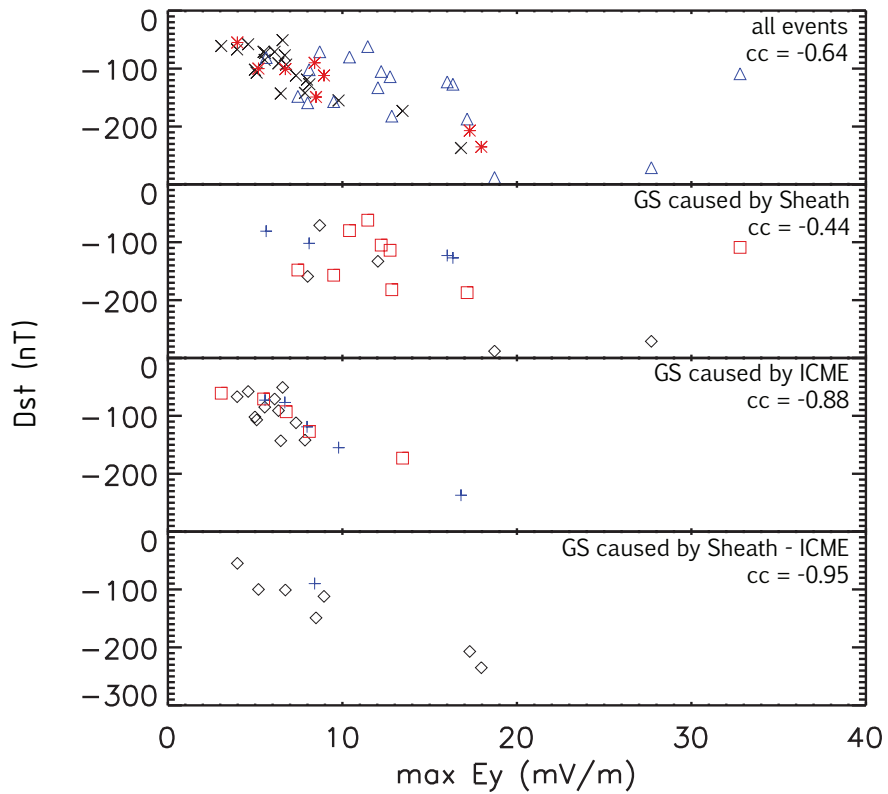


Fig. 4.5: Dispersion plot for max E_y vs D_{st} . From top to bottom:(a) all events, (b) GSs caused by sheath, (c) GS caused by ICME, (d) GS caused by sheath-ICME.

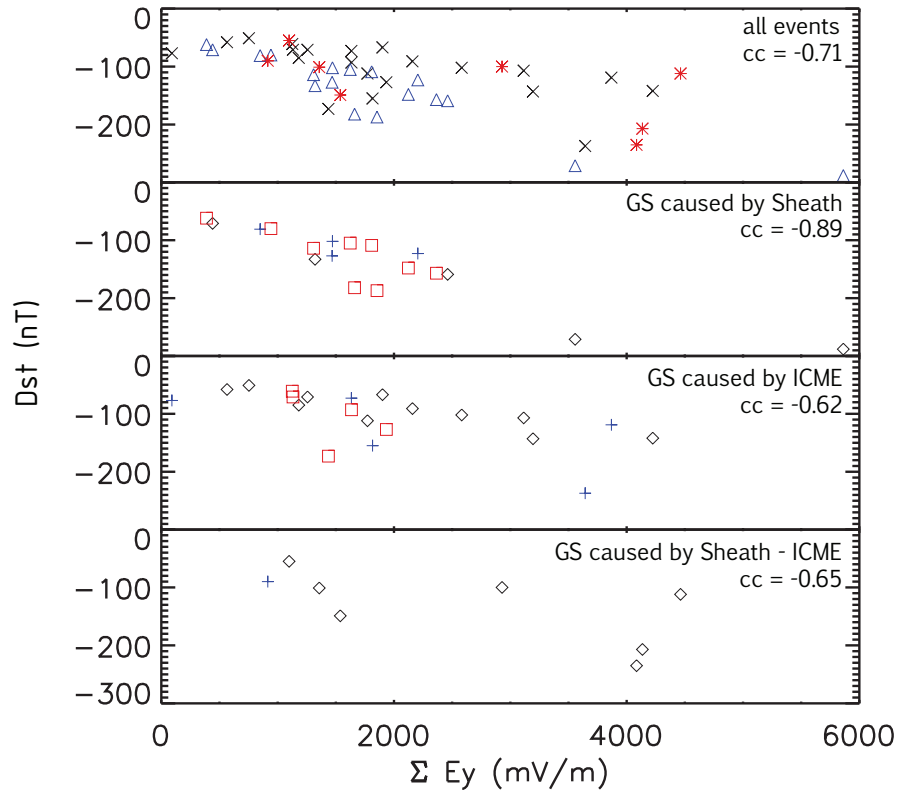


Fig. 4.6: Dispersion plot for ΣE_y vs D_{st} . From top to bottom:(a) all events, (b) GSs caused by sheath, (c) GS caused by ICME, (d) GS caused by sheath-ICME.

for the different parameters, where the highest correlations are for the maximum and average of the B_s and E_y components. This result is expected since the very existence of the south component of the magnetic field is a requirement for the magnetic reconnection, and the convected electric field increases the ring current. What is interesting is that the GSs caused by sheaths (the most intense GSs subset in our study) show a different behavior and, as commented above in Figures 5-6, these GSs only present a good CC with ΣE_y . This variation of the CCs suggest different responses of the magnetosphere depending on the IP event causing the GS. The accumulated convected electric field ΣE_y is a better parameter for the GSs caused by sheaths.

Figure 4.7 presents a series of histograms to study the relationship between the Dst minimum and the Pt profiles associated with the GSs. The relevance of this relationship lies on the fact that the Pt profile does not depend on the interaction time, and can be measured in-situ independently from the GS. Figure 4.7a shows that about half (48.9 %) of the GSs were associated with shock-ICME events having a $Pt = 1$, which could mean that, in these cases the magnetosphere was impacted by the nose region of the shock-ICME event. The average of the Dst minima related with these GSs with $Pt = 1$ is -126 ± 67 nT. The 21.3 % of the GSs have $Pt = 2$ and their average of the Dst minima is -118 ± 49 nT; and the 29.8 % of the GSs have $Pt = 3$ and the average of their Dst minima is -119 ± 44 nT. For those moderate and intense GSs with a minimum $Dst > -200$ nT, we do not find any clear trend between the Pt profiles and the GS intensities; however, 4 out of the 5 super-storms in the study ($Dst \leq -200$ nT) have $Pt = 1$. It has to be considered that the pressure profile groups distribution might be biased by the criteria of the event selection, therefore, the pressure profile analysis is complementary, but it is not conclusive. However, this could be a favorable good suggestion for looking the most intense GSs among those caused by IP structures with $Pt = 1$ profile.

In Figures 4.7b,c,d we separate the GSs by their Pt profiles indicating the distribution of their IP causes. Figure 7b shows the distribution of GSs with $Pt = 1$. We find the three IP causes for moderate and intense GSs with $Dst > -150$ nT, but in the case of the 4 most intense ones ($Dst < -200$ nT) they were caused by sheaths (2 events) or combination of sheaths-ICMEs only (2 events). This last result agrees with previous studies where it has been found that the compressed sheath field leads to intense GSs [e.g Tsurutani et al., 245 1992; Jurac et al., 2002], as well as fast ejectas (in particular magnetic clouds) driving shocks [e.g. Echer et al., 2008].

Figure 4.7c shows the distribution of GSs with $Pt = 2$. In this case there is only

one GS (out of ten) caused by a combination sheath-ICME. Figure 4.7d shows the GSs with $Pt = 3$. All the GSs with $Pt = 3$ have Dst minima > -200 nT, and there are not GSs caused by sheath-ICME combination.

In general, since all the events have ICME signatures, we would expect that this group to be small in the data set but it is about 1/3 of the events. It might be contradictory if we had used the total pressure profiles to identify the passage of the ICMEs, but our ICME selection comes from the Cane and Richardson [2003] observed ICMEs list, whereas the pressure profiles are used only to approach the line of crossing. This is just one more confirmation that ICME detection strongly depends on the solar wind parameters selected.

Table 4.3 reports the CCs of the GSs separated in the three groups of pressure profiles Pt . The GSs with $Pt = 1$ have good (higher than 0.8) CCs with $max B_s$, $max E_y$ and $\langle E_y \rangle$, whereas the GSs with $Pt = 2$ have good CCs with $max \langle B_s \rangle$, $\langle E_y \rangle$ and $\Sigma E_y / interactiontime$, all these CCs are comparable with the ones found when considering the ICME or shock-ICME as the cause the GS. On the other hand, the GSs with $Pt = 3$ show lower CCs than the ones for $Pt = 1$ and $Pt = 2$ for 4 out of the 6 IP parameters.

4.1.4. Summary and Conclusions

We study a set of 47 GSs associated with the passage of an ICME and its driven shock. We calculate different correlations between the intensity of the GSs with plasma, magnetic and electric field parameters. The correlation coefficients vary taking into account the three sections causing the main phase of the GS: (1) the sheath behind the shock, (2) the main body of the ICME, or (3) the combination of both.

GSs caused by ICMEs or sheath-ICME combinations are well correlated with the maximum and average value of the magnetic field south component B_s and the convected electric field E_y estimated over the interaction time. However, GSs caused by sheaths show low correlations with the same parameters, but they have good correlation with the accumulated field, ΣE_y , during the interaction time.

We used the total perpendicular pressure Pt profile criteria of Russell et al. [2005] to study its relationship with the GS intensities. This profile can be used to approximate the line crossing of the spacecraft through the ICME. In general, the most intense GSs are

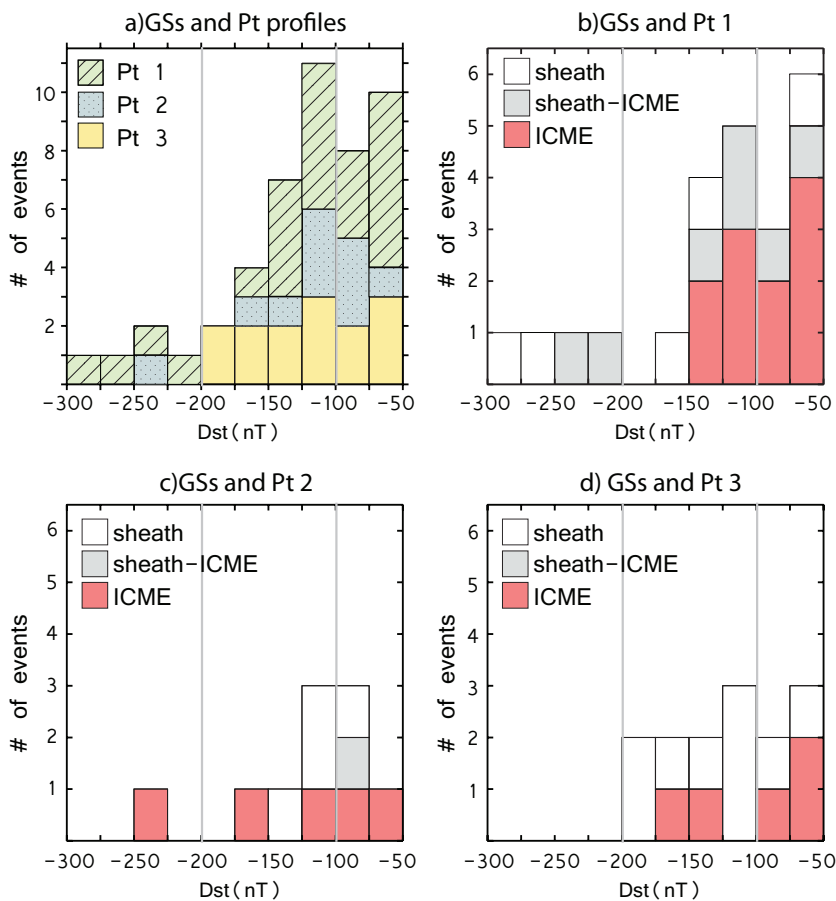


Fig. 4.7: Distribution frequency of the intensity of the GSs and their *Pt* profiles. a) all the events, b) GSs caused by *Pt1*; c) GSs caused by *Pt2*; d) GSs caused by *Pt3*. The last three panels show the distributions for their IP cause.

related with IP events having a Pt profile=1. Those IP events having a Pt profile=1,2 tend to increase the correlations coefficients between the D_{st} index and the solar wind parameters, whereas the IP events with $Pt = 3$ tend to decrease the same correlations. This suggest that the crossing of the IP structure through its nose or its flank affects the way that the magnetosphere responses to the IP structures.

V. Ontiveros thanks CONACyT for her PhD grant. J.A. Gonzalez-Esparza is grateful for the financial support by the CONACyT 48494 and PA234 PIIT IN105310 projects.

References

Burton, R. K., McPherron, R. L. and Russell, C. T. (1975), An empirical relationship between interplanetary conditions and D_{st} , *Journal of Geophysical Research*, 80, 4204-4214, doi:10.1029/JA080i031p04204.

Cane, H. V. and I. G Richardson (2003), Interplanetary coronal mass ejections in the near- Earth solar wind during 1996-2002, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 108.

Dal Lago, A., Gonzalez, W. D., Balmaceda, L. A., Vieira, L. E. A., Echer, E., Guarnieri, F. L., Santos, J., da Silva, M. R., de Lucas, A., Clua de Gonzalez, A. L., Schwenn, R., and Schuch, N. J.,(2006), The 17-22 October (1999) solar-interplanetary-geomagnetic event: Very intense geomagnetic storm associated with a pressure balance between interplanetary coronal mass ejection and a high-speed stream, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 111(A10),7.

Echer, E. and Gonzalez, W. D. (2004), Geoeffectiveness of interplanetary shocks, magnetic clouds, sector boundary crossings and their combined occurrence, *Geophysical Research Letters*, 31, 9808

Echer, E., Gonzalez, W. D., Tsurutani, B. T. and Gonzalez, A. L. C.,(2008), Interplanetary conditions causing intense geomagnetic storms ($D_{st} = -100$ nT) during solar cycle 23 (1996-2006) , *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 113, 5221.

Gonzalez, W. D., Joselyn, J. A., Kamide, Y., Kroehl, H. W., Rostoker, G., Tsuru-

tani, B. T. and Vasylunas, V. M., (1994), *What is a geomagnetic storm?*, *Journal of Geophysical Research*, 99, 5771-5792.

Gonzalez, W. D. and Tsurutani, B. T. (1987), *Criteria of interplanetary parameters causing intense magnetic storms (Dst of less than -100 nT)*, *Planetary and Space Science*, 35, 1101-1109.

Gonzalez, W. D. and Echer, E. (2005), *A study on the peak Dst and peak negative Bz relationship during intense geomagnetic storms*, *Geophysical Research Letters*, 32, 18103.

Huttunen, K. E. J., H. E. J. Koskinen, and R. Schwenn (2002), *Variability of magnetospheric storms driven by different solar wind perturbations*, *Journal of Geophysical Research*, 107(A7), 1121, doi:10.1029/2001JA900171.

James, F. (2006), *Statistical Methods in Experimental Physics (2nd edition)*, World Scientific Publishing Co. Ptc. Ltd, ISBN 981-256-795-X.

Jian, L., Russell, C. T., Luhmann, J. G. and Skoug, R. M., (2003), *Properties of Interplanetary Coronal Mass Ejections at One AU During 1995, 2004*, *Solar Physics*, 239, 393-436.

Jurac, S., Kasper, J. C., Richardson, J. D. and Lazarus, A. J. (2002), *Geomagnetic disturbances and their relationship to Interplanetary shock parameters*, *Geophysical Research Letters*, 29, 10, 1463

Russell, C. T., McPherron, R. L. and Burton, R. K. (1974), *On the cause of geomagnetic storms*, *Journal of Geophysical Research*, 79, 1105-1109.

Russell, C. T., Shinde, A. A. and Jian, L. (2005), *A new parameter to define interplanetary coronal mass ejections*, *Advances in Space Research*, 35, 2178-2184.

Tsurutani, B. T., Lee, Y. T., Gonzalez, W. D. and Tang, F. (1992), *Great magnetic storms*, *Geophysical Research Letters*, 19, 1, 73-76

Vieira, L. E. A., Gonzalez, W. D., Echer, E. and Tsurutani, B. T., (2004), *Storm-intensity criteria for several classes of the driving interplanetary structures*, *Solar Physics*, 223, 245-258.

Wang, Y., Shen, C. L., Wang, S. and Ye, P. Z., (2003), *An empirical formula relating the geomagnetic storm's intensity to the interplanetary parameters: -VBz and delta t*, *Geophysical Research Letters*, 30, 2-1.

Wu, C.-C. and Lepping, R. P. (2002), *Effects of magnetic clouds on the occurrence of geomagnetic storms: The first 4 years of Wind*, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107, 19-1.

Tab. 4.1: The 47 GS. The date and hour reported are for the time of min D_{st} .

ev	year	month	day	hr	min Dst	IP cuase	pressure profile
1	1998	Jun	14	10	-55	Sh-ICME	1
2	1998	Jun	26	4	-101	Sh-ICME	1
3	1998	Aug	20	20	-67	ICME	1
4	1998	Aug	27	9	-155	ICME	2
5	1998	Sep	25	9	-207	Sh-ICME	1
6	1998	Oct	19	15	-112	Sh-ICME	1
7	1998	Nov	9	17	-142	ICME	1
8	1999	Jan	13	23	-112	ICME	1
9	1999	Feb	18	9	-123	Sheath	2
10	1999	Mar	10	8	-81	Sheath	2
11	1999	Apr	17	7	-91	ICME	1
12	1999	Sep	22	23	-173	ICME	3
13	1999	Oct	22	6	-237	ICME	2
14	1999	Dec	13	9	-85	ICME	1
15	2000	Feb	12	11	-133	Sheath	1
16	2000	Apr	7	0	-288	Sheath	1
17	2000	Jun	8	19	-90	Sh-ICME	2
18	2000	Jul	20	9	-93	ICME	3
19	2000	Jul	29	11	-71	ICME	3
20	2000	Aug	12	9	-235	Sh-ICME	1
21	2000	Oct	4	20	-143	ICME	1
22	2000	Oct	5	13	-182	Sheath	3
23	2000	Oct	14	14	-107	ICME	1
24	2000	Oct	29	3	-127	ICME	3
25	2000	Nov	6	21	-159	Sheath	1
26	2000	Nov	27	1	-80	Sheath	3
27	2000	Nov	29	13	-119	ICME	2
28	2001	Jan	24	18	-61	ICME	3
29	2001	Mar	5	2	-73	ICME	2
30	2001	Mar	20	13	-149	Sh-ICME	1
31	2001	Apr	9	6	-62	Sheath	3
32	2001	Apr	11	23	-271	Sheath	1
33	2001	Apr	13	15	-77	ICME	2
34	2001	Apr	18	6	-114	Sheath	3
35	2001	Apr	22	15	-102	ICME	1
36	2001	Aug	17	21	-105	Sheath	3
37	2001	Oct	1	8	-148	Sheath	3
38	2001	Oct	12	12	-71	Sheath	1
39	2001	Oct	21	21	-187	Sheath	3
40	2001	Oct	28	11	-157	Sheath	3
41	2001	Dec	30	5	-58	ICME	1
42	2002	Mar	1	1	-71	ICME	1
43	2002	Mar	24	9	-100	Sh-ICME	1
44	2002	Apr	18	7	-127	Sheath	2
45	2002	May	23	17	-109	Sheath	3
46	2002	Aug	1	13	-51	ICME	1
47	2002	Aug	2	5	-102	Sheath	2

Tab. 4.2: Correlation coefficients between the min D_{st} and several parameters in the solar wind, and its values for the three sections causing the GSs.

D_{st} vs	caused by			
	all events	Sheath	ICME	Sh-ICME
max B_s	-0.68	-0.50	-0.81	-0.89
$\langle B_s \rangle$	-0.61	-0.35	-0.76	-0.70
max E_y	-0.64	-0.44	-0.88	-0.95
$\langle E_y \rangle$	-0.66	-0.30	-0.88	-0.93
ΣE_y	-0.71	-0.89	-0.62	-0.65
$\Sigma E_y/IT$	-0.75	-0.54	-0.85	-0.91

Tab. 4.3: Correlation coefficients between the min D_{st} and several parameters in the solar wind, and its values for the total perpendicular pressure profiles of the shocks-ICMEs.

D_{st} vs	Pressure Profile		
	group		
	1	2	3
max B_s	-0.87	-0.69	-0.43
$\langle B_s \rangle$	-0.63	-0.83	-0.62
max E_y	-0.89	-0.73	-0.26
$\langle E_y \rangle$	-0.80	-0.90	-0.42
ΣE_y	-0.77	-0.69	-0.68
$\Sigma E_y/IT$	-0.75	-0.86	-0.79

CONCLUSIONES GENERALES

Los resultados de este trabajo contribuyen a dos áreas importantes: (1) a la investigación de las propiedades de las ondas de choque cerca de la superficie solar, y (2) a los estudios de geoeffectividad de las ondas de choque en el medio IP.

Ondas de choque impulsadas por EMCs cerca de la superficie solar

Se demostró que las ondas de choque impulsadas por EMCs pueden ser detectadas directamente desde su origen cerca de la superficie solar, bajo el procesamiento y análisis adecuado de imágenes en luz blanca. Se realizó un estudio de evento por evento de 15 EMCs de alta velocidad ($>1500 \text{ km s}^{-1}$) que fueron observadas durante la fase ascendente del ciclo solar 23. Cabe resaltar que este estudio es el de mayor número de eventos en su tipo, y que es la primera vez que se reporta un proxy a la intensidad de la onda de choque obtenido directamente de las imágenes de coronógrafos. Este tipo de análisis podría ser una herramienta muy útil para el pronóstico del clima espacial, ya que estas imágenes son una de las primeras indicaciones de la presencia de EMC y ondas de choque en el medio IP, detectándolas muy cerca de su origen solar. Los resultados más relevantes se resumen a continuación:

- *Las ondas de choque impulsadas por EMCs se pueden observar en imágenes de luz blanca como la emisión tenue pero de gran escala al frente y alrededor de la estructura principal y más brillante de EMCs de alta velocidad.*
- *La visibilidad del choque depende altamente de las estructuras que se encuentren a lo largo de la línea de visión (p.e. eventos previos, streamers).*
- *Durante la fase de mínimo solar, la corona de gran escala permite la mejor visibilidad de las ondas de choque en imágenes de coronógrafos, ésta se da sobre o debajo de los 15° del ecuador solar.*

- *El perfil de densidad observado del frente de la onda de choque es consistente con una geometría de choque de proa.*
- *El cociente de compresión de densidad estimado se puede utilizar como proxy a la intensidad de la onda de choque, y este siempre es menor que 3, consistente con las observaciones in-situ de eventos similares.*
- *Existe una alta dependencia de la intensidad del choque estimada con la energía cinética y el momento de la EMC, lo refuerza la idea de que la firma observada esta directamente relacionada con las propiedades dinámicas de la EMC como se esperaria para una onda de choque.*
- *Es relativamente fácil derivar la dirección de la onda de choque desde dos puntos de vista, pero también es factible hacerlo con una sola imagen utilizando modelos simples como la técnica de forward modeling.*
- *La dirección de la nariz de la onda de choque derivada con la técnica de forward modeling es consistente con la localización de la región fuente de la EMC.*

La conexión entre estos eventos solares y sus repercusiones terrestres está basada en dos de los resultados anteriores: la dirección de propagación y la intensidad de la onda de choque. Sin embargo es necesario llevar a cabo un análisis más a fondo de la evolución en el medio IP de estos eventos y de como su interacción con diferentes estructuras en el viento solar podría alterar la dirección e intensidad de la onda de choque. Este planteamiento rebasa los objetivos de este trabajo, sin embargo la tesis sienta las bases para realizar el estudio en un futuro.

Geoefectividad de ondas de choque asociadas a EMCI

Este trabajo de investigación revela que las TGs generadas por el sistema choque-EMCI puede tener distintos comportamientos dependiendo de la sección asociada a la fase principal de la tormenta. Las TGs que se deben a la funda detrás de la onda de choque se asocian a las tormentas más intensas en nuestro estudio, es por esto que es importante su pronta detección y análisis desde su origen solar. A continuación se resumen los resultados más relevantes del estudio de evento por evento de 47 TGs asociadas al sistema choque-EMCI:

- *Se estableció para cada evento la sección geoefectiva en el sistema: funda, eyecta o funda-eyecta*

- *La mayor parte de las TGs y las más intensas están asociadas a la funda detrás de la onda de choque impulsada.*
- *Las conocidas correlaciones entre el índice Dst y los parámetros de plasma en el viento solar se ven sensiblemente modificados cuando se considera la sección geoefectiva en el sistema.*
- *En particular, el campo eléctrico E_y no presenta una buena correlación con las TG asociadas a las fundas.*
- *El parámetro ΣE_y presenta la mejor correlación con la intensidad de las TG causadas por fundas, y es consistente con las otras causas.*

Finalmente se mostró como varían las correlaciones entre los parámetros del viento solar y la intensidad de las TGs cuando se utiliza el criterio de Russell et al. [2005] para los perfiles de presión total para aproximar la línea de corte de las EMC, encontrando las correlaciones más altas cuando se atraviesa la EMCI cerca de su región central.

Los resultados anteriores apuntan a que las perturbaciones geomagnéticas asociadas a ondas de choque en el medio IP se comportan distinto a aquellas TGs causadas únicamente por EMCIs. Esto es una consecuencia de la respuesta de la magnetosfera a estructuras con distinta dinámica, y por lo tanto debieran ser analizadas bajo distintos parámetros.

Si bien la dirección del campo magnético interplanetario es el parámetro principal para estimar la intensidad de las TGs, estos resultados demuestran que la región por la cual se atraviesa la EMCI podría estar influyendo en las correlaciones usualmente estimadas. Por donde se corta la EMCI al llegar a la Tierra es una característica fuertemente ligada a la región fuente y dirección de propagación que se estima de las observaciones solares, de una manera mucho más simple y confiable que el campo magnético. Los perfiles de presión total podrían ser entonces un indicador complementario para el pronóstico del clima espacial.

Apéndice

A. APROXIMACIÓN MAGNETOHIDRODINÁMICA DEL COMPORTAMIENTO DEL PLASMA

El plasma es un gas ionizado donde las partículas cargadas interactúan con campos electromagnéticos, 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.

La aproximación magnetohidrodinámica (MHD) considera al plasma como un fluido magnetizado y eléctricamente neutro, donde (1) las perturbaciones temporales son lentas y las espaciales de gran escala comparadas con las escalas características del plasma, y (2) el campo eléctrico en su propio marco de referencia, \mathbf{E}' , es nulo.

Los parámetros de uso común en relación a las escalas temporal y espacial del plasma son la frecuencia de oscilación y la longitud de Debye. La frecuencia de oscilación del plasma, (ω_p), se refiere a la frecuencia de pequeñas oscilaciones electrostáticas alrededor de un punto en respuesta a pequeñas separaciones de carga, y está dada por:

$$\omega_p^2 = \frac{ne^2}{\epsilon_0 m} \quad (\text{A.1})$$

La longitud de Debye está relacionado con la alta conductividad eléctrica de los plasmas. Cuando existe 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 (cumpliendo a su vez el requisito

de $\mathbf{E}'=0$). La nube alrededor que apantalla alrededor de una carga se llama Esfera de Debye y el radio de ésta esfera se conoce como la longitud de Debye (λ_D), definida como:

$$\lambda_D \equiv \sqrt{\frac{\epsilon_0 K T_e}{n e^2}} \quad (\text{A.2})$$

Si la dimensión del sistema, L , es mucho mayor que λ_D ($\frac{\lambda_D}{L} \ll 1$), 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. Sin embargo, el apantallamiento de la esfera de Debye sólo es válido si hay una cantidad suficiente de partículas dentro de la esfera. El parámetro de plasma N_D , permite estimar esta cantidad como:

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

$N_D \gg 1$ asegura el comportamiento colectivo del plasma.

Bajo estas consideraciones, la teoría MHD describe confiablemente la dinámica de gran escala del fluido, como parámetros de densidad, temperatura y velocidad del plasma; así como procesos de dependencia temporal como ondas de choque, interacciones de flujos y turbulencia.

Ecuaciones MHD

Las ecuaciones MHD se derivan los principios de la mecánica de fluidos y electromagnetismo. Ya que el conjunto total y su derivación rebasan los alcances de esta unidad, en esta sección sólo se presentan las ecuaciones básicas de estado y conservación, las ecuaciones de Maxwell, donde se puede despreñar la corriente de desplazamiento ($(d\mathbf{E}/dt) \rightarrow 0$), así como ciertos desarrollos que permiten dar una base teórica a los procesos relevantes para el estudio de la formación de las EMCs y su evolución en el medio IP.

Ecuación de estado:

$$p = R\rho T = nk_B T \quad (\text{A.4})$$

donde p es la presión del plasma, R es la constante universal de los gases, n es el número de partículas por unidad de volumen, y k_B es la constante de Boltzmann. La densidad de masa, ρ , puede escribirse en términos de n y la masa promedio de las partículas, \bar{m} , como:

$$\rho = n\bar{m} \quad (\text{A.5})$$

Ecuación de conservación de masa:

$$\frac{d\rho}{dt} \equiv \frac{\partial\rho}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla\rho = -\rho\nabla \cdot \mathbf{v} \quad (\text{A.6})$$

donde \mathbf{v} es la velocidad de bulto y la derivada convectiva, d/dt , representa el cambio con respecto al tiempo de un elemento de plasma.

Ecuación de conservación de momento:

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \nabla \cdot \mathbf{S} + \mathbf{F}_g \quad (\text{A.7})$$

donde \mathbf{j} es la densidad de corriente, \mathbf{B} el campo magnético, \mathbf{S} el tensor de viscosidad, y \mathbf{F}_g cualquier fuerza externa.

Ley de Ampere:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} \quad (\text{A.8})$$

De la ecuación A.8 se sigue que $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$, es decir, las líneas de campo eléctrico en el plasma forman circuitos cerrados.

Si se sustituye la ecuación A.8 en la ecuación A.7, se puede mostrar que el término relativo a la fuerza magnética, $(\mathbf{j} \times \mathbf{B})$ puede ser dividido en la fuerza de presión magnética $(-\nabla[B^2/(2\mu_0)])$, y la fuerza de tensión magnética $((\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{B}/\mu_0)$. El radio entre la presión dinámica y la presión magnética del plasma juega un papel muy importante en la expansión del plasma del viento solar hacia el medio interplanetario.

Ley de Gauss:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (\text{A.9})$$

Ley de Ohm:

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \frac{\mathbf{j}}{\sigma} \quad (\text{A.10})$$

donde σ es la conductividad eléctrica.

Ley de Faraday:

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (\text{A.11})$$

Combinando las ecuaciones A.8 y A.10

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (\text{A.12})$$

Tomando el rotacional de la ecuación (A.12) y combinando con la ecuación A.11 se obtiene la ecuación de inducción MHD:

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt} = \nabla \times \mathbf{u} \times \mathbf{B} + \frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla^2 \mathbf{B} \quad (\text{A.13})$$

Dependiendo de la conductividad del plasma, uno de los dos términos a la derecha de la ecuación (A.13) va a dominar. En el caso de un fluido de baja conductividad, la ecuación (A.13) se reduce a la ecuación de difusión:

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt} = \frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla^2 \mathbf{B} \quad (\text{A.14})$$

donde $\frac{1}{\mu_0 \sigma}$ es la difusividad magnética.

Para un plasma de alta conductividad y baja resistividad se puede despreciar el término difusivo y la ecuación A.13 se reduce a:

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt} = \nabla \times \mathbf{u} \times \mathbf{B} \quad (\text{A.15})$$

Bajo esta condición se puede demostrar que:

$$\frac{d}{dt} \int_S d\mathbf{A} \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (\text{A.16})$$

Lo que implica que el flujo magnético a través de una superficie cerrada, S , es constante, es decir, el campo magnético se mueve junto con el plasma. Este es el resultado del Teorema de Alfvén o del campo congelado.

La transición de un estado del plasma dominado por la difusión a un estado donde el campo está congelado puede ser parametrizada por el radio entre el tiempo de difusión, $\tau_d = \mu_0 \sigma^2$, y el tiempo de convección, $\tau_u = L/u$. Al radio entre estos dos tiempos característicos del sistema se le conoce como Número magnético de Reynolds, definido por:

$$R_M \equiv \frac{\tau_d}{\tau_u} = \mu_0 \sigma L u \quad (\text{A.17})$$

A gran escala $R_M \gg 1$ en la atmósfera y viento solar, pero existen regiones de baja conductividad eléctrica o donde el campo magnético cambia súbitamente o en escalas muy pequeñas y $R_M \sim 1$, donde se pierde la aproximación del teorema de Alfvén y el campo se difunde. Este es el caso de la reconexión magnética, el mecanismo principal asociado al inicio de las EMCs.

Ondas MHD

Las ondas de sonido en el plasma viajan sin verse afectadas por el campo magnético, ya que se propagan longitudinalmente, y su velocidad, C_s , sólo depende de la densidad y la presión en el medio

$$C_s = \left(\frac{\gamma P}{\rho} \right)^{1/2} \quad (\text{A.18})$$

donde γ es el radio de calores específicos.

Para el caso de ondas transversales el comportamiento del plasma es distinto. En un medio altamente ionizado, el plasma no puede atravesar las líneas de campo magnético, por lo que el plasma y el campo se mueven juntos transversalmente, y cuando un elemento de plasma se desplaza, la presión del gas y la presión magnética actúan como fuerzas restaurativas, dando lugar a varios tipos de ondas MHD.

Las ondas MHD cobran mayor importancia para los plasma no colisionales, ya que el principal mecanismo de transferencia de energía es la interacción onda-partícula. Las tres ondas MHD principales son las ondas de Alfvén, las ondas de modo rápido y las ondas de modo lento.

Las ondas de Alfvén son ondas transversales que no comprimen el medio, por lo que a su paso no provocan incrementos en la densidad ni en la magnitud del campo magnético. La velocidad de las ondas de Alfvén, V_A , está dada por:

$$V_A = \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu_0\rho} \quad (\text{A.19})$$

donde μ_0 es la permeabilidad magnética del medio. De la ecuación anterior se observa que la velocidad sólo depende de la magnitud del campo magnético y la densidad del plasma.

Cuando las ondas de alfvén y las ondas de sonido interactúan entre sí dan lugar a ondas magnetosónicas, en particular las ondas MHD de modo rápido y de modo lento. Estas son ondas compresivas que afectan la densidad, temperatura y campo magnético del medio donde se propagan. Ya que tienen una componente transversal y otra longitudinal, su velocidad (V_r para el modo rápido y V_l para el modo lento) depende tanto de la velocidad de Alfvén como de la velocidad del sonido:

$$2V_{r/l}^2 = (C_s^2 + V_A^2) \pm \left((C_s^2 + V_A^2)^2 - 4C_s^2 \cdot V_A^2 \cdot \cos^2\theta \right)^{1/2} \quad (\text{A.20})$$

donde θ es el ángulo entre la dirección del campo magnético y el vector de propagación de la onda. El signo de (+) corresponde a la velocidad del modo rápido y el signo (-) a la del modo lento.

Bibliografía

- BAME, S. J.; MCCOMAS, D. J.; BARRACLOUGH, B. L.; PHILLIPS, J. L.; SOFALY, K. J.; CHAVEZ, J. C.; GOLDSTEIN, B. E. y SAKURAI, R. K.: «*The ULYSSES solar wind plasma experiment*». Astronomy and Astrophysics Supplement Series, 1992, **92**, pp. 237–265.
- BRUECKNER, G. E.; HOWARD, R. A.; KOOMEN, M. J.; KORENDYKE, C. M.; MICHELS, D. J.; MOSES, J. D.; SOCKER, D. G.; DERE, K. P.; LAMY, P. L.; LLEBARIA, A.; BOUT, M. V.; SCHWENN, R.; SIMNETT, G. M.; BEDFORD, D. K. y EYLES, C. J.: «*The Large Angle Spectroscopic Coronagraph (LASCO)*». Solar Physics, 1995, **162**, pp. 357–402.
- BURTON, R. K.; MCPHERRON, R. L. y RUSSELL, C. T.: «*An empirical relationship between interplanetary conditions and Dst*». Journal of Geophysical Research, 1975, **80**, pp. 4204–4214.
- CLIVER, E. W.; WEBB, D. F. y HOWARD, R. A.: «*On the origin of solar metric type II bursts*». Solar Physics, 1999, **187**, pp. 89–114.
- DAL LAGO, A.; VIEIRA, L. E. A.; ECHER, E.; GONZALEZ, W. D.; DE GONZALEZ, A. L. C.; GUARNIERI, F. L.; BALMACEDA, L.; SANTOS, J.; DA SILVA, M. R.; DE LUCAS, A. y SCHUCH, N. J.: «*Great Geomagnetic Storms in the Rise and Maximum of Solar Cycle 23*». Brazilian Journal of Physics, 2004, **34**, no. 4B, pp. 1542–1546.
- DUNGEY, J. W.: «*Interplanetary Magnetic Field and the Auroral Zone*». Physical Review Letters, 1961, **6**, pp. 47–48.
- ECHER, E. y GONZALEZ, W. D.: «*Geoeffectiveness of interplanetary shocks, magnetic clouds, sector boundary crossings and their combined occurrence*». Geophysical Research Letters, 2004, **31**, p. 9808.

- GONZALEZ, W. D.; GONZALEZ, A. L. C.; TSURUTANI, B. T.; SMITH, E. J. y TANG, F.: «*Solar wind-magnetosphere coupling during intense magnetic storms (1978-1979)*». *Journal of Geophysical Research*, 1989, **94**, pp. 8835–8851.
- GONZALEZ, W. D.; JOSELYN, J. A.; KAMIDE, Y.; KROEHL, H. W.; ROSTOKER, G.; TSURUTANI, B. T. y VASYLIUNAS, V. M.: «*What is a geomagnetic storm?*» *Journal of Geophysical Research*, 1994, **99**, pp. 5771–5792.
- GOPALSWAMY, N.; LARA, A. y KAISER, M. L.: «*An Empirical Model to Predict the Arrival of CMEs at 1 AU*». *Bulletin of the American Astronomical Society*, 2000, **32**, pp. 825–+.
- GOSLING, J. T.; HILDNER, E.; MACQUEEN, R. M.; MUNRO, R. H.; POLAND, A. I. y ROSS, C. L.: «*Mass ejections from the sun - A view from SKYLAB*». *Journal of Geophysical Research*, 1974, **79**, pp. 4581–4587.
- : «*The speeds of coronal mass ejection events*». *Solar Physics*, 1976, **48**, pp. 389–397. doi: 10.1007/BF00152004.
- GOSLING, J. T.; MCCOMAS, D. J.; PHILLIPS, J. L. y BAME, S. J.: «*Geomagnetic activity associated with earth passage of interplanetary shock disturbances and coronal mass ejections*». *Journal of Geophysical Research*, 1991, **96**, pp. 7831–7839.
- HEPPNER, J. P.; NESS, N. F.; SCEARCE, C. S. y SKILLMAN, T. L.: «*Explorer 10*». *Journal of Geophysical Research*, 1963, **68**, pp. 1–+.
- HOWARD, R. A.; MOSES, J. D.; VOURLIDAS, A.; NEWMARK, J. S.; SOCKER, D. G.; PLUNKETT, S. P.; KORENDYKE, C. M.; COOK, J. W.; HURLEY, A.; DAVILA, J. M.; THOMPSON, W. T.; ST CYR, O. C.; MENTZELL, E.; MEHALICK, K.; LEMEN, J. R.; WUELSER, J. P.; DUNCAN, D. W.; TARBELL, T. D.; WOLFSON, C. J.; MOORE, A.; HARRISON, R. A.; WALTHAM, N. R.; LANG, J.; DAVIS, C. J.; EYLES, C. J.; MAPSON-MENARD, H.; SIMNETT, G. M.; HALAIN, J. P.; DEFISE, J. M.; MAZY, E.; ROCHUS, P.; MERCIER, R.; RAVET, M. F.; DELMOTTE, F.; AUCHERE, F.; DELABOUDINIÈRE, J. P.; BOTHMER, V.; DEUTSCH, W.; WANG, D.; RICH, N.; COOPER, S.; STEPHENS, V.; MAAHS, G.; BAUGH, R.; McMULLIN, D. y CARTER, T.: «*Sun Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation (SECCHI)*». *Space Science Reviews*, 2008, **136**, pp. 67–115. doi: 10.1007/s11214-008-9341-4.
- HOWARD, R. A.; SHEELEY, N. R.; MICHELS, D. J. y KOOMEN, M. J.: «*Coronal mass ejections - 1979-1981*». *Journal of Geophysical Research*, 1985, **90**, pp. 8173–8191.

- HUNDHAUSEN, A. J.: «*The speed, density, and flux variations in large-scale solar wind disturbances*». En: *Magnetospheric Physics, volumen 44 de Astrophysics and Space Science Library*, pp. 73–83, 1974.
- : «*The Origin and Propagation of Coronal Mass Ejections (R)*». En: V. J. Pizzo; T. Holzer y D. G. Sime (Eds.), *Sixth International Solar Wind Conference*, p. 181, 1987.
- HUNDHAUSEN, A. J.; SAWYER, C. B.; HOUSE, L.; ILLING, R. M. E. y WAGNER, W. J.: «*Coronal mass ejections observed during the solar maximum mission - Latitude distribution and rate of occurrence*». *Journal of Geophysical Research*, 1984, **89**, pp. 2639–2646. doi: 10.1029/JA089iA05p02639.
- HUTTUNEN, K. E. J.; KOSKINEN, H. E. J. y SCHWENN, R.: «*Variability of magnetospheric storms driven by different solar wind perturbations*». *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 2002, **107**, pp. 20–1.
- JIAN, L.; RUSSELL, C. T.; LUHMANN, J. G. y SKOUG, R. M.: «*Evolution of solar wind structures from 0.72 to 1 AU*». *Advances in Space Research*, 2008, **41**, pp. 259–266. doi: 10.1016/j.asr.2007.03.023.
- KARINEN, A. y MURSULA, K.: «*A new reconstruction of the Dst index for 1932–2002*». *Annales Geophysicae*, 2005, **23**, pp. 475–485.
- KLEIN, L. W. y BURLAGA, L. F.: «*Interplanetary magnetic clouds at 1 AU*». *Journal of Geophysical Research*, 1982, **87**, pp. 613–624.
- KLIMCHUK, J. A.: «*Theory of Coronal Mass Ejections*». *Space Weather (Geophysical Monograph 125)*, ed. P. Song, H. Singer, G. Siscoe (Washington: Am. Geophys. Un.), 143 (2001), 2001, **125**, pp. 143–+.
- LOPEZ-PORTERLA, C. y BALNCO-CANO, X.: «*Effects Of Magnetic Clouds In Geomagnetic Activity*». *PLASMA AND FUSION SCIENCE: 16th IAEA Technical Meeting on Research using Small Fusion Devices; XI Latin American Workshop on Plasma Physics. AIP Conference Proceedings*, 2006, **875**, pp. 304–307. doi: 10.1063/1.2405954.
- MACQUEEN, R. M. y FISHER, R. R.: «*The kinematics of solar inner coronal transients*». *Solar Physics*, 1983, **89**, pp. 89–102. doi: 10.1007/BF00211955.

- MUNRO, R. H.; GOSLING, J. T.; HILDNER, E.; MACQUEEN, R. M.; POLAND, A. I. y ROSS, C. L.: «*The association of coronal mass ejection transients with other forms of solar activity*». *Solar Physics*, 1979, **61**, pp. 201–215. doi: 10.1007/BF00155456.
- NEUGEBAUER, M. y GOLDSTEIN, R.: «*Particle and Field Signatures of Coronal Mass Ejections in the Solar Wind*». En: N. Crooker; J. A. Joselyn y J. Feynman (Eds.), AGU Geophysics Monograph 99, Coronal Mass Ejections, AGU, Washington, D.C., 1997.
- NEUGEBAUER, M. y SNYDER, C. W.: «*Solar Plasma Experiment*». *Science*, 1962, **138**, pp. 1095–1097.
- ONTIVEROS, V. y VOURLIDAS, A.: «*Quantitative Measurements of Coronal Mass Ejection-Driven Shocks from LASCO Observations*». *The Astrophysical Journal*, 2009, **693**, pp. 267–275. doi: 10.1088/0004-637X/693/1/267.
- PARKER, E. N.: «*Suprathermal Particle Generation in the Solar Corona*». *The Astrophysical Journal*, 1958, **128**, pp. 677–+.
- : *Interplanetary dynamical processes*. New York, Interscience Publishers, 1963., 1963.
- PARKINSON, W. D.: *Introduction to Geomagnetism*. Elsevier Science Plublisher Co., EU, 1983.
- PETSCHKE, H. E.: «*Magnetic Field Annihilation*». En: W. N. Hess (Ed.), *The Physics of Solar Flares*, pp. 425–+, 1964.
- RUSSELL, C. T. y ELPHIC, R. C.: «*Initial ISEE magnetometer results - Magnetopause observations*». *Space Science Reviews*, 1978, **22**, pp. 681–715.
- RUSSELL, C. T. y LUHMANN, J. G.: «*Earth: Magnetic Field and Magnetosphere*». En: J. H. Shirley y R. W. Fainbrdge (Eds.), *Encyclopedia of Planetary Sciences*, Chapman and Hall, New York, 1997.
- RUSSELL, C. T.; MCPHERRON, R. L. y BURTON, R. K.: «*On the Cause of Geomagnetic Storms*». *Journal of Geophysical Research*, 1974, **79(7)**, pp. 1109–1974.
- RUSSELL, C. T. y SHINDE, A. A.: «*ICME Identification from Solar Wind Ion Measurements*». *Solar Physics*, 2003, **216**, pp. 285–294.
- SCHWENN, R.: *Physics of the Inner Heliosphere II*. Springer/Verlag, Germany, 1991.

- : «*An Essay on Terminology, Myths and Known Facts: Solar Transient - Flare - CME - Driver Gas - Piston - BDE - Magnetic Cloud - Shock Wave - Geomagnetic Storm*». *Astrophysics and Space Science*, 1996, **243**, pp. 187–+. doi: 10.1007/BF00644053.
- THERNISIEN, A. F. R.; VOURLIDAS, A. y HOWARD, R. A.: «*Forward Modeling of Coronal Mass Ejections Using STEREO/SECCHI Data*». *Solar Physics*, 2009, **256**, pp. 111–130. doi: 10.1007/s11207-009-9346-5.
- TSURUTANI, B. T.; SMITH, E. J.; GONZALEZ, W. D.; TANG, F. y AKASOFU, S. I.: «*Origin of interplanetary southward magnetic fields responsible for major magnetic storms near solar maximum (1978-1979)*». *Journal of Geophysical Research*, 1988, **93**, pp. 8519–8531.
- VOURLIDAS, A.; BUZASI, D.; HOWARD, R. A. y ESFANDIARI, E.: «*Mass and energy properties of LASCO CMEs*». En: *ESA SP-506: Solar Variability: From Core to Outer Frontiers*, pp. 91–94, 2002.
- VOURLIDAS, A. y HOWARD, R. A.: «*The Proper Treatment of Coronal Mass Ejection Brightness: A New Methodology and Implications for Observations*». *The Astrophysical Journal*, 2006, **642**, pp. 1216–1221. doi: 10.1086/501122.
- VOURLIDAS, A.; SUBRAMANIAN, P.; DERE, K. P. y HOWARD, R. A.: «*Large-Angle Spectrometric Coronagraph Measurements of the Energetics of Coronal Mass Ejections*». *The Astrophysical Journal*, 2000, **534**, pp. 456–467. doi: 10.1086/308747.
- VOURLIDAS, A.; WU, S. T.; WANG, A. H.; SUBRAMANIAN, P. y HOWARD, R. A.: «*Direct Detection of a Coronal Mass Ejection-Associated Shock in Large Angle and Spectrometric Coronagraph Experiment White-Light Images*». *The Astrophysical Journal*, 2003, **598**, pp. 1392–1402. doi: 10.1086/379098.
- WANG, Y.; SHEN, C. L.; WANG, S. y YE, P. Z.: «*An empirical formula relating the geomagnetic storm's intensity to the interplanetary parameters: -VBz and Delta t*». *Geophysical Research Letters*, 2003, **30(20)**, pp. 200000–1. doi: 10.1029/2003GL017901.
- WILD, J. P.; SMERD, S. F. y WEISS, A. A.: «*Solar Bursts*». *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 1963, **1**, pp. 291–+. doi: 10.1146/annurev.aa.01.090163.001451.

-
- WIMMER-SCHWEINGRUBER, R. F.; CROOKER, N. U.; BALOGH, A.; BOTHMER, V.; FORSYTH, R. J.; GAZIS, P.; GOSLING, J. T.; HORBURY, T.; KILCHENMANN, A.; RICHARDSON, I. G.; RICHARDSON, J. D.; RILEY, P.; RODRIGUEZ, L.; VON STEIGER, R.; WURZ, P. y ZURBUCHEN, T. H.: «*Understanding Interplanetary Coronal Mass Ejection Signatures. Report of Working Group B*». Space Science Reviews, 2006, **123**, pp. 177–216. doi: 10.1007/s11214-006-9017-x.
- WU, C.-C. y LEPPING, R. P.: «*Effect of solar wind velocity on magnetic cloud-associated magnetic storm intensity*». Journal of Geophysical Research (Space Physics), 2002, **107**, pp. 3–1. doi: 10.1029/2002JA009396.
- YASHIRO, S.; GOPALSWAMY, N.; MICHALEK, G.; ST. CYR, O. C.; PLUNKETT, S. P.; RICH, N. B. y HOWARD, R. A.: «*A catalog of white light coronal mass ejections observed by the SOHO spacecraft*». Journal of Geophysical Research (Space Physics), 2004, **109**, p. 7105.
- YERMOLAEV, Y. I. y YERMOLAEV, M. Y.: «*Statistical relations between solar, interplanetary and geomagnetic disturbances during 2.3 solar cycles (1976-2000)*». En: H. Sawaya-Lacoste (Ed.), ESA SP-477: Solspa 2001, Proceedings of the Second Solar Cycle and Space Weather Euroconference, pp. 579–582, 2002.