



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
Posgrado en Ciencias de la Tierra del Instituto de Geofísica
Orientación Ciencias Espaciales

**“Modos Tipo Espejo y Ondas Ión Ciclotrón en el Viento
Solar: Observaciones de STEREO”**

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
DOCTOR EN CIENCIAS DE LA TIERRA

PRESENTA:
Olivia Lizeth Enríquez Rivera

TUTORA:
Dra. Xóchitl Guillermina Blanco Cano
Instituto de Geofísica

COMITÉ TUTORAL:
Dr. Ernesto Aguilar Rodríguez, Instituto de Geofísica
Dr. Rogelio Antonio Caballero López, Instituto de Geofísica

MÉXICO, D.F., MARZO DE 2014



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.

Índice general

1. Introducción	5
1.1. Motivación	5
1.2. El viento solar	7
1.2.1. Regiones de Interacción de corrientes	7
1.2.2. Eyecciones de Masa Coronal Interplanetarias	10
1.3. Alcances del trabajo de tesis	12
2. La inestabilidad tipo espejo y la inestabilidad ión ciclotrón	15
2.1. La inestabilidad tipo espejo	15
2.2. Aproximación cinética del modo tipo espejo	17
2.3. Competencia entre dos modos cinéticos: modo espejo y modo ión ciclotrón	19
2.4. Observaciones en la heliosfera del modo tipo espejo	21
2.5. La inestabilidad ión ciclotrón	22
3. Tormentas Modo Espejo asociadas a RICs y al viento solar ambiente	25
3.1. Las Tormentas Modo Espejo	25
3.2. Datos y método de análisis	27
3.3. Estudios de casos	28
3.3.1. Estudio de caso 1: TME dentro de las RIC cerca del choque delantero	28
3.3.2. Estudio de caso 2: TME dentro de las RICs sin choque delantero	31
3.3.3. Estudio de caso 3:TME en el viento ambiente	35
3.4. Resumen de observaciones	37
3.5. Análisis Cinético de Dispersión de Ondas	38
4. Modos Tipo Espejo y Ondas Ión Ciclotron en las fundas asociadas a EMCI	43
4.1. Introducción	43
4.2. Antecedentes sobre orientación y forma de los MTEs	43
4.3. Antecedentes sobre OICs en el medio interplanetario	45
4.4. Datos y Metodología	45
4.5. Estudio Estadístico de las OICs y los MTEs	48
4.5.1. Propiedades de onda de las OICs y los MTEs	48
4.5.2. Propiedades del entorno en el que se encuentran embebidas las OICs y los MTEs	50
4.5.3. Estructura de los MTEs	54
4.5.4. Origen de los hoyos magnéticos	56
4.6. Resumen de resultados	59

5. Conclusiones	63
5.1. Conclusiones sobre Tormentas Modo Espejo observadas en el viento solar	63
5.2. Conclusiones sobre MTEs y OICs en las fundas asociadas a EMCIs	65
5.3. Comentarios finales y Trabajo futuro	68
Appendices	77
.1. La misión STEREO	79
.2. Sun Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation (SECCHI)	80
.3. In-situ Measurements of Particles and CME Transients (IMPACT)	80
.4. PLASTIC	80
.5. STEREO/WAVES (SWAVES)	82

Capítulo 1

Introducción

1.1. Motivación

Desde los inicios de la era espacial, observaciones in situ dentro de la heliosfera nos han enseñado que el viento solar se encuentra permeado por una gran variedad de ondas, entre ellas los modos tipo espejo y las ondas ión ciclotrón.

El modo tipo espejo es uno de los 4 modos básicos de oscilación en un plasma espacial, el cual proviene de la solución a la Ecuación de Onda tanto en Teoría Magnetohidrodinámica (MHD) como en Teoría Cinética de plasmas (Teoría lineal de Vlasov). Asimismo, las ondas ion ciclotrón es posible estudiarlas utilizando Teoría MHD; sin embargo para los fines de nuestra tesis, resulta más apropiado estudiar ambos tipos de ondas bajo un enfoque Cinético, pues tanto el modo tipo espejo como el modo ión ciclotrón involucran interacciones onda-partícula que están fuera del alcance de las teorías de fluidos.

Tanto los modos tipo espejo como las ondas ión ciclotrón pueden surgir a partir de inestabilidades en plasmas en donde existan anisotropías térmicas del tipo $T_{\perp} > T_{\parallel}$ en una o más especies. El valor del parámetro β del plasma (cociente entre la presión térmica y magnética del plasma) también juega un papel importante y usualmente entre mayor es $T_{\perp}/T_{\parallel} > 1$, menor es el valor requerido de la β (Anderson y Fuselier, 1993).

Las primeras observaciones del modo tipo espejo en plasmas espaciales se obtuvieron alrededor de los años 70's (Hasegawa, 1969; Kaufman et al., 1970) en el entorno magnético terrestre y desde entonces se han reportado un sinnúmero de observaciones en ambientes planetarios, cerca de cometas, en la heliofunda así como en el viento solar. Existe evidencia de que los modos tipo espejo tienen efectos importantes en la difusión de partículas energéticas (Tsurutani et al., 1999a, 1999b) y en la conductividad térmica de los electrones (Schekochihin et al., 2008). Más aún, dado que tanto la inestabilidad tipo espejo como la ión ciclotrón compiten en plasmas bajo condiciones de inestabilidad similares (betas altas y anisotropías térmicas donde la temperatura perpendicular es mayor a la paralela), se ha sugerido que los modos tipo espejo observados a 1 UA en la heliosfera pueden ser indicativos de la presencia de ondas ion ciclotrón en la corona solar (Russell et al., 2008). Dado que no es posible contar a la fecha con observaciones in situ de ondas en la corona interna del Sol, la producción de ondas ion ciclotrón y los modos tipo espejo en la corona solar sigue siendo sólo una hipótesis.

La posible existencia de ondas ion ciclotrón en la corona y su conexión con el calentamiento de la corona y el de la aceleración del viento solar han sido temas muy estudiados en los últimos años. Por ejemplo, se ha señalado que las ondas ión ciclotrón pueden surgir en eventos de reconexión a nivel de la cromósfera y que pueden calentar iones de los hoyos coronales vía resonancia ión

ciclotrón (McKenzie et al., 1995). Esta hipótesis se apoya en la observación remota de funciones de distribución de iones anisotrópicos correlacionados con la aceleración de flujos de viento rápido (Li et al. 1999; Kohl et al. 1998; Telsoni et al., 2006). Sin embargo, existen otras teorías sobre calentamiento coronal en las que no intervienen ondas ion-ciclotrón sino más bien disipación de ondas cinéticas de Alfvén (Chandran et al., 2010). El tema todavía continúa en debate.

En el medio interplanetario existen observaciones in situ de las ondas ion ciclotrón en una gran variedad de ambientes, como por ejemplo cerca de planetas y cometas (Fraser, 1985; Neubauer et al., 1993; Huddleston et al., 1998; Leisner et al., 2006; Russell y Blanco-Cano, 2007). En el viento solar no perturbado existen observaciones escasas de estas ondas (i.e., Murphy et al., 1995). Recientemente, en 2009 y 2010 Jian et al. reportaron este tipo de oscilaciones a 1 UA con la misión STEREO y a 0.3 UA con la nave MESSENGER en viento solar ambiente. Un resultado interesante obtenido de estos dos trabajos es que las características de las ondas observadas no concuerdan con las de las ondas reportadas en los trabajos previos, en los cuales se ha demostrado que dichas ondas tienen un origen in situ a partir de procesos de asimilación de iones en el viento solar. Una posible explicación a esta discordancia apunta a que estas ondas puedan provenir de regiones más internas de la corona solar. A la fecha lo más lejos que ha viajado una misión en dirección hacia el Sol es 0.3 UA con la nave Messenger por lo que no contamos con un conocimiento sobre lo que existe a pequeña escala en la corona interna más allá de esta distancia. Todo lo que podemos inferir sobre esta región proviene de observaciones vía remota (i.e SOHO y STEREO). Misiones futuras como Solar Probe Plus que se adentrarán más en el Sol nos brindarán sin duda una enorme oportunidad para explorar sitios de la corona interna del Sol nunca antes visitados. Mientras tanto, la existencia de ondas ion ciclotrón y modos tipo espejo en la Corona Solar interna y su posible propagación a través de toda la heliosfera continúa siendo una hipótesis (Russell et al., 2008; Jian et al., 2009 y 2010).

En esta tesis seguimos esta línea de investigación y exploramos el origen de Modos Tipo Espejo (MTEs) y Ondas Ion Ciclotrón (OICs) observados a 1 UA por la misión STEREO. Utilizando datos de alta resolución (8 Hz) de campo magnético proporcionados por el magnetómetro de STEREO, hemos encontrado que modos tipo espejo son frecuentes en la frontera delantera de Regiones de Interacciones de Corrientes (RICs) y en las fundas de las Eyecciones de Masa Coronal Interplanetarias (EMCIs). Ondas ion ciclotrón no se encontraron en las RICs pero sí en las fundas asociadas a algunas EMCIs. Por un lado, existe la posibilidad de que ambos tipos de ondas puedan provenir de la corona solar interna y por otro lado, no podemos descartar un escenario en el que las ondas sean producidas en el lugar donde se les observa. Una parte de esta tesis trata sobre resolver la relación de dispersión para un plasma con las características del plasma observado en donde se encuentran embebidas las estructuras observadas. Al resolver la relación de dispersión del modo tipo espejo y de la inestabilidad ion ciclotrón para un plasma como el que ha observado STEREO es posible evaluar las tasas de crecimiento para ambos tipos de oscilaciones y de acuerdo a los valores de dichas tasas podemos proporcionar “pistas” sobre un posible mecanismo de origen coronal, o bien, in situ de las ondas observadas. Otra parte muy importante de la tesis consiste en analizar las propiedades de onda de los MTE y las OICs observadas, para lo cual se hizo un estudio estadístico sobre las propiedades de ambos modos en las fundas asociadas a EMCIs.

En la primera parte de este capítulo presentamos una introducción sobre el viento solar y sus perturbaciones de gran escala: las Regiones de Interacción de Flujos (RICs) y las Eyecciones de Masa Coronal Interplanetarias (EMCIs). También brindamos un resumen sobre la misión STEREO, de la cual utilizamos para nuestro estudio datos de plasma y campo magnético. En la segunda parte de este primer capítulo presentamos una sección de trabajos previos. Finalmente, proporcionamos un breve bosquejo del trabajo de tesis y los alcances de la misma.

1.2. El viento solar

El Sol emite continuamente un flujo de partículas ionizadas (plasma) y genera un campo magnético que es arrastrado por el plasma. Este plasma con campo magnético que sale del Sol es llamado viento solar. El viento solar es en realidad la corona del Sol en expansión, la cual alcanza temperaturas tan altas (de alrededor de 2 millones de grados Kelvin) que no puede ser contenida por la gravedad del Sol. El viento solar no es uniforme. En ocasiones es más rápido, otras más lento y además puede variar su composición. El viento rápido (>600 km/s) típicamente proviene de los hoyos coronales (Krieger et al., 1973; Nolte et al., 1976), los cuales son estructuras que se identifican en imágenes de rayos X por su apariencia oscura. En los hoyos coronales las líneas de campo magnético tienen una configuración “abierta” de tal manera que el plasma en ellos puede escapar del Sol fácilmente. La densidad y la temperatura en los hoyos coronales son más bajas que en las regiones que los rodean. Por otro lado, en las regiones del Sol donde el campo magnético es cerrado como en los cascos coronales, el plasma es más denso y está contenido por el campo magnético del Sol (ver Figura 1.1). Se piensa que los cascos coronales son la fuente del viento solar lento (aprox. 350 km/s) (Feldman et al., 1981).

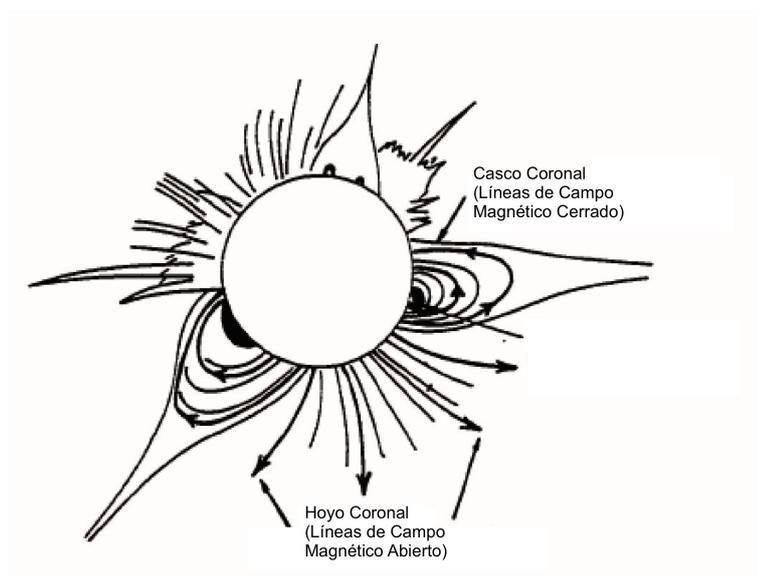


Figura 1.1: Ilustración esquemática del Sol mostrando sus hoyos coronales (regiones de campo abiertas) y sus cascos coronales (regiones de campo cerradas). (Adaptado de Hundhausen, 1995)

1.2.1. Regiones de Interacción de corrientes

El viento solar viaja radialmente hacia afuera del Sol llevando consigo al campo magnético “congelado”. Conforme el Sol rota, flujos de altas velocidades pueden llegar a alcanzar a los de más baja velocidad y la colisión de ambos resulta en la compresión del plasma en la región de interacción de ambos flujos. A estas regiones que se forman en el viento solar se les ha denominado Regiones de Interacción de corrientes (RICs). Existen ocasiones en que las RICs son recurrentes por 2 o más rotaciones solares (1 rotación solar=27 días), por lo que se les ha llamado Regiones Corrotantes de Interacción. La Figura 1.2 muestra un esquema de una RIC visto desde el marco de

referencia del Sol rotando (Fisk y Lee, 1980). En este marco, la RIC se encuentra estacionaria en el tiempo. Debido al exceso de presión en la RIC, la RIC se expande en el viento solar ambiente causando que los bordes delanteros y traseros estén rodeados por ondas viajeras delanteras y traseras, respectivamente. La onda delantera se propaga lejos del Sol acelerando al viento solar, mientras que la reversa se propaga hacia el Sol en dirección al flujo de alta velocidad frenando al viento rápido. Si la velocidad de expansión de la RIC se vuelve más grande que la velocidad de las ondas magnetosónicas (la velocidad a la que la información es transmitida a través del viento solar), entonces las ondas que rodean a la estructura pueden empujarse y llegar a formar el choque delantero y trasero. Hace algunos años se suponía que los choques típicamente se forman más allá de 2.5 UA (ver por ejemplo Hundhausen y Gosling, 1976) debido a que la velocidad de las ondas magnetosónicas disminuye conforme nos alejamos del Sol, sin embargo, con la misión STEREO ha sido posible observar choques asociados a RICs a 1 UA (Jian et al., 2013).

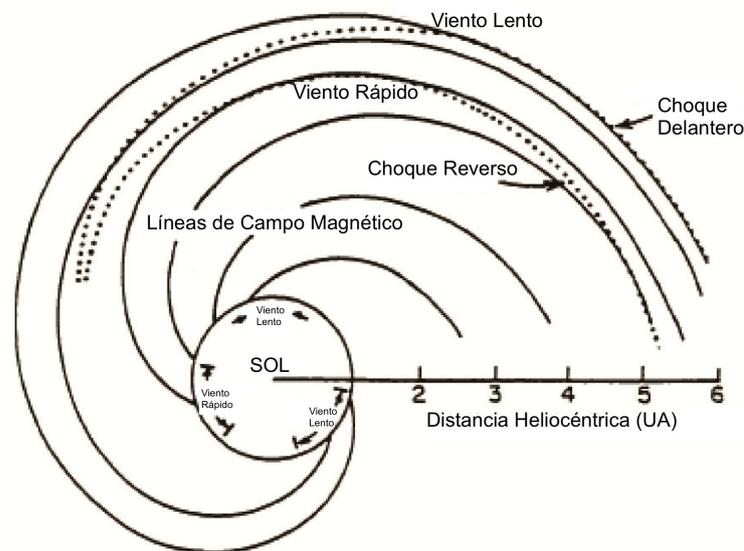


Figura 1.2: Diagrama de una región de interacción de flujos vista desde un marco que corrotta con el Sol (Adaptado de Fisk y Lee, 1980)

Las firmas típicas de una RIC en el viento solar a 1 UA se muestran en la Figura 1.3 (Richardson et al., 1993; Belcher y Davis, 1971). En esta Figura otra vez el marco de referencia se encuentra girando con el Sol. En este marco la estructura en la mitad superior de la Figura es estacionaria, mientras que las naves se mueven en dirección de las manecillas del reloj a través de las RICs a lo largo del arco punteado. La región L representa el viento solar no perturbado lento; la región L' indica el viento solar lento que ha sido acelerado y comprimido; la región R' representa el viento rápido comprimido, desacelerado y la región R el viento rápido seguido por otro flujo lento. Las regiones L' y R' forman juntas la región de interacción. Las observaciones de las naves están graficadas con respecto al tiempo en la mitad inferior de la Figura para las distintas regiones. El inicio de la RIC (frontera entre L-L') coincide con un incremento en la intensidad de campo magnético, la temperatura del plasma y su densidad. El final de la RIC (frontera entre

R'-R) corresponde a la disminución de estas tres cantidades. Conforme la RIC pasa, la velocidad del viento solar incrementa durante el evento. El viento solar fluye del este del Sol en la región L' y desde el oeste del Sol en la región R'. La "interfaz de corrientes" (frontera entre L'-R') separa al flujo lento del rápido. En algunos casos, la interfaz es una discontinuidad tangencial a través de la cual uno encuentra el mayor cizallamiento entre los dos flujos (Belcher y Davis, 1971), y en otros casos probablemente está evolucionando hacia una discontinuidad tangencial. La "interfaz de corrientes" se puede identificar por una caída abrupta en la densidad y por un incremento súbito en la temperatura (Burlaga, 1974) así como por un cambio en el ángulo azimutal del flujo del plasma relativo a la dirección radial.

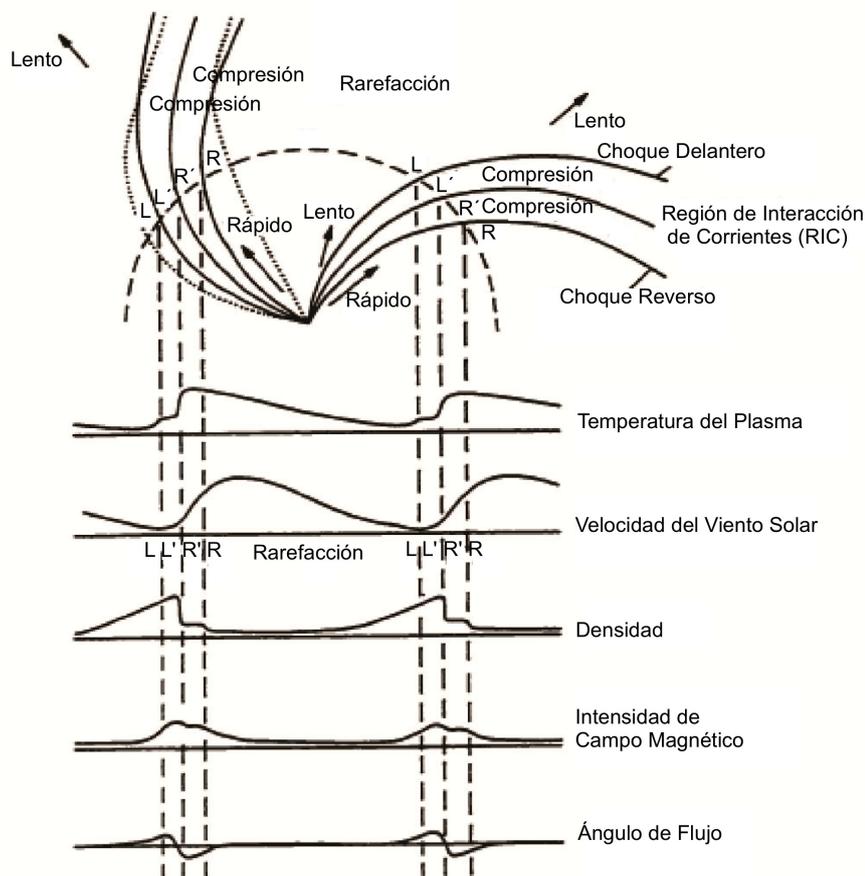


Figura 1.3: Esquema que muestra dos flujos rápidos corrotando con el Sol. Se muestran cambios típicos en los parámetros del viento solar a 1 UA: L, viento solar ambiente; L', viento solar lento comprimido y acelerado; R', viento solar rápido desacelerado y comprimido; R, viento solar rápido no perturbado. Las regiones L' y R', separadas por una interfaz de flujos, forman propiamente la región de interacción de flujos, la cual puede estar delimitada por choques delanteros y reversos en la heliosfera externa. (Adaptado de Richardson et al., 1993 y Belcher y Davis, 1971.)

1.2.2. Eyecciones de Masa Coronal Interplanetarias

Se denomina Eyecciones de Masa Coronal Interplanetarias (EMCIs) o eyeetas a la propagación a través de el viento solar de las eyecciones de masa coronal. Las eyecciones de masa coronal (EMC) son erupciones violentas de material coronal (plasma magnetizado) hacia la heliosfera. Los orígenes solares de las EMCs todavía no son muy claros. Muchas de las EMC parecen provenir de estructuras cerradas de gran escala en la corona solar, como protuberancias o arcadas (Hundhausen, 1993). Cuando ocurre una EMC, millones de toneladas de material son depositadas en el viento solar. Se expanden radialmente hacia afuera del Sol a velocidades del orden de decenas a cientos de km/s en forma de un arco, una burbuja, una nube o en otras formas y sus tamaños son de varios radios solares. Desde el punto de vista del clima espacial, las EMCs son los eventos de mayor importancia, ya que son los responsables de las tormentas geomagnéticas más severas que existen (ver Gopalswamy 2006 y referencias incluidas). En la Figura 1.4 se muestra un esquema de una EMCi en forma de media luna (parte gris sombreada).

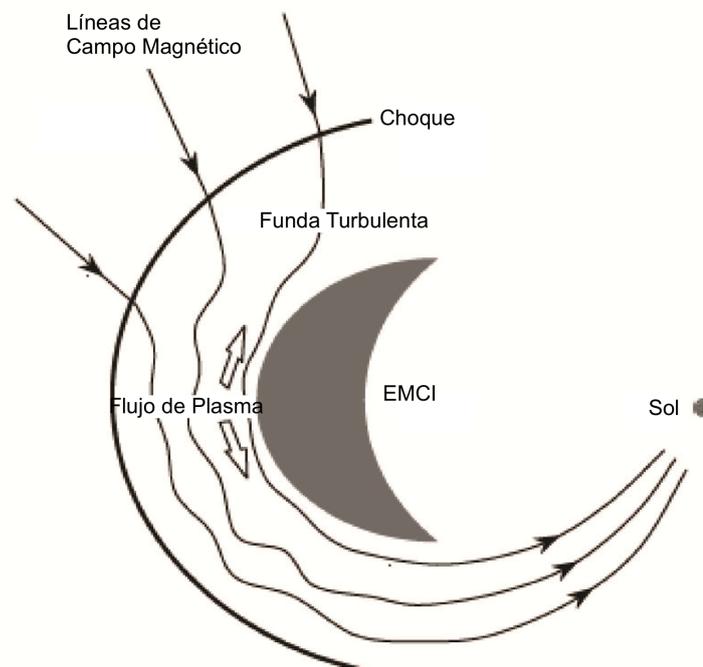


Figura 1.4: Esquema de una EMCi y un choque delante de ella. Entre el choque y la EMCi se forma una región turbulenta conocida como funda. En la funda se ilustra la alteración que sufren las líneas de campo magnético (drapeado, del inglés “draping”) y el flujo de plasma indicado con flechas. (Adaptado de Liu et al., 2006)

Las EMCs son capaces de generar ondas de choque desde muy cerca del Sol hasta el medio interplanetario, siendo en el primer caso más intensos que los segundos. Esto ocurre en las EMCs que tienen una diferencia de velocidad con respecto al viento solar ambiente mayor a la velocidad con la que se transmite la información en el medio (velocidad de las ondas magnetosónicas rápidas). En la Figura 1.4 se muestra el choque generado por la EMCi. La región que existe entre la EMCi y el choque se conoce como funda. Esta zona se caracteriza por la presencia de plasma chocado del medio interplanetario que arrastra consigo la EMCi y que no se mezcla

con ésta. El plasma en la funda se comprime y se calienta. Igualmente, el campo magnético se altera volviéndose turbulento y se deforma alrededor de la EMCI.

Las EMCI se identifican en registros mediante firmas en plasma, campo magnético, composición y partículas energéticas (ver por ejemplo, Gosling et al., 1990). No todos los eventos de eyectas cumplen con todas las firmas (Neugebauer y Goldstein, 1997) pero es deseable que cumplan con más de dos. Dichas firmas son las siguientes:

- Temperatura de protones y electrones mas bajas que la del viento solar ambiente

- Incrementos en la intensidad y una rotación del campo magnético

- Una β baja comparada con la del viento solar ambiente

- Flujos bidireccionales de electrones y protones

- Estados de ionización diferentes al del viento solar ambiente

- Abundancia de helio

Cuando las EMCI tienen una cuerda magnética, se les denomina nubes magnéticas, nombre acuñado por Burlaga et al. (1981). Las nubes magnéticas se distinguen por un incremento en la magnitud del campo magnético, una rotación suave del campo magnético sobre un plano así como un decremento en la temperatura de los protones (Lepping et al., 1990).

En la Figura 1.5 se muestra el registro de una perturbación en el medio interplanetario provocada por una eyecta, en este caso una nube magnética. El intervalo de la nube magnética se delimita por dos líneas verticales. La nube estaba induciendo un choque, el cual se encuentra localizado alrededor de 2.5 h delante de la nube. La nube se asoció con una tormenta geomagnética muy fuerte ($Dst = -472$ nT). El índice Dst se muestra en la parte superior de la gráfica. La intensidad de campo magnético es muy alta con un valor de pico de alrededor de 56 nT. Los ángulos polares y azimutales del campo magnético son muy suaves durante el intervalo de la nube. La densidad del viento solar se ve incrementada en la región entre la nube y el choque, correspondiente a la región de la funda. La velocidad térmica de los protones también experimenta un brinco en la funda y es baja en la nube. La β del plasma es extremadamente baja durante la nube, muestra de que domina el campo magnético.

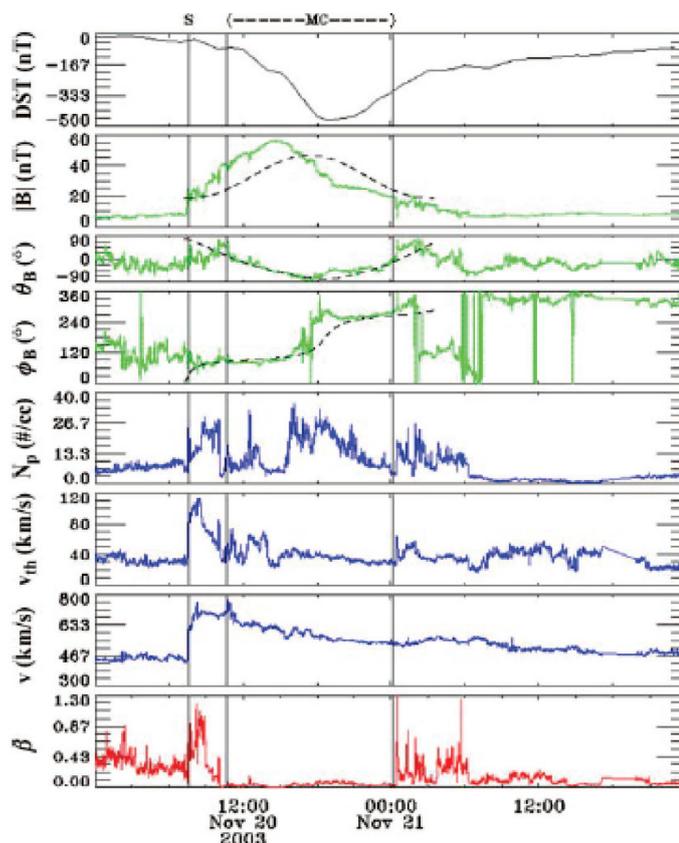


Figura 1.5: Evento de una nube magnética acontecido el 20 de noviembre de 2003 con el asociado índice geomagnético de tormentas (Dst), la intensidad de campo magnético ($|B|$), la latitud (θ_B), longitud de la nube (ϕ_B) y los parámetros del viento solar (densidad de protones N_p , velocidad térmica de los protones, velocidad de bulbo del plasma y la β del plasma. Las curvas punteadas en $|B|$ son ajustes de modelos. Los fronteras de la nube y el choque está marcadas en la parte superior. (Adaptado de Gopalswamy et al., 2005).

1.3. Alcances del trabajo de tesis

Este trabajo de tesis está enfocado en contribuir al mejor entendimiento del origen y las propiedades de las ondas generadas por la inestabilidad tipo espejo y la inestabilidad ion-ciclotrón en el medio interplanetario. Basándonos en trabajos tanto teóricos como observacionales previamente desarrollados sobre la inestabilidad tipo espejo y la ión ciclotrón, señalamos a continuación algunas preguntas importantes que continúan parcialmente resueltas y en torno de las cuales se desarrolla este trabajo de tesis:

¿Cuál es el mecanismo de creación de los hoyos y picos de campo magnético en el medio interplanetario? Existen un sinnúmero de posibles explicaciones en cuanto al origen de las depresiones en campo magnético observadas en el medio interplanetario. Algunas hablan sobre reconexión en discontinuidades tangenciales (Burlaga, 1968), solitones (Baumgärtel, 1999), ondas de Alfvén solitarias creadas por inhomogeneidades, entre otras. Existe una corriente muy fuerte que apun-

ta a que los hoyos magnéticos son producto de la inestabilidad tipo espejo y es la que nosotros apoyamos. Alrededor de esta última teoría, muy pocos trabajos utilizan teoría cinética para probar el origen in situ de hoyos observados en medio interplanetario. Un ejemplo en donde se ha utilizado teoría cinética de plasmas y se ha probado existosamente el origen de hoyos magnéticos via la inestabilidad tipo espejo es en la magnetofunda terrestre. Esta tesis hace uso de la Teoría Cinética de Plasmas para tratar de dar pistas sobre el origen de los MTE dentro de RICs.

¿Cuál es el mecanismo que da origen a las ondas ión ciclotrón observadas en el medio interplanetario? El origen de las ondas ión ciclotrón con polarización izquierda se atribuye a procesos de “iones asimilados”. Sin embargo, el origen de las ondas ión ciclotrón con polarización derecha que han sido observadas recientemente a 0.3 y 1 UA en viento solar ambiente es todavía un misterio y se ha especulado un origen coronal. Nosotros no estudiamos OICs en viento ambiente, sino más bien en fundas asociadas a EMCIs. En este trabajo discutimos cuál podría ser el origen de estas OICs observadas.

¿Por qué son frecuentes observaciones aisladas del modo tipo espejo sin observaciones cercanas de ondas ión ciclotrón? Es sabido que ambas ondas pueden ser generadas en plasmas con anisotropías térmicas del tipo $T_{\text{perp}} > T_{\text{par}}$ en una o más especies. La Teoría lineal de Vlasov señala que el crecimiento de la inestabilidad ión ciclotrón por anisotropías térmicas es incluso mayor al de la inestabilidad tipo espejo. Sin embargo, observaciones de modos tipo espejo sin presencia de ondas ion ciclotrón cercanas son muy frecuentes y no sólo eso, las observaciones de MTEs superan en número a las de OICs en el medio interplanetario. Una posible solución a este problema se cree que puede estar en la cantidad del helio que exista en el plasma. Price et al. (1986) señalaron que la presencia de helio en un plasma inestable a ambos modos resulta en el decremento de la tasa de crecimiento de las OICs dejando por otro lado la tasa de los MTEs prácticamente inalterada. En esta tesis exploramos el papel que el helio pueda estar jugando en la generación de los modos dentro de las RIC. Otra pregunta que todavía permanece sin respuesta es si los MTEs que se observan in situ fueron generadas junto con ondas OICs y en todo caso, dónde se encuentran éstas últimas cuando no se les han observado cerca de las espejo.

¿Cuál es la geometría y estructura de los modos tipo espejo? La teoría habla sobre las famosas “botellas magnéticas” generadas debido a la presencia de inestabilidades tipo espejo. Las estructuras formadas debido a dichas botellas magnéticas se espera que sean estructuras muy elongadas en la dirección del campo magnético ambiente y más cortas en la dirección transversal. Al respecto existen muy pocos estudios en parte porque resulta complicado estudiar la geometría espacial de una estructura con una sola nave. Aunque nuestros MTEs estudiados con STEREO son muy pequeñas como para ser observadas por ambas naves, en esta tesis se estudia el ancho de hoyos magnéticos, su profundidad así como su orientación con el objetivo de seguir contribuyendo al estudio de la estructura espacial de los MTEs.

Este trabajo de tesis se divide básicamente en dos grandes partes: la primera parte (capítulo 3) se dedica al estudio de oscilaciones tipo espejo en las RICs y la segunda parte (capítulo 4) trata sobre observaciones de ondas tanto tipo espejo como ión ciclotrón dentro de las fundas de las EMCIs.

En el capítulo 2 brindamos un breve resumen sobre la inestabilidad tipo espejo y la inestabilidad ión ciclotrón bajo un enfoque cinético. En esta sección, presentamos también antecedentes observacionales de ambos tipo de ondas en la heliosfera.

El capítulo 3 trata sobre un tipo muy peculiar de modos tipo espejo que se descubrió recientemente utilizando datos de alta resolución del magnetómetro a bordo de STEREO: las denominadas “Tormentas Mipo Espejo” (TME) (Russell et al., 2009). Aquí describimos las características de estas tormentas y presentamos estudios de casos de TMEs observados en las Regiones de Interacción de Flujos, estructuras en las que hemos encontrado que las TMEs ocurren con más frecuencia. En la última parte de este mismo capítulo presentamos curvas de dispersión obtenidas

a partir de resolver la relación de dispersión utilizando el programa WHAMP (Rönmark, 1982). Evaluamos la tasa de crecimiento de la inestabilidad tipo espejo en el viento solar y examinamos el escenario de la generación in situ de las tormentas tipo espejo. El material de este capítulo es una compilación traducida al español del material que fue publicado por Enríquez-Rivera et al., (2010) y Enríquez-Rivera et al., (2013).

En el capítulo 4 reportamos las distintas manifestaciones en las que el modo tipo espejo se presenta en las fundas asociadas a EMCIs así como también observaciones de ondas ión ciclotrón con la misión STEREO. Este capítulo es primordialmente un estudio estadístico de ambos tipos de ondas haciendo énfasis en las propiedades y la estructura geométrica de los MTEs en forma de hoyos que se observaron. Finalmente en el capítulo 5 presentamos una discusión de los resultados obtenidos, las conclusiones y posible trabajo futuro.

Capítulo 2

La inestabilidad tipo espejo y la inestabilidad ión ciclotrón

2.1. La inestabilidad tipo espejo

La inestabilidad tipo espejo, también llamada modo tipo espejo, es una de las soluciones que surgen de la ecuación de onda tanto en teoría magnetohidrodinámica (teoría MHD) como en teoría cinética de plasmas (Teoría lineal de Vlasov). Esta inestabilidad surge en plasmas con anisotropías térmicas donde la temperatura perpendicular al campo magnético T_{\perp} es mayor a la temperatura paralela T_{\parallel} y la β del plasma es grande ($\beta > 1$). La inestabilidad tipo espejo desarrolla fluctuaciones magnéticas de tipo compresivo formando estructuras “cuasiestáticas” en el plasma, es decir, su frecuencia es aproximadamente igual a cero en el marco de referencia del plasma (Tajiri, 1967; Hasegawa, 1969). Si suponemos un plasma con anisotropía térmica y además suponemos que la frecuencia de las fluctuaciones en el campo magnético B es menor a la frecuencia del movimiento oscilatorio de las partículas (por ejemplo, la frecuencia de giro de los iones), se puede demostrar que el plasma se comportará de la siguiente manera: ante un aumento/disminución en la intensidad de B , denotado por δB , la presión total del plasma (presión de plasma + presión magnética) en dirección perpendicular al campo, δp_{\perp} , se verá disminuida/aumentada (Hasegawa, 1969). Esta respuesta de la presión del plasma en antifase con los cambios en B se puede expresar mediante la siguiente ecuación:

$$\delta p_{\perp} = 2p_{\perp} \left(1 - \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}\right) \frac{\delta B}{B} \quad (2.1)$$

La ecuación anterior es fundamental en la descripción de la inestabilidad tipo espejo. Es muy interesante notar que el efecto que describe la ecuación 2.1 ocurre a pesar de que la energía perpendicular de las partículas aumenta (o disminuye) en fase con el aumento (o disminución) del campo. Esto último es una consecuencia directa de la conservación del momento magnético de la partícula o primer invariante adiabático en plasmas donde las variaciones en el campo magnético son muy lentas (frecuencias bajas) con respecto a la frecuencia de giro del protón (el lector interesado en esta demostración puede consultar el libro de texto de Baumjohann y Treumann, 1996).

Antes de continuar explicando la física de la inestabilidad tipo espejo, recordaremos que el momento magnético de una partícula, denotado por μ , es el cociente de la energía cinética perpendicular de la partícula y la intensidad de campo magnético, el cual se puede expresar como:

$$\mu = \frac{W_{\perp}}{B} = \frac{mv^2 \sin^2 \alpha}{2B} \quad (2.2)$$

Donde:

W_{\perp} Es la energía cinética de la partícula en dirección perpendicular al campo

m Es la masa de la partícula

v Es la velocidad cinética de la partícula

α Es el ángulo de paso de la partícula.

El ángulo de paso α es el ángulo que forman la velocidad de la partícula y la dirección de B . La Figura 2.1 muestra un esquema en donde se grafica dicho ángulo con respecto a las componentes de la velocidad en dirección paralela y perpendicular al campo B .

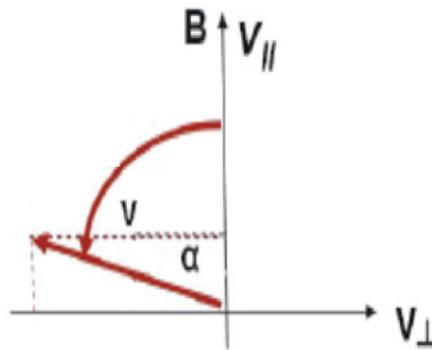


Figura 2.1: Visualización del ángulo de paso α de una partícula del plasma. B hace referencia al campo magnético y V es la dirección de la velocidad de la partícula. V_{\parallel} y V_{\perp} es la componente de la velocidad de una partícula en la dirección paralela y perpendicular al campo magnético, respectivamente.

Cuando una partícula se mueve hacia regiones donde el campo magnético B se intensifica, la conservación del momento magnético permite que la componente de la velocidad perpendicular a B aumente, y con esto el ángulo de paso también aumentará. Esto ocurre al mismo tiempo que la velocidad paralela de la partícula disminuye, pues la partícula conserva su energía. El punto donde la velocidad paralela es cero se le conoce como punto espejo. En el punto espejo la partícula será entonces rebotada puesto que su velocidad paralela a B es nula y la partícula ya no podrá seguir penetrando la región de campo magnético convergente. Dicho de otra forma la velocidad paralela al campo se ha convertido en velocidad perpendicular.

El efecto de rebote de la partícula como consecuencia de la conservación del momento magnético es muchas veces descrito introduciendo la noción de la llamada “fuerza magnética de espejo”, la cual se puede visualizar como una fuerza que “estrangula” el plasma moviéndolo de regiones de mayor intensidad de campo a regiones de menor intensidad. Dicha fuerza se puede pensar como la responsable de acelerar a la partícula a lo largo del campo magnético, aunque en realidad, ésta es una “pseudo fuerza”, puesto que la energía total de la partícula no se ve alterada.

La inestabilidad tipo espejo genera configuraciones simétricas de campo magnético como las tipo “botellas magnéticas” mostradas en la Figura 2.2, la partícula rebotará una y otra vez en los puntos donde B converge (puntos espejo), de tal manera que existirá mayor densidad de partículas donde el campo magnético es menos intenso. Una nave que cruzara por donde indican las líneas de campo punteadas, obtendría entonces registros de campo magnético y densidad

anticorrelacionados, como las gráficas que se presentan en la parte inferior de la Figura 2.2. Esta es una de las “firmas” básicas del modo tipo espejo mediante las cuales se puede reconocer el modo tipo espejo de manera inmediata en las observaciones. Cabe mencionar que esta anticorrelación la comparte con otro modo llamado “modo lento”, el cual surge en las inestabilidades MHD.

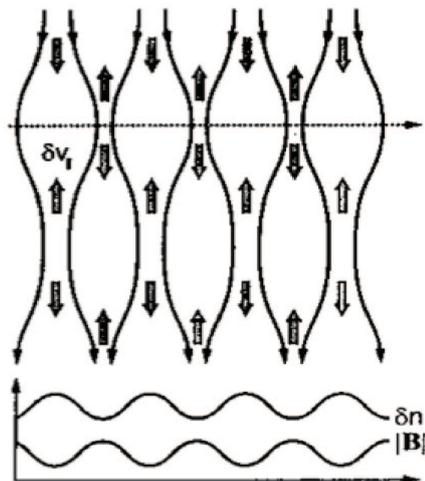


Figura 2.2: Botellas magnéticas. Las flechas indican el desplazamiento de las partículas del plasma durante el desarrollo de la inestabilidad tipo espejo. El plasma es “expulsado” de las regiones de mayor intensidad de campo magnético hacia donde el campo es menos intenso. El segmento de línea punteada indica la dirección de movimiento de una nave imaginaria. La parte inferior del esquema representa las observaciones en densidad y campo magnético de dicha nave. (Adaptado de Treumann y Baumjohann, 1997).

2.2. Aproximación cinética del modo tipo espejo

La inestabilidad tipo espejo fue estudiada en sus inicios como una inestabilidad de tipo hidrodinámico (Rudakov y Sagdeev, 1961; Thompson, 1964). Si bien la inestabilidad tipo espejo puede ser tratada usando una aproximación fluida, numerosos autores concuerdan con que el tratamiento de esta inestabilidad utilizando teoría cinética de plasmas es más apropiado para describir correctamente la física involucrada en esta inestabilidad (Tajiri, 1967; Hasegawa, 1969; Southwood y Kivelson, 1993; Krauss-Varban et al., 1994; Génot et al., 2001). La razón principal es que la inestabilidad tipo espejo involucra procesos de tipo “no fluido” como resonancias onda-partícula, los cuales juegan un papel muy importante por ejemplo en plasmas calientes. Dichos efectos no los predice la teoría MHD ni ninguna teoría de fluidos. La introducción de partículas resonantes en la inestabilidad tipo espejo y su importancia en el desarrollo de la inestabilidad tipo espejo ha sido tratado con detalle en el trabajo de Southwood y Kivelson (1993). La diferencia primordial entre el uso de ambas teorías para estudiar la inestabilidad tipo espejo, como se expone en Southwood y Kivelson, se describe a continuación. En teoría MHD, todas las partículas del plasma se comportan de acuerdo a la ecuación 2.1: ante un cambio en el campo magnético, de manera que para ellas, aplica toda la física descrita en la sección anterior.

En teoría cinética de plasmas (lineal), por el contrario, existirá una población que no se comporta de esta manera. A las partículas de la primera población les llamaremos partículas

del bulto del plasma o partículas no resonantes, y a las segundas les llamaremos partículas resonantes. En la Figura 2.3, las partículas del bulto se señalan con un vector y un círculo blanco, y las resonantes no tienen vector y sólo tienen un círculo negro.

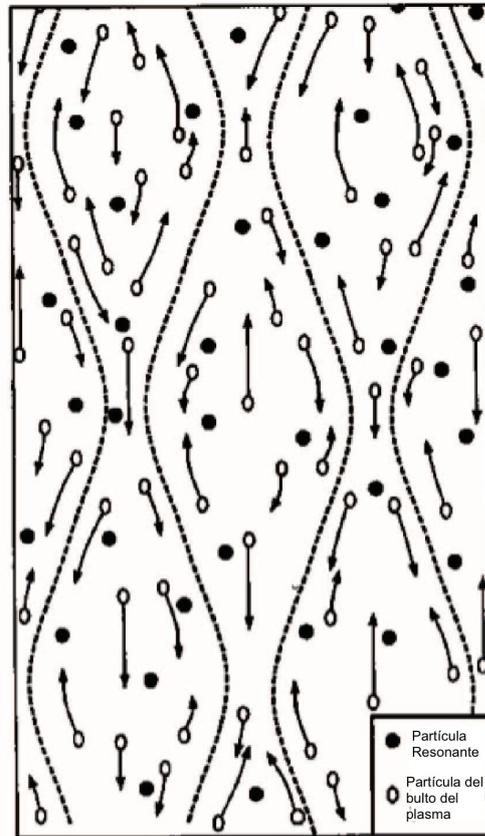


Figura 2.3: Representación de los dos tipos de poblaciones de partículas que existen durante el desarrollo de la inestabilidad tipo espejo. Partículas del bulto del plasma (círculo blanco) y partículas resonantes (círculo oscuro). Las líneas punteadas representan las líneas del campo magnético. (Adaptado de Southwood y Kivelson, 1993).

Las partículas del bulto son las que inicialmente tienen ángulos de paso α lejanos de los 90° y que por tanto tienen velocidades paralelas a B apreciables. Estas partículas van modificando su ángulo α conforme ocurre la inestabilidad, pues intercambian su energía entre energía perpendicular y paralela (conservan su energía) y cuando α llega a 90° son rebotadas en los puntos espejo. En cambio, las partículas resonantes tienen ángulos de paso cercanos a los 90° (velocidades paralelas muy pequeñas) y no modifican su ángulo de paso, modificando su energía conforme la inestabilidad ocurre.

Desde el punto de vista cinético lineal, el mecanismo físico de la inestabilidad tipo espejo opera de la siguiente manera: Un incremento/decremento en el campo magnético da lugar a un decremento/incremento en la presión del bulto del plasma, lo cual ocasiona un déficit/superávit en la presión neta local. La presión es entonces balanceada por la presión de las partículas resonantes ya que estas responden siendo aceleradas/desaceleradas por el campo que aumenta/disminuye.

De acuerdo a Southwood y Kivelson (1993) el efecto del mecanismo tipo espejo en los contornos de las funciones de distribución sería el que se muestra en la Figura 2.4. En esta se muestran los contornos en el plano v_{\parallel} , v_{\perp} para tres situaciones diferentes. Para los tres casos se muestra como referencia la elipse de la función de distribución inicial que es una bimaxwelliana (línea sólida en forma de elipse). La región sombreada corresponde a las partículas resonantes. En la parte superior se observa que cuando $\delta B > 0$, las partículas resonantes aumentan su energía total y su energía perpendicular a B , lo cual se traduce en una elongación del contorno original en la región sombreada en la dirección perpendicular al campo. Lo contrario ocurre cuando $\delta B < 0$, las partículas resonantes disminuirán su energía perpendicular y por tanto, la distribución sufrirá un “achatamiento” en la dirección de v_{\perp} .

En resumen, la diferencia principal entre el tratamiento de la inestabilidad tipo espejo en la teoría de fluidos y la teoría cinética lineal es la aparición de partículas resonantes con el campo magnético. Estas tienen ángulos de paso grandes (velocidades paralelas al campo pequeñas) y contribuyen a equilibrar el desbalance de presión que crearon las partículas del bulto del plasma. Sin embargo, la resonancia de estas partículas es un poco distinta a la resonancia de las partículas en otras inestabilidades como la ion ciclotrón. En primer lugar, la tasa de crecimiento de la inestabilidad tipo espejo es inversamente proporcional al número de partículas resonantes. En segundo lugar, las partículas resonantes tienen velocidad cero a lo largo del campo por lo que se trata de una inestabilidad de tipo no oscilatoria (a diferencia de otras inestabilidades resonantes).

2.3. Competencia entre dos modos cinéticos: modo espejo y modo ión ciclotrón

Si consideramos un plasma homogéneo, magnetizado y sin colisiones con dos especies (electrones y protones) en el cual los electrones están representados por una distribución simple Maxwelliana y los protones por una bimaxwelliana donde $T_{\perp p} > T_{\parallel p}$, la teoría lineal de Vlasov predice que existen dos soluciones a la ecuación de dispersión, o bien dos modos que pueden crecer a partir de la energía libre disponible en la anisotropía de los protones (Gary et al., 1976): la inestabilidad tipo espejo y la inestabilidad ion ciclotrón (el lector interesado en una deducción clara de la ecuación de dispersión cinética puede consultar Gary (1993) y la tesis de maestría de Enríquez-Rivera (2008)).

El modo que tiene el crecimiento γ más rápido bajo condiciones donde la β del plasma es moderada-baja y la anisotropía grande (Kennel y Petschek, 1966; Gary, 1992) es el de la inestabilidad ión-ciclotrón. Por el contrario el modo espejo tiene crecimientos mayores al de la ión ciclotrón para valores altos de β y anisotropías bajas. Usualmente entre mayor es la β menor es la anisotropía térmica para que la inestabilidad ocurra.

La Figura 2.5 muestra la tasa de crecimiento de la inestabilidad tipo espejo como función del número de onda para tres diferentes valores de la anisotropía térmica. En este modo recordaremos que su frecuencia es $\omega = 0$. Como se observa en esta Figura, el modo tipo espejo tiene máximos crecimientos para ángulos de propagación bastante oblicuos.

Por otra parte, retomando la ecuación 2.1, si aplicamos esta ecuación a un plasma bimaxwelliano, podemos llegar a la siguiente relación (para más detalles ver Southwood y Kivelson, 1993)

$$1 + \beta_{\perp} \left(1 - \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}\right) < 0 \quad (2.3)$$

la ecuación anterior es conocida como el criterio de inestabilidad, el cual se debe cumplir para que un plasma sea inestable al modo tipo espejo. Como se observa, el cumplimiento de esta

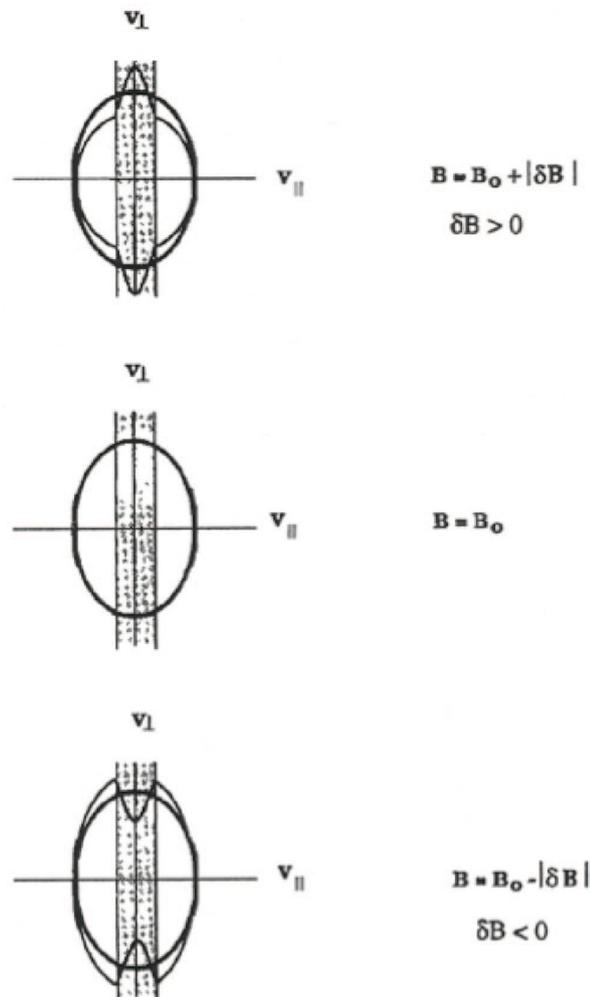


Figura 2.4: *Proyección de las funciones de distribución en el espacio de velocidades (V_{\parallel}, V_{\perp}) para (a) aumentos de campo magnético $\delta B > 0$, (b) cuando no existe inestabilidad ($B = B_0$) y (c) durante una disminución en el campo $\delta B < 0$. En los tres casos se repite la función bimaxwelliana original (antes de que ocurra la inestabilidad) como punto de comparación. La curva menos intensa representa la función de distribución distorsionada. La zona sombreada corresponde a la región de las partículas resonantes, en donde la función de distribución se distorsiona durante el desarrollo de la inestabilidad. (Southwood y Kivelson, 1993.)*

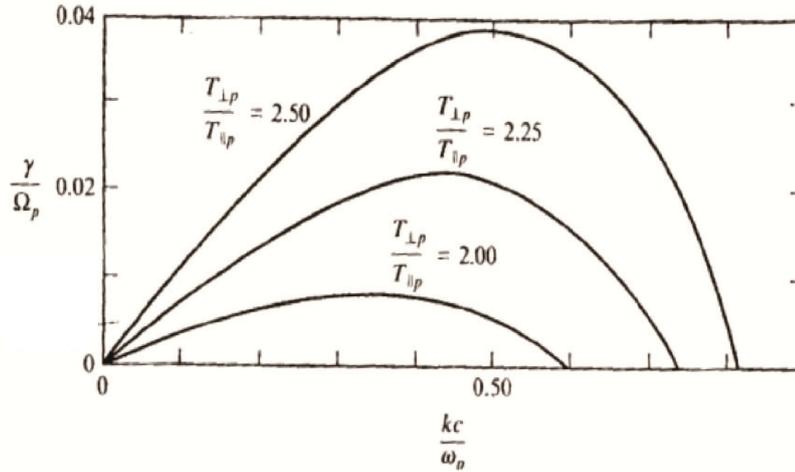


Figura 2.5: tasa de crecimiento de la inestabilidad tipo espejo como función del número de onda k (normalizado con respecto a la longitud inercial del protón c/ω_p , para tres diferentes valores de anisotropía térmica de los protones. En este caso $\beta_p = 1$. Para cada curva, el ángulo de propagación corresponde al de máximo crecimiento en el valor de cada anisotropía: para $T_{\perp}/T_{\parallel} = 2$, $\theta = 71^\circ$; para $T_{\perp}/T_{\parallel} = 2,25$, $\theta = 66^\circ$; para $T_{\perp}/T_{\parallel} = 2,5$, $\theta = 63^\circ$. (Gary, 1993)

condición depende de los valores que adquieran la β y la anisotropía térmica T_{\perp}/T_{\parallel} . El juego de estos dos parámetros es lo que definirá si el plasma es o no inestable.

Es importante señalar que a pesar de las diferencias de crecimiento entre los modos tipo espejo y la inestabilidad ion ciclotrón, las observaciones in-situ de los modos tipo espejo en plasmas espaciales anisotrópicos térmicamente son muy frecuentes (i.e. Winterhalter et al., 1994). Ambientes de plasmas espaciales donde existe calentamiento no uniforme y compresión como por ejemplo en las regiones río abajo de los choques cuasiperpendiculares son excelentes candidatos como fuentes de anisotropías térmicas en el plasma. Los procesos de asimilación de iones (en inglés, “ion pick up processes”) pueden igualmente favorecer la existencia de anisotropías térmicas. El hecho de que los modos tipo espejo han sido observado con y sin la presencia de ondas ion ciclotrón es todavía un tema de estudio actualmente. Se ha sugerido que la incorporación de una componente de helio en el plasma puede llegar a suprimir la tasa de crecimiento de las ondas ion ciclotrón, favoreciendo entonces el crecimiento de los modos espejo (Price et al., 1986; Gary, 1993). Otra hipótesis apunta a que las inhomogeneidades creadas en el plasma ambiente por los mismos modos tipo espejo pueden inhibir el crecimiento de las ondas ion ciclotrón (Southwood y Kivelson, 1993). La competencia entre ambos modos es objeto de estudio de esta tesis y se estudiará más a detalle en los capítulos 3 y 4 con datos de la misión STEREO.

2.4. Observaciones en la heliosfera del modo tipo espejo

Las primeras observaciones del modo tipo espejo datan de los 70's a partir de observaciones de una tormenta magnética en el entorno terrestre (Tajiri, 1967; Hasegawa, 1969). Desde entonces, el modo tipo espejo ha sido observado en diversos ambientes dentro de la heliosfera como por

ejemplo en las magnetofundas planetarias (Tierra, Jupiter, Saturno), en el lado día de Venus, en la magnetosfera inducida de Marte, en la magnetocola terrestre, en el medio interplanetario, en fundas de EMCIs, en la heliofunda e igualmente en regiones de “asimilación de iones” como por ejemplo cerca de Io y en ambientes de cometas .

La morfología de las estructuras tipo espejo ha sido un tema muy estudiado. Las observaciones de los modos tipo espejo a través de la heliosfera nos han enseñado que las formas en las que se pueden presentar los modos tipo espejo pueden ser muy diversas. La Figura 2.6 muestra algunos ejemplos de los modos tipo espejo observados. Dentro de las manifestaciones más comunes del modo espejo se encuentran en primer lugar depresiones y picos en el campo magnético, siendo la primera más común que la segunda en las observaciones. En magnetofundas planetarias como la de la Tierra, Saturno y Jupiter han sido observados trenes de picos en la intensidad de campo magnético casi siempre muy cerca del choque de proa del planeta así como en la magnetofunda media, mientras que los hoyos tienden más a aparecer cerca de la magnetopausa y en los flancos de la magnetosfera (Kaufmann et al., 1970; Leckband et al., 1995; Lucek et al., 1999; Génot et al., 2001; Erdős y Balogh, 1995; Joy et al., 2006). En el caso de Saturno, los modos tipo espejo han sido observados como estructuras cuasisinusoidales, las cuales suelen evolucionar hacia hoyos y picos conforme se acercan a la magnetopausa (Bavassano Cattaneo et al., 1998). Trenes de hoyos y picos magnéticos han sido también observados en la heliofunda y se han interpretado como estructuras tipo espejo (Burlaga et al., 2006). De forma similar, Liu et al. (2006) encontró hoyos en el campo magnético en la parte delantera de EMCIs.

En el caso del viento solar, se han observado hoyos en el campo magnético a distintas distancias heliocéntricas tanto en forma aislada como en forma de trenes de hoyos magnéticos (Winterhalter, et al., 1994; Zhang et al., 2008; Russell et al., 2008). Recientemente, usando datos de alta resolución del magnetómetro a bordo de la misión STEREO, Russell et al., 2009 reportó varios eventos del modo espejo en forma de trenes de pequeña amplitud en el campo magnético, cuyas estructuras magnéticas se encuentran muy cercanas unas de otras. Dichos trenes incluyen tanto hoyos como picos, persisten incluso por horas y de ahí que se les ha llamado “tormentas modo espejo”. Estos eventos fueron encontrados en viento solar con betas moderadas-altas así como en regiones río abajo de choques interplanetarios débiles. El estudio de las tormentas tipo espejo son objeto de estudio de esta tesis.

2.5. La inestabilidad ión ciclotrón

Las ondas ion ciclotrón generadas por anisotropías térmicas del tipo $T_{\perp} > T_{\parallel}$ son ondas con polarización circular izquierda con frecuencias en el marco de referencia del plasma cercanas pero menores a la girofrecuencia de los iones que tienen dicha anisotropía (Gary et al. 1976). La Figura 2.7 muestra gráficas de dispersión para tres diferentes regímenes de anisotropía en protones. En esta inestabilidad, los electrones son no resonantes y los protones, por el contrario, experimentan resonancia de tipo ion ciclotrón con el campo magnético. La dirección preferencial de propagación de las ondas ion ciclotrón es paralela al campo magnético.

Las ondas ion ciclotrón han sido observadas en una gran variedad de ambientes planetarios y cometarios (i.e., Fraser, 1985; Neubauer et al., 1993; Huddleston et al., 1998; Leisner et al., 2006; Russell and Blanco-Cano, 2007). En contraste, han sido observadas ocasionalmente en el viento solar (i.e., Murphy et al., 1995; Jian et al., 2009 y 2010). La Figura 2.8 muestra series de tiempo de campo magnético correspondientes a ondas ion ciclotrón observadas por Messenger a 0.3 UA (Jian et al., 2010).

Se ha señalado que un mecanismo de producción de OICs puede ser mediante iones asimilados (“pickup ions”) con distribuciones tipo anillo. Estos iones son producidos por fotoionización o

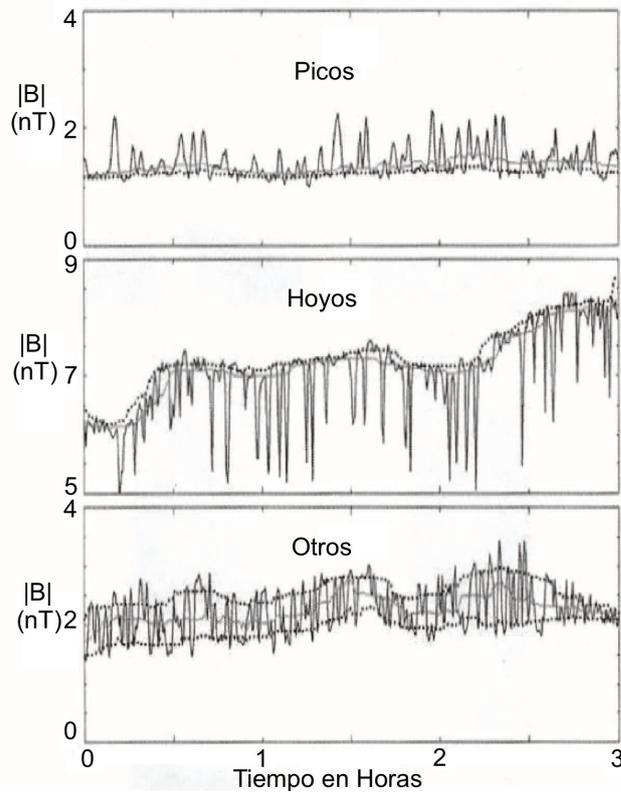


Figura 2.6: Ejemplos de estructuras en el campo magnético que han sido identificadas como modos tipo espejo. Las observaciones corresponden a un estudio de caso en el lado día de Venus (Adaptado de Volwerk, et al., 2008)

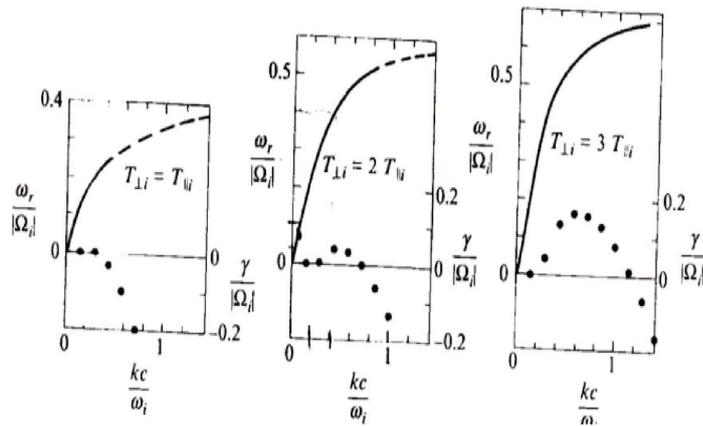


Figura 2.7: Frecuencia real (curvas mixtas) y tasa de crecimiento/amortiguamiento (curvas con puntos) para la inestabilidad ión ciclotron debida a anisotropías térmicas de proton como función del número de onda k (normalizado con respecto a la longitud inercial de los iones c/ω_p) para tres diferentes regímenes de anisotropía. En este caso $\beta_p = 1$. (Gary, 1993)

bien por intercambio de carga siendo posteriormente acelerados por el campo eléctrico de un plasma magnetizado que fluye en un gas neutro, del cual se crean los iones asimilados. Se han hecho numerosos estudios teóricos al respecto (Wu and Davidson, 1972; Wu et al., 1973; Lee and Ip, 1987; Williams and Zank, 1994; Isenberg, 1996), en los cuales se ha señalado que los iones asimilados producen OICs con polarización izquierda y cerca de la frecuencia ion ciclotrón en el marco del plasma. En el trabajo de Murphy et al., 1995 se detectaron OICs usando datos de la misión Ulysses entre 4.6 y 5.4 UA y se identificaron características de onda consistentes con la teoría de asimilación de iones.

Recientemente, Jian et al., 2009 y 2010 reportaron OICs a 1 UA y a 0.3 UA respectivamente utilizando datos de STEREO y Messenger. Sin embargo, las características de estas ondas son un poco distintas de las que se habían reportado anteriormente. Por ejemplo, se reportaron ondas con polarización tanto derecha como izquierda, las amplitudes de las ondas son más pequeñas y por otro lado no están bien correlacionadas con la frecuencia local del protón o la del helio. El origen de estas ondas ion ciclotrón observadas es aún tema de investigación. Se especula que, al igual que las ondas espejo que han sido observadas en el medio interplanetario, las ondas ion ciclotrón que no se generan a partir de iones asimilados localmente, podrían ser ondas “mensajeras” de la corona solar. Lamentablemente, las ondas ion ciclotrón que pudieran existir en la corona solar no se pueden observar de manera remota. Existen sin embargo observaciones de emisiones ultravioleta que han sido utilizadas para inferir la presencia de distribuciones pesados de iones altamente anisotrópicos. Se cree que dichas poblaciones podrían ser inestables a la inestabilidad ión ciclotrón por anisotropía y las ondas generadas por este mecanismo podrían jugar un papel importante en el problema del calentamiento de la corona solar. (Kohl et al. 1998; Cranmer et al. 1999; Antonucci et al. 2000). Misiones futuras que orbiten más cerca de la corona del Sol, como Solar Probe Plus y Solar Orbiter, las cuales se planean lanzar hacia el 2017 y 2018 respectivamente, ayudarán a develar el misterio del origen tanto de los modos tipo espejo como de las ondas ion ciclotrón observadas en el medio interplanetario.

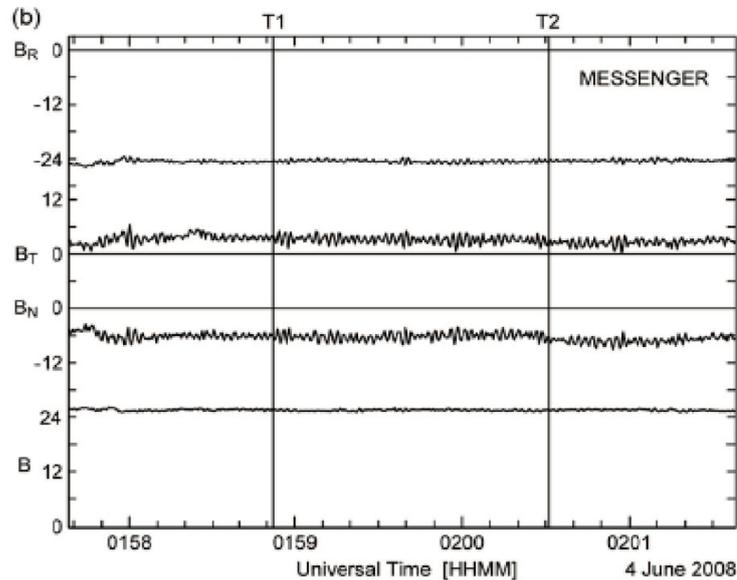


Figura 2.8: Ondas ion ciclotrón observadas por la misión Messenger a 0.3 UA. (Jian et al., 2010.)

Capítulo 3

Tormentas Modo Espejo asociadas a RICs y al viento solar ambiente

El material que se presenta en este capítulo constituye una versión en español del mismo material publicado en los artículos de Enríquez-Rivera et al. (2010 y 2013).

3.1. Las Tormentas Modo Espejo

Observaciones dentro de la heliosfera nos han mostrado que el Modo Tipo Espejo se puede manifestar de distintas formas. Dentro de las estructuras más comúnmente observadas se encuentran las depresiones y los picos en la intensidad del campo magnético (Winterhalter et al., 1994; Zhang et al., 2008; Russell et al., 2008). En 2009 Russell et al. reportaron utilizando datos de la misión STEREO eventos de hoyos y picos en campo magnético con características que no se habían observado anteriormente. La particularidad de estos eventos radica en que las estructuras se encuentran muy cerca unas de otras y que además la duración de estos eventos es muy prolongada, con intervalos que van desde 10 min hasta 8 hrs. Dadas estas dos características en particular, a dichos eventos de modos tipo espejo se les ha denominado “Tormentas Modo Espejo” (TME).

La Figura 3.1 muestra un ejemplo de una TME observada el 10 de julio de 2007 por la nave STEREO B. Las series de tiempo de esta figura así como de figuras sucesivas se muestran graficadas en coordenadas RTN (Radial Tangential Normal Coordinates). En este sistema, R apunta radialmente hacia afuera del Sol, T es tangencial a la órbita planetaria y N apunta al norte (el plano RN contiene el eje de rotación solar). La tormenta se identifica mediante un tren de fluctuaciones que comprimen el campo magnético llegándose a formar picos y hoyos, como los que se aprecian en el zoom de la Figura 3.1 en la intensidad de campo magnético y en la componente BT.

Las TME vistas en detalle se parecen a los trenes de modos tipo espejo que han sido previamente reportados en la literatura (ver por ejemplo Zhang et al., 2008 y referencias que aparecen en este trabajo). Lo que las hace diferentes de los trenes reportados anteriormente es que por un lado, la duración de las tormentas es usualmente más larga que en los trenes que se han reportado previamente, y en segundo lugar, la proximidad entre las estructuras tipo espejo es más pequeña en las tormentas, esto es, la frecuencia de estas oscilaciones es mucho más alta en las tormentas. Basado en estas características, hemos desarrollado un criterio para discriminar un tren ordinario de una tormenta en las observaciones.

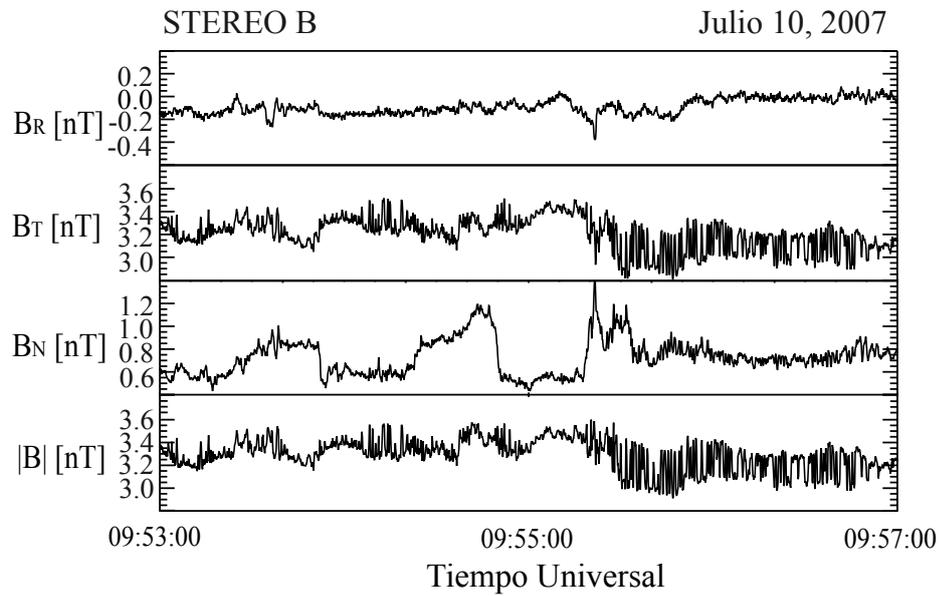


Figura 3.1: Datos de campo magnético durante una tormenta tipo espejo observada río abajo de un choque delantero asociado con una RIC. Los datos se muestran en coordenadas RTN, donde R apunta radialmente hacia afuera del Sol, T es tangencial a la órbita planetaria y N apunta al norte.

Dado que una TME es un tren de modos tipo espejo, deberemos primero señalar un criterio para identificar un tren de modos espejo. Existen en la literatura muchas definiciones de los trenes de modos tipo espejo. Nuestra definición es similar a la de Zhang et al., (2008), en la cual un grupo de hoyos (en este caso picos también) se define como un tren si existe al menos una segunda estructura comparable (hoyo o pico) en un intervalo de 5 min. Tomando este criterio, nosotros definimos una tormenta tipo espejo como un tren de estructuras que ocurre en un intervalo con una duración mínima de 5 min siempre y cuando existan además dos hundimientos o picos en “ventanas” de 40 seg dentro del tren. Este último requerimiento garantiza la presencia de un suficiente número de elementos tipo espejo en un intervalo pequeño de tiempo para que un tren sea catalogado como una tormenta tipo espejo. Este número lo obtuvimos empíricamente después de revisar cuidadosamente los eventos utilizados en este trabajo y aquellos que se reportaron en Russell et al. (2009).

3.2. Datos y método de análisis

En este trabajo se utilizaron datos de la misión STEREO durante el 2007 y el primer trimestre del 2008 (enero-marzo). Se estudiaron el campo magnético del magnetómetro de IMPACT así como los datos de plasma provenientes del espectrómetro de iones PLASTIC (Galvin et al., 2008). Las frecuencias de muestreo son de 8 Hz y 1 muestra por minuto para el campo magnético y el plasma, respectivamente. Ambas frecuencias corresponden a la resolución más alta disponible de dichos instrumentos.

El método utilizado para la detección de estructuras tipo espejo es el siguiente. Primero, mediante inspección visual buscamos estructuras en el campo magnético medido por las naves STEREO A y B utilizando ventanas de 600 s. Seleccionamos eventos bien definidos, esto es, eventos donde las depresiones en el campo magnético total o bien los picos estuvieran embebidos en un campo ambiente relativamente constante. Utilizando este método, encontramos cientos de estructuras magnéticas aisladas en forma de hoyos así como trenes de modos tipo espejo. Como este trabajo se centra en tormentas tipo espejo, se seleccionaron sólo los eventos tipo tren. Una vez identificados los eventos con trenes, evaluamos la proximidad entre las estructuras magnéticas desechando aquellas que no cumplieran con nuestra definición de una tormenta dada en la sección 3.1.

El siguiente paso consistió en hacer una identificación más rigurosa del modo tipo espejo. Los modos tipo espejo se identifican mejor por la anticorrelación entre el campo magnético y la densidad (ver Capítulo 2), así como también a través del criterio de inestabilidad dado por la ecuación 3. Desafortunadamente, la resolución de los datos de plasma no nos permite observar dicha anticorrelación. Asimismo, para aplicar el criterio de inestabilidad necesitamos la anisotropía térmica de los iones, con lo cual no contamos a la fecha en la que se hizo este trabajo, por lo que no podemos tampoco probar el criterio de inestabilidad en nuestros eventos.

Una alternativa práctica para la identificación de los modos tipo espejo es analizar las propiedades de las ondas observadas. Para ello, como se expuso en el Capítulo 2, la teoría cinética lineal señala que los modos tipo espejo son estructuras compresivas linealmente polarizadas en la dirección del campo magnético promedio B_0 . Por tanto, otra forma directa de identificar estas ondas es mediante el análisis de su polarización. Para ello se pueden utilizar diversas técnicas, entre ellas el Análisis de Mínima Varianza (AMV) (Sonnerup and Scheible, 1998).

El AMV (en inglés *Minimum Variance Analysis*) sirve para obtener la dirección de propagación \mathbf{k} de ondas planas con respecto al vector de campo magnético promedio \mathbf{B}_0 , así como la polarización de las ondas. El método consiste en obtener los eigenvalores de la matriz de covarianza de las fluctuaciones de campo magnético, los cuales se ordenan como $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$

(mínimo, intermedio y máximo, respectivamente). El vector correspondiente al eigenvalor mínimo λ_1 proporciona la dirección de propagación \mathbf{k} de la onda y el ángulo de propagación de la onda $\theta_{B_o, \mathbf{k}}$ se obtiene efectuando el producto punto $\mathbf{B}_o \cdot \mathbf{k}$

Los resultados de MVA se pueden representar gráficamente mediante los diagramas que se conocen con el nombre de *hodogramas*, en los cuales se grafica la evolución temporal del campo magnético empleando los eigenvectores como ejes. Siempre y cuando se trate de ondas planas o casi planas los hodogramas son una herramienta muy útil para visualizar el tipo de polarización de la onda (circular, elíptica, etc.) así como el sentido de su polarización (de mano izquierda o derecha). Este último se obtiene observando el sentido de giro de los vectores de campo y lo indicaremos en los diagramas con un círculo para el vector de inicio y mediante un asterisco que indica el vector final.

Existen diversos criterios para identificar ondas con polarización lineal utilizando las razones de los eigenvalores (ver por ejemplo la técnica de Tátrallyay y Erdős, 2005; Génot et al., 2009 y referencias señaladas en estos trabajos). En nuestro estudio utilizamos el criterio de Tátrallyay y Erdős (2005), el cual establece que las ondas linealmente polarizadas deben cumplir con la condición: $\lambda_{max}/\lambda_{int} > 2,5$, donde λ_{max} y λ_{int} son el eigenvalor máximo e intermedio respectivamente.

Al aplicar el criterio anterior, encontramos que en muchos de nuestros eventos, un gran número de nuestras estructuras no cumplían con este requisito, ya que se trataba más bien de ondas elípticas. Ondas tipo espejo con polarización elíptica ya han sido reportadas previamente (Génot et al., 2001; 2009). En estos trabajos se ha señalado que las ondas tipo espejo se manifiestan más frecuentemente como estructuras elípticas, al menos en el ámbito geomagnético. Basándonos en estos estudios relajamos la condición utilizada por Tátrallyay y Erdős, de tal forma que los casos que cumplan con la siguiente condición son considerados también como ondas tipo espejo aunque con polarización elíptica: $1 < \frac{\lambda_{max}}{\lambda_{int}} << \frac{\lambda_{int}}{\lambda_{min}}$ y $\frac{\lambda_{int}}{\lambda_{min}} > 3$

Finalmente, examinamos el ángulo entre el máximo eigenvector y el campo magnético, $\theta_{max B_o}$ el cual debe ser $< 20^\circ$ para que las fluctuaciones del campo magnético sean consideradas cuasiparalelas al campo magnético.

Utilizando el método anteriormente descrito encontramos que durante 2007 y el primer trimestre del 2008 STEREO observó 14 eventos de tormentas tipo espejo dentro de las RIC. Durante el periodo de estudio STEREO observó un total de 40 RICs. Los periodos de las RICs en este trabajo fueron tomados de la lista de eventos proporcionada en la página de STEREO de la Universidad de California, Los Ángeles (UCLA) (para más detalles ver Jian et al., 2006).

La Tabla 3.1 muestra la fecha en la que nuestros eventos fueron observados, así como algunas de las propiedades de dichos eventos, las cuales se discutirán más adelante. Así mismo, se observa en la tabla que para un mismo día existen 2 eventos. Esto es debido a que en ocasiones se observó que dentro de una RIC existen mas de 2 eventos con TME, separados por intervalos con extensiones de minutos a horas. Asimismo, en la Tabla 3.1 se señala un caso de una TME observada en el viento solar ambiente. A continuación presentamos casos de estudio para las TME observadas dentro de las RIC y para el caso observado en el viento solar ambiente.

3.3. Estudios de casos

3.3.1. Estudio de caso 1: TME dentro de las RIC cerca del choque delantero

A partir de nuestro estudio, hemos encontrado que las TME son muy frecuentes en las regiones río abajo de los choques delanteros de RIC. La Figura 3.2 muestra mediciones de campo magnético y de plasma dentro de una RIC observada por STEREO A del 29 de Febrero al 3 de marzo de

2008. El área sombreada justo río abajo de el choque delantero indica el periodo donde las estructuras tipo espejo fueron observadas como tormentas.

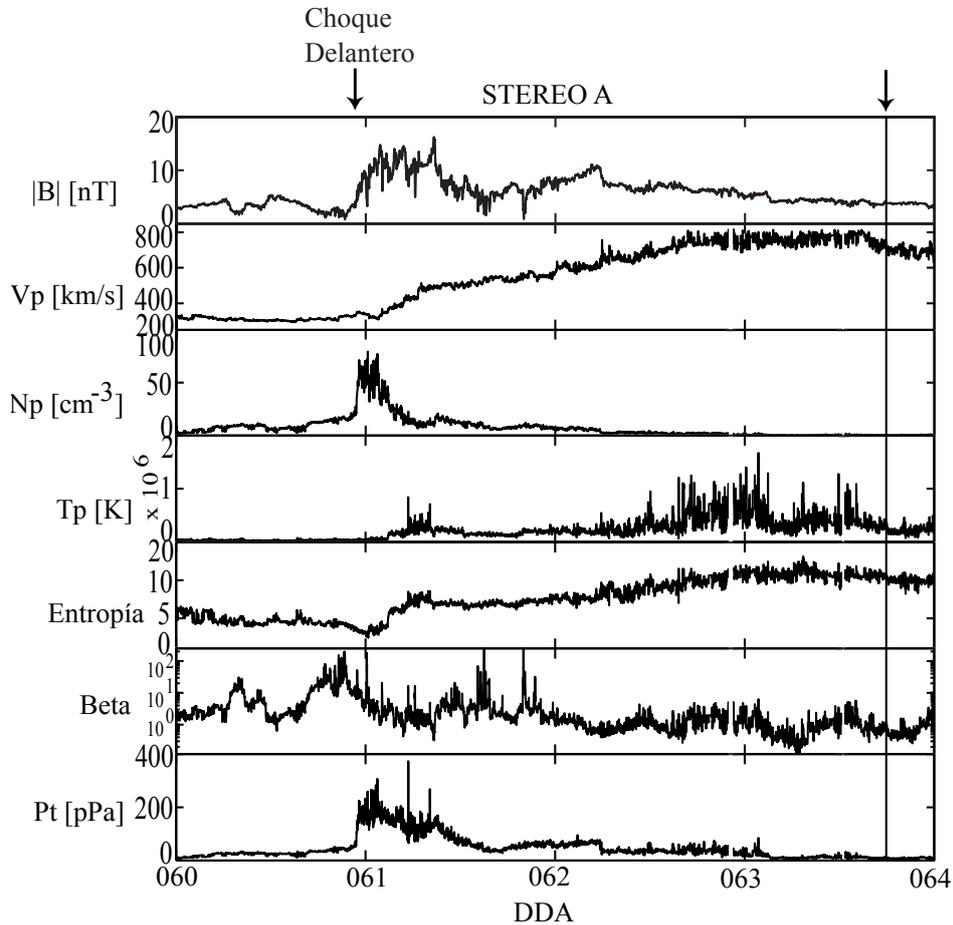


Figura 3.2: *RIC* observada el 29 de febrero de 2008 (las fronteras de la *RIC* están indicadas con flechas). Las tormentas tipo espejo (área sombreada) se observaron río abajo del choque delantero de una *RIC*.

Las observaciones de la TME comenzaron el 29 de febrero de 2008 a las 22:52:03, un poco después de registrarse el choque delantero a las 22:51:02. La Figura 3.3 muestra datos de campo magnético con un acercamiento del choque interplanetario. En este caso el choque es de tipo cuasi-perpendicular con $\theta_{Bn} = 84^\circ$ y tiene número de Mach magnetosónico de 1.3. Como se observa en la Figura 3.3, se encontraron ondas tipo whistler río abajo del choque con una duración poco menor a 1 minuto, y posteriormente estas ondas fueron reemplazadas por modos tipo espejo. La ocurrencia de las estructuras tipo espejo cesó después de las 23:30.

La Figura 3.4 muestra la evolución de las estructuras tipo espejo durante el caso de estudio en intervalos seleccionados de 40 s. Al principio del evento, cerca del choque, las ondas tipo espejo se observan principalmente como picos de pequeña amplitud (parte intervalo A de la Figura

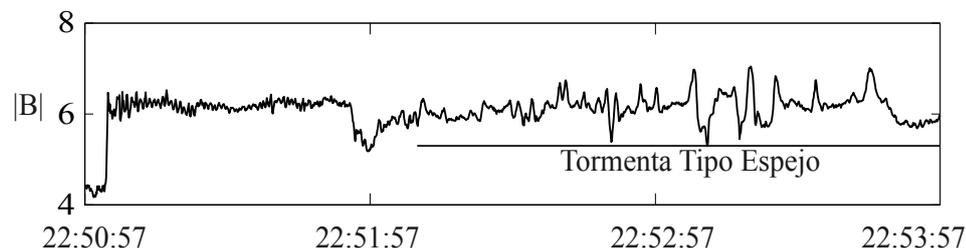


Figura 3.3: Intensidad de campo magnético observado por STEREO A el 29 de Febrero de 2008. Una TTE que empezó a las 22:52:03 fue detectada río abajo de un choque delantero registrado a las 22:51:01.

3.4). Pocos minutos después el número de picos disminuye y el tiempo de separación entre las estructuras disminuye también (intervalos B-C).

Conforme el tiempo transcurre, los hoyos comienzan a ser detectados, haciendo difícil la distinción entre picos y hoyos (intervalo D). Hacia la parte final del evento, las estructuras se convierten en hoyos muy bien formados, los cuales cada vez son más profundos, más anchos y más separados unos de otros conforme el final del evento se aproxima (intervalos F-G). La amplitud normalizada ($\delta B/B_o$) de los hoyos llega a alcanzar valores de 0.95 aproximadamente, como se aprecia en el hoyo presentado en el intervalo G. Durante la tormenta, el valor promedio de la β fue 11.48, con un pico máximo de 51.59.

Con el objeto de estudiar con más profundidad las TME, se obtuvieron datos de alta resolución (una muestra por minuto) de las partículas alfa (Helio doblemente ionizado). Se observó que en febrero 29, 2008, la densidad de las partículas alfa (Na) incrementó de $0,082\text{cm}^{-3}$ antes de la tormenta a 0.1124 durante la tormenta, lo cual corresponde a un incremento de al menos 40%. Para estudiar los incrementos de Na antes y durante la tormenta se calculó el parámetro Na_2/Na_1 que es la razón entre el valor promedio dentro de la tormenta (denotado por Na_2) y el valor promedio antes de que la tormenta ocurra (Na_1), ver Tabla 3.1. Asimismo, se calculó el valor promedio del parámetro Na/Np durante la tormenta donde Np es la densidad de los protones. El parámetro Na/Np también se muestra en la Tabla 3.1. Para el estudio de caso 1 (febrero 29, 2008), $Na/Np=0.0024$.

Resulta interesante observar incrementos en la densidad del helio en regiones donde las estructuras tipo espejo son observadas. Se ha señalado en trabajos previos (i.e., Gary et al., 1976) que aquellos plasmas donde la β es grande ($\beta > 1$) y las anisotropías térmicas T_{\perp}/T_{\parallel} son moderadas o altas (en una o más especies) pueden ser inestables al modo tipo espejo y a la inestabilidad ion ciclotrón, donde la segunda domina sobre la primera normalmente. Sin embargo, estudios teóricos sugieren que la adición de una componente de helio (partículas alfa, por ejemplo) puede reducir notablemente el crecimiento de la inestabilidad ion ciclotrón, quedando el crecimiento de la inestabilidad espejo prácticamente inalterado (Price et al., 1986; Gary, 1993). Estudios observacionales de la magnetofunda terrestre concuerdan con esta hipótesis también (Russell y Farris, 1995). En la sección 3.5, se discutirá el papel que el helio puede jugar en el desarrollo de las TME.

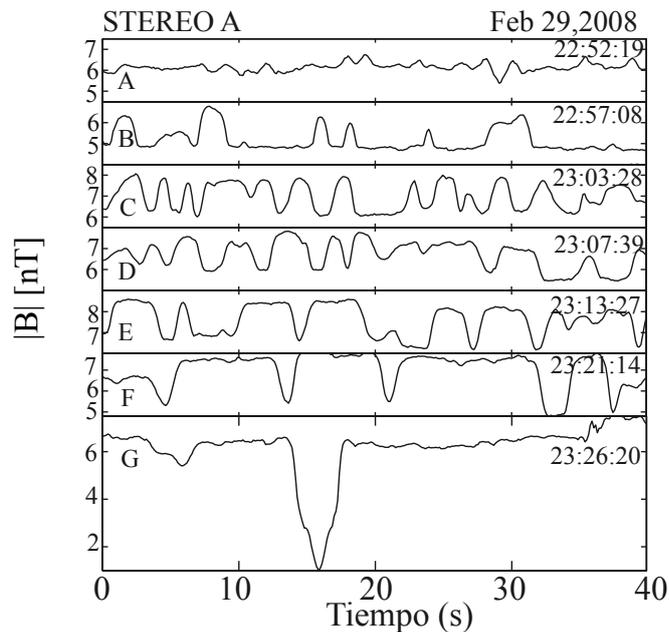


Figura 3.4: Segmentos de 40 seg de B mostrando el desarrollo de las estructuras magnéticas durante la tormenta observada el 29 de Febrero de 2008. El tiempo de inicio de cada segmento (HH:MM:SS) se indica en el lado derecho.

3.3.2. Estudio de caso 2: TME dentro de las RICs sin choque delantero

Hemos encontrado ejemplos de las TME presentes dentro de RIC en las que el choque delantero aún no se ha formado. En tales casos, las TME se detectaron usualmente lejos de la parte delantera de la RIC. Por ejemplo, el 29 de junio de 2007, STEREO A observó una RIC que empezó a las 11:00 y duró hasta el 1 de julio a las 18:00. La Figura 3.5 ilustra la magnitud del campo magnético y los parámetros del plasma de dicha RIC. En este caso, se detectaron tres tormentas dentro de la RIC, las cuales se colorearon en zonas sombreadas. La primera tormenta fue detectada el 29 de junio a las 13:10, lejos de la zona delantera de la RIC. Las Figuras 3.6 y 3.7 muestran en más detalle los episodios de las tormentas (zonas sombreadas): dos tormentas con duraciones mayores a 20 min el 29 de junio (indicadas con números 1 y 2 en la Figura 3.6) y una tormenta más corta el 30 de junio (ver número 3 de la Figura 3.7). Estas tormentas son ejemplos de tormentas observadas lejos de la parte delantera de la RIC. En lo que sigue, analizaremos las propiedades de plasma dentro de las tres tormentas.

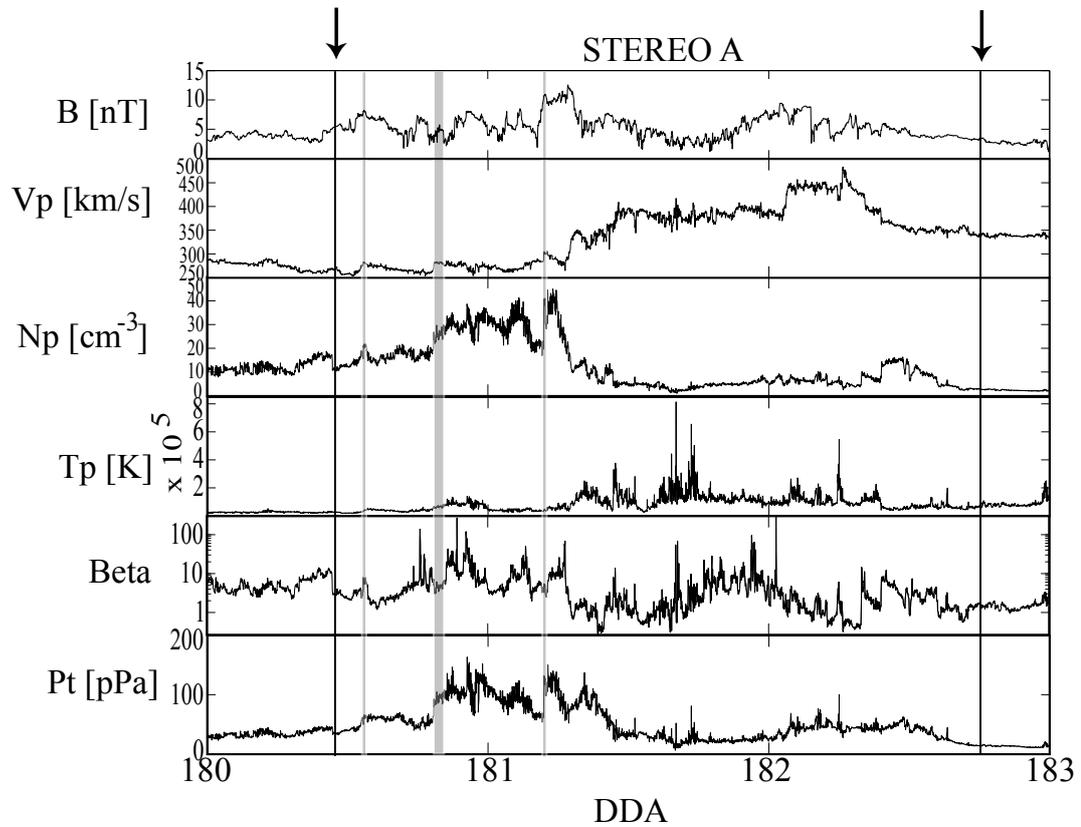


Figura 3.5: RIC observada del 29 de junio al 1 de julio de 2008 (las fronteras de la RIC se indican con flechas). Tormentas tipo espejo (áreas sombreadas) se observaron dentro de la RIC. La RIC observada a 1 UA aún no tiene un choque delantero desarrollado.

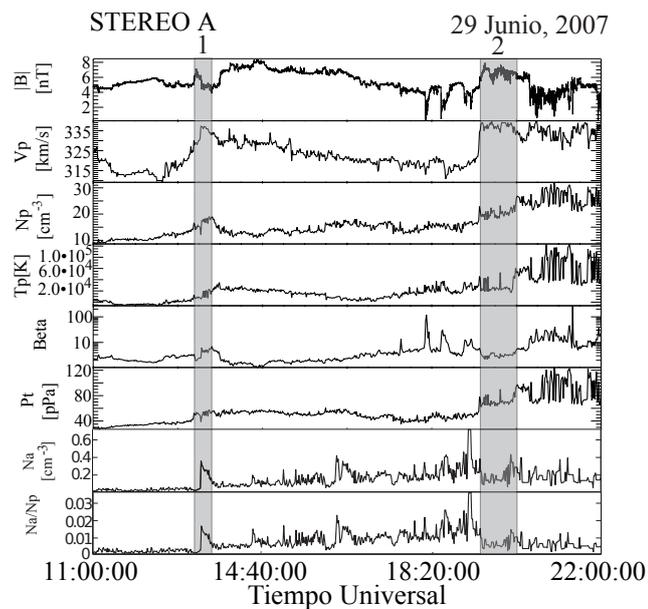


Figura 3.6: Campo magnético y propiedades del plasma observadas cerca y durante 2 tormentas tipo espejo (áreas sombreadas 1-2). Las observaciones son de STEREO A durante el desarrollo de la RIC del 29 de junio de 2007.

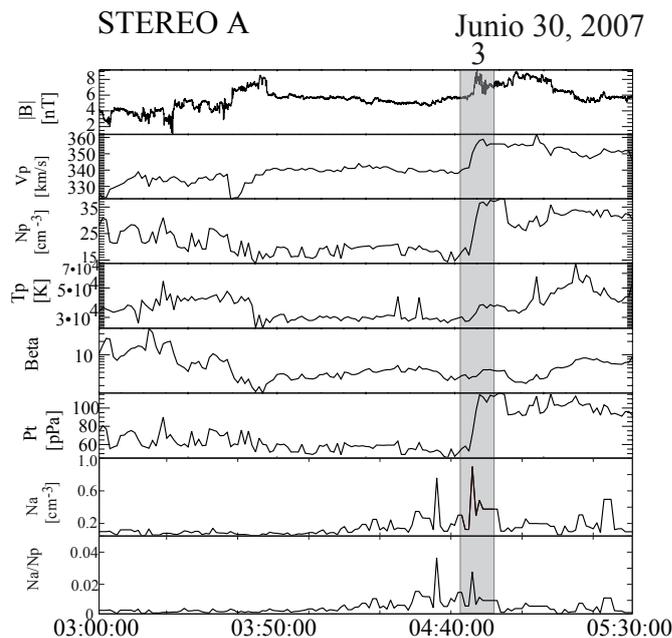


Figura 3.7: Campo magnético y propiedades del plasma observadas cerca y durante 2 tormentas tipo espejo (áreas sombreadas 1-2). Las observaciones son de STEREO A durante el desarrollo de la RIC del 29 de junio de 2007.

Si observamos los paneles superiores en las Figuras 3.6 y 3.7, vemos que existen incrementos en la velocidad del plasma y en la densidad de los protones durante la tormenta. El mismo comportamiento se observa en la presión total (suma de la presión térmica perpendicular del plasma y la presión magnética). Hemos encontrado que estas características se repiten en la mayoría de los eventos de modos tipo espejo relacionados con las RIC. En contraste, la temperatura del plasma y la β del plasma no muestran importantes cambios cuando las tormentas se observan. Los valores promedio de la β para las tormentas 1-3 son 4.4, 4.7 y 4.8 respectivamente. Los últimos dos paneles en las Figuras 3.6 y 3.7 proporcionan la densidad de las partículas alfa (N_a) y la densidad de las mismas relativas a la densidad del protón (N_a/N_p). Se observa que durante la ocurrencia de las tormentas 1 y 3 (ver áreas sombreada), los valores promedio de N_a y N_a/N_p son mayores a los valores promedio del viento solar antes de la tormenta. Como se puede notar en la Figura 3.6, la primera tormenta comienza el 29 de junio a las 13:10 (lejos del tiempo inicial de la RIC, registrado a las 11:00) y coincide con un incremento abrupto de N_a , el cual alcanza 5.6 veces su valor antes de la tormenta (ver Tabla 3.1). La tormenta 3 mostrada en la Figura 3.7 comienza el 30 de junio a las 04:45:20 y se observa al mismo tiempo un pico en la densidad de las partículas alfa, aquí $N_{a2}/N_{a1} = 2,7$. Para la tormenta 2, no hay un incremento en los parámetros de las partículas alfa, sin embargo, todavía permanecen altos comparados por ejemplo con los valores del viento solar registrado al inicio de la RIC, por ejemplo a las 11:00.

La Figura 3.8 muestra un acercamiento en el campo magnético de los modos tipo espejo observados durante las tormentas 1 y 2 del 29 de junio de 2007. Como en el caso de estudio 1, las estructuras tipo espejo dentro de la tormenta siguen un patrón evolutivo. Primero aparecen como picos de pequeña amplitud, los cuales crecen en amplitud y desaparecen. Después se observan hoyos y hacia el final de la tormenta, estos son muy profundos. Este comportamiento también se repite en la tormenta observada el 30 de junio de 2007. Los picos y hoyos en este caso de estudio

tienen amplitudes normalizadas máximas de alrededor de $\delta B/B_O = 0,2$

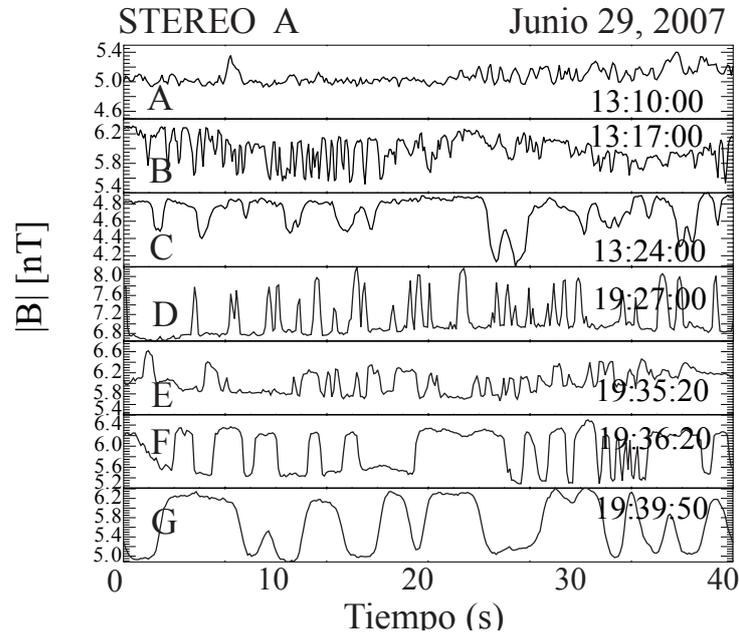


Figura 3.8: El formato es el mismo que para la Figura 3.4, excepto para las tormentas tipo espejo observadas en una RIC que empezó el 29 de junio de 2007.

La Figura 3.9 muestra un hodograma derivado del Análisis de Mínima Varianza (AMV) que se llevó a cabo para el intervalo 19:27:20-19:27:40 el 29 de junio de 2007. Esta Figura constituye un buen ejemplo de la polarización lineal y la naturaleza compresiva de los modos espejo observados dentro de las tormentas. En este caso $\theta_{maxB_o} = 18^\circ$ y $\lambda_{max}/\lambda_{int} = 13,34$.

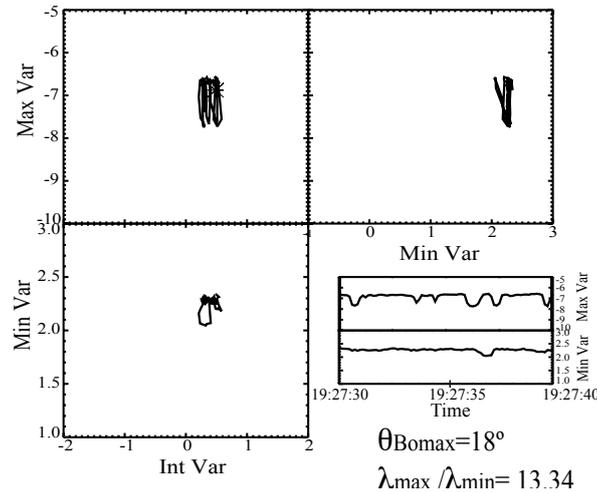


Figura 3.9: Hodograma derivado de AMV para una tormenta observada dentro de una RIC el 29 de junio de 2007.

3.3.3. Estudio de caso 3: TME en el viento ambiente

Hemos encontrado que las TME también pueden ocurrir en el viento solar ambiente. La Figura 3.10 muestra observaciones de campo magnético y de plasma en un intervalo con viento solar ambiente observado por STEREO B de 7:30 a 8:30 el 29 de junio de 2007. En este caso, la TME tuvo una duración aproximada de 9 min. Este ejemplo es el único caso encontrado en viento solar ambiente durante el 2007 y el primer trimestre del 2008. Como se observa en la Figura 3.10 el valor promedio de la β durante el desarrollo de la tormenta es 6.2, el cual es significativamente menor que el valor antes de que ocurra la tormenta. Con respecto a los parámetros correspondientes a las partículas alfa, el valor promedio de N_a cambió de 0.14 a $0,16\text{cm}^{-3}$, esto es, $N_{a2}/N_{a1} = 1,2$ y durante la tormenta el valor promedio de N_a/N_p fue 0.017. Estos valores se encuentran en la Tabla 3.1.

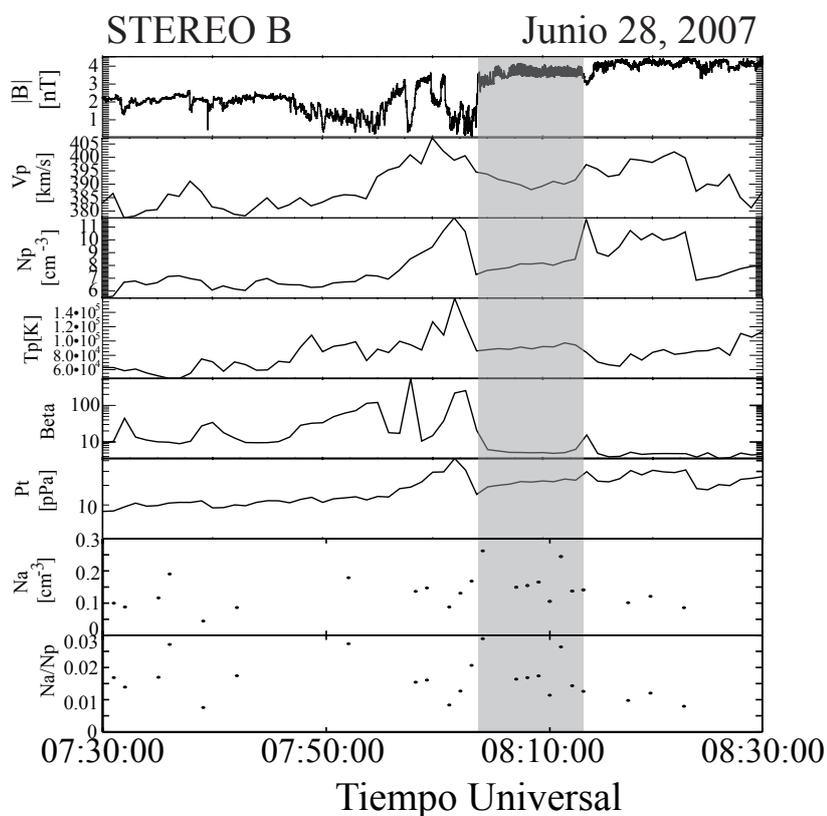


Figura 3.10: Campo magnético y propiedades de plasma cerca y durante la tormenta tipo espejo (área sombreada) observada por STEREO B en el viento solar ambiente el 28 de junio de 2007.

La Figura 3.11 presenta la evolución de la tormenta cada 2 min. Como se puede observar en esta Figura, la amplitud de las estructuras no experimenta cambios notables y es en general menor que en el caso de las RIC, por ejemplo, la amplitud máxima durante el evento alcanza $\delta B/B_0 = 0,18$ aproximadamente. También, hacia el final del evento, es difícil distinguir si las estructuras son picos u hoyos (ver último panel de la Figura 3.11). La Figura 3.12 muestra los

resultados del AMV llevado a cabo para el intervalo 08:07:21-08:07:37. Estas ondas se encuentran polarizadas linealmente ($\lambda_{max}/\lambda_{int} = 47,62$). En este ejemplo $\theta_{maxB_0} = 3,29$, lo cual significa que las ondas analizadas tienen fluctuaciones casi paralelas al campo magnético promedio, como se espera en las ondas espejo.

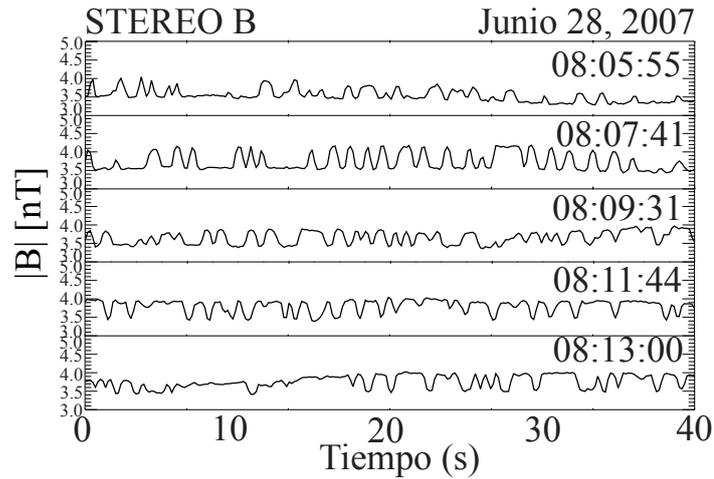


Figura 3.11: El formato es el mismo que en la Figura 3.4, excepto para una tormenta tipo espejo observada en el viento solar ambiente el 28 de junio de 2007 por STEREO B.

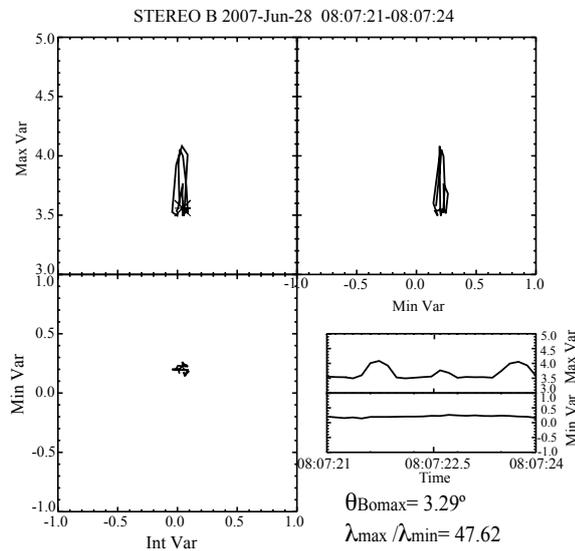


Figura 3.12: Hodograma obtenido de MVA en una tormenta observada en viento solar ambiente el 28 de junio de 2007.

3.4. Resumen de observaciones

En nuestro análisis de 15 meses hemos encontrado más casos de MTEs observados dentro de las RICs que en el viento solar ambiente. Dentro de 40 RIC observadas por STEREO A y B entre enero de 2007 y marzo de 2008 se encontraron MTEs en 11 RICs, es decir, en casi 30% del total de las RICs. En contraste, hemos encontrado solo un caso de MTEs observados en el viento solar ambiente.

La mayoría de los eventos de tormentas asociados a RICs tienden a ser observados durante intervalos de tiempo entre 7 min y 45 min. En la Tabla 3.1 se resumen las duraciones de los todos los eventos de este estudio. Existe un evento sobresaliente donde los modos tipo espejo ocurrieron cerca de la parte delantera de la RIC, durante un intervalo de aproximadamente 8 horas (ver Enríquez-Rivera, et al., 2010). Por otro lado, el único caso de TME encontrado en el viento solar ambiente duró aproximadamente 9 min.

Se han observado TME tanto cerca de la parte delantera de la RIC como lejos de esta. En la Tabla 3.1 presentamos la distancia (en kilómetros) medida desde la parte delantera de la RIC hacia el inicio del evento para lo cual se utilizó la velocidad de bulto del plasma. Es interesante notar que las TME siempre han sido observadas en la zona de corriente lenta de la RIC. Los eventos relacionados a RICs con choque delantero se han marcado con la letra “Y” en la Tabla 3.1. La β promedio durante las tormentas es mayor que 2, con picos ocasionales elevándose hasta valores de alrededor de 100. Discutiremos los valores observados del parámetro β en la siguiente sección.

La Tabla 3.1 muestra que durante la tormenta cerca del 70% de los eventos experimentan aumentos de por lo menos el 20% en el valor promedio de la densidad de las partícula alfa (N_a) comparado con su valor promedio antes de la tormenta. La tormenta 1 reportada en el caso de estudio 2 es un caso notorio donde, durante la tormenta, N_a aumentó 5.6 veces su valor antes de la tormenta. Igualmente, se calculó el valor promedio de la densidad de las partículas alfa con respecto a la densidad del protón (N_a/N_p), cuyo valor se encuentra entre 0.002 y 0.025 (entre 0.2% y 2.5%). El máximo valor observado de $N_a/N_p = 2,5\%$ se encontró durante una tormenta observada en la parte delantera de una RIC (sin choque asociado) detectada el 26 de septiembre de 2007 por STEREO B. Debido a que los aumentos en las partículas alfa del plasma juegan un papel importante en el desarrollo de la inestabilidad tipo espejo, esto se discutirá en la sección 5.

Una importante característica de las TME observadas dentro de RICs es que sus hoyos y picos parecen estar muy bien delineados, lo cual no ocurre en el único caso observado en el viento solar ambiente. Además, las estructuras tipo espejo dentro de las regiones de interacción de flujos usualmente muestran una evolución de picos a hoyos, los últimos desarrollándose más anchos y profundos conforme el término de la tormenta se aproxima. En contraste, las amplitudes de las estructuras tipo espejo relacionadas con el viento solar ambiente permanecen prácticamente sin cambios y no existe una transición clara entre picos y hoyos.

Las amplitudes normalizadas máximas $\delta B/B_0$ de las estructuras tipo espejo dentro de las tormentas relacionadas a RIC se encuentran entre 0.1 y 0.9. En el caso del viento solar ambiente la máxima amplitud encontrada fue de 0.18. Es importante señalar que necesitamos estudiar más casos de tormentas embebidas en viento solar ambiente para evaluar si este comportamiento es general.

El análisis de mínima variación en los tres estudios de casos no produjo diferencias significativas en cuanto al tipo de polarización y el valor de θ_{maxB_0} . En los tres casos hay ondas tanto elípticas como linealmente polarizadas.

3.5. Análisis Cinético de Dispersión de Ondas

Utilizamos el programa WHAMP (del inglés, Waves in Homogeneous, Anisotropic Multicomponent Plasmas) (Rönmark, 1982) para resolver la relación lineal de dispersión para un plasma con características similares al plasma donde STEREO observó las TME. El plasma se considera homogéneo, magnetizado y sin colisiones. Suponemos un plasma compuesto por 3 poblaciones con un núcleo denso de protones (denotados por p), una población más tenue de partículas alfa (denotado por a) y electrones. Los parámetros de entrada del programa son la intensidad en el campo magnético, la densidad y la temperatura de las especies, así como su anisotropía térmica T_{\perp}/T_{\parallel} . Todos los parámetros utilizados como entrada para el programa que resuelve la relación de dispersión son valores promedio observados por STEREO durante eventos de TME, a excepción de la anisotropía térmica de los protones, la cual hemos propuesto. Debido a que el grupo encargado del espectrómetro IMPACT no ha publicado anisotropías térmicas a la fecha de realización de esta tesis, nosotros asumimos anisotropías térmicas entre 1 y 3 basándonos en mediciones previas del viento solar a 1 AU (Winterhalter et al., 1994; Liu et al., 2006; Marsch et al., 1982; Marsch, 1991; Gary et al., 2002).

La teoría lineal de Vlasov predice que tanto la inestabilidad tipo espejo como la ion ciclotrón pueden crecer en plasmas bi-Maxwellianos donde la β del plasma es alta ($\beta > 1$) y las anisotropías térmicas son moderadas-altas (Tajiri, 1967; Hasegawa, 1969). La inestabilidad ion ciclotrón tiene un umbral en la anisotropía que es menor para betas bajas-intermedias (Gary et al., 1976; Gary, 1992), lo cual implica que la inestabilidad tipo espejo debería ser observada a partir de algún valor crítico de β . Sin embargo, se ha observado también que la adición de una componente de helio (por ejemplo, partículas alfa) en el plasma introduce amortiguamiento en la inestabilidad ion ciclotrón mientras que la tipo espejo permanece inalterada (Price et al., 1976), reduciéndose por tanto el valor crítico de la β . Esto está de acuerdo con estudios observacionales de la magnetosfera terrestre. En 1995, Russell y Farris mostraron que por encima de valores de β igual a 3 con una composición de partículas alfa del 4%, los modos tipo espejo dominan río abajo del choque de proa terrestre, posiblemente debido a que las ondas ion ciclotrón se encuentran fuertemente amortiguadas.

La Figura 3.13 muestra curvas de máximo crecimiento γ_m (normalizada con respecto a la girofrecuencia de ciclotrón de los protones, ω_p) calculadas para la inestabilidad ion ciclotrón cuando $\theta_{B_0k} = 0^\circ$ (líneas sólidas) y la inestabilidad tipo espejo cuando (líneas punteadas) para valores de la β del plasma entre 4 y 14. En la gráfica se muestran curvas de tasas de crecimiento para 4 densidades diferentes de partículas alfa. Los círculos denotan el caso $N_a=0.1 N_p$, los triángulos se utilizan para $N_a=0.08 N_p$, los cuadrados indican $N_a=0.05 N_p$ y los diamantes se utilizan para $N_a=0.01 N_p$. Estas curvas fueron obtenidas utilizando la anisotropía térmica de los protones entre 1.6 y 2. La distribución de las partículas alfa se considera isotrópica, es decir, $T_{a\perp}/T_{a\parallel} = 1$. Los valores de plasma utilizados como entrada del programa WHAMP para obtener estas curvas se muestran en la Tabla 2.

A partir de la Figura 3.13, encontramos que tanto la inestabilidad tipo espejo como la ion ciclotrón pueden crecer en plasmas similares al viento solar a 1 UA. En los casos donde las densidades de las partículas alfa son $N_a/N_p < 0.09$, aproximadamente, predomina la inestabilidad ion ciclotrón sobre la espejo para anisotropías térmicas de protón mayores a 2. Esto se ilustra en las curvas con diamantes, cuadrados y triángulos en la Figura 3.13. Por otro lado, cuando $N_a/N_p > 0.09$ y la anisotropía disminuye, las tasas de crecimiento para ambas inestabilidades se acercan significativamente. Este último caso se ilustra mediante las curvas con círculos en la Figura 3.13. Aquí la anisotropía de los protones es 1.6 y la razón N_a/N_p es del 10%. Una cuestión interesante que se observa en las curvas con círculos en la Figura 3.13 es que para valores $\beta > 10$ aproximadamente, el modo tipo espejo domina sobre el ion ciclotrón.

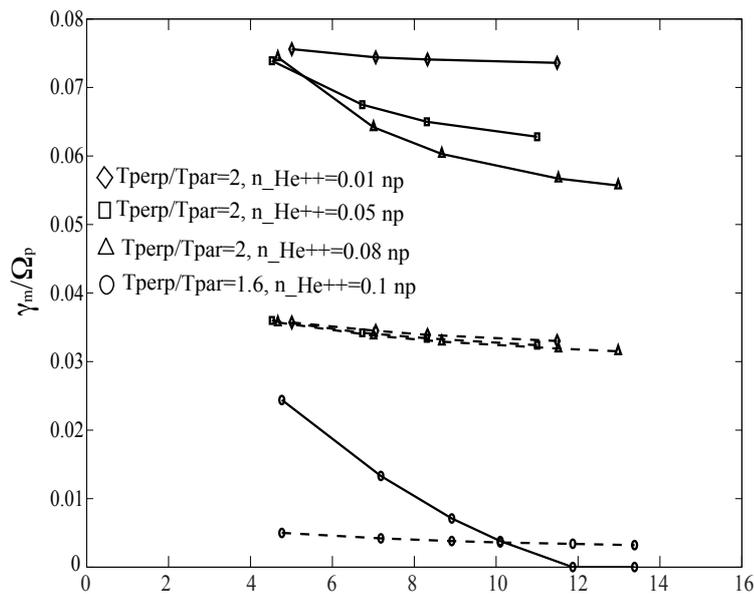


Figura 3.13: tasa de crecimiento (γ_m/ω_p) con respecto a la β del plasma para diferentes anisotropías para la inestabilidad ion/ciclotrón cuando $\theta_{Bok} = 0^\circ$ (curvas sólidas) y para la inestabilidad tipo espejo cuando $\theta_{Bok} = 65^\circ$ (curvas punteadas) obtenidas con los parámetros de entrada de la Tabla 2.

Los resultados mostrados en la Figura 3.13 demuestran que el incremento de las densidades en las partículas alfa relativo a la densidad del protón (N_α/N_p) da lugar a decrementos en las tasas de crecimiento para ambas inestabilidades. Tal decremento es más evidente para la inestabilidad ion/ciclotrón, en otras palabras, γ_m/ω_p disminuye más rápido en la ion/ciclotrón que en la espejo. En la Figura 3.13 las curvas con diamantes, cuadrados y triángulos muestran que cuando N_α/N_p incrementan de 0.01 (diamantes) a 0.08 (triángulos), dada una anisotropía térmica fija de 2, la tasa de crecimiento de la inestabilidad ion/ciclotrón (líneas sólidas) experimenta un notable decremento, mientras que la inestabilidad tipo espejo experimenta un pequeño decremento (ver que los diamantes, los cuadrados y los triángulos en líneas punteadas están muy cerca entre ellos). Este resultado está de acuerdo con estudios teóricos previos donde se ha sugerido que la adición de una especie de helio en plasmas que son inestables a ambas inestabilidades tiene un impacto mayor en la tasa de crecimiento de la inestabilidad ion/ciclotrón, la cual experimenta amortiguamiento. En contraste, la tasa de crecimiento de la inestabilidad tipo espejo permanece prácticamente igual. (Price et al., 1986; Gary, 1993).

Las curvas del crecimiento de las ondas obtenidas mediante la solución a la relación cinética de dispersión tienen tasas positivas en el rango de los parámetros de plasma observados tanto para la inestabilidad tipo espejo como para la inestabilidad ion/ciclotrón. Este es un importante resultado, ya que sugiere la posibilidad de que algunas tormentas puedan ser generadas localmente vía la inestabilidad cinética tipo espejo. En el capítulo 5 de Conclusiones analizaremos este posible escenario.

Cuadro 3.1: Eventos de tormentas tipo espejo observados por STEREO durante 2007 y enero-marzo de 2008.

Evento	Mes	Día	Año	Nave	Inicio (HH:MM:SS)	Fin (HH:MM:SS)	$Beta$ (media)	Duración (seg)	Estructura (km)	Choque IP	Distancia (km)	Na_2/Na_1	Na/Np
1	febrero	25	2007	SA	06:24:51	06:45:00	31.5	33.0	RIC	N	-	1.6	0.006
2	febrero	25	2007	SA	?	?	32.7	52.0	RIC	N	-	1.2	0.007
3	junio	28	2007	SB	08:05:00	08:13:40	6.2	9.0	VNP	N	VNP	1.2	0.017
4	junio	29	2007	SA	13:10:00	13:24:40	4.4	20.0	RIC	N	$2,65x10^6$	5.6	0.009
5	junio	29	2007	SA	19:27:00	19:39:50	4.7	41.0	RIC	N	$9,97x10^6$	0.6	0.007
6	junio	30	2007	SA	04:45:20	04:53:50	4.8	10.0	RIC	N	$2,25x10^7$	2.7	0.011
7	julio	3	2007	SB	03:36:00	04:02:40	3.3	26.0	RIC	N	$7,60x10^5$	1.5	0.015
8	julio	10	2007	SB	09:53:00	17:30:00	9.9	480	RIC	N	$1,88x10^5$	1.6	0.006
9	agosto	14	2007	SB	11:04:34	11:15:49	2.4	13.0	RIC	N	$7,01x10^5$	1.2	0.009
10	septiembre	26	2007	SB	15:52:39	16:23:00	7.5	31.0	RIC	N	$1,66x10^5$	5.2	0.025
11	octubre	18	2007	SA	19:46:25	19:53:44	16.2	9.0	RIC	Y	$1,30x10^6$	0.9	0.004
12	diciembre	8	2007	SB	23:08:08	23:13:39	3.4	7.0	RIC	Y	$1,14x10^5$	nodata	nodata
13	diciembre	16	2007	SB	00:16:30	00:25:00	3	9.0	RIC	Y	0,00	no data	no data
14	enero	29	2008	SB	17:54:00	18:21:00	4.0	27.0	RIC	Y	$1,10x10^5$	no data	no data
15	febrero	29	2008	SA	17:54:00	18:21:00	11.5	38.0	RIC	Y	$2,08x10^4$	1.4	0.002

Cuadro 3.2: Parámetros de entrada utilizados en el programa WHAMP para resolver la relación de dispersión y obtener las tasas de crecimiento graficadas en la Figura 3.13.

B(nT)	2.7-4.0
Temperatura de protón (K)	$2,8 \times 10^4 - 1,15 \times 10^5$
Densidad del protón (cm^{-3})	8.0-20.0
β del plasma	4.0-14.0
Densidad partículas alfa (cm^{-3})	$0.01-0.1n_p$
Temperatura partículas alfa (K)	$1,3 \times 10^5$
Anisotropía térmica de protones	1.6 y 2

Capítulo 4

Modos Tipo Espejo y Ondas Ión Ciclotron en las fundas asociadas a EMCIIs

4.1. Introducción

El estudio del origen y la evolución de los modos tipo espejo a través de la heliosfera constituye un área de estudio con muchas preguntas aún sin resolver. Todavía no se cuenta por ejemplo con un panorama completo sobre la posible evolución de los MTEs en cuanto a su tamaño y orientación a través del medio interplanetario. Otra incógnita gira en torno a explicar el origen de los MTEs observados en el viento solar tanto no perturbado como asociado a estructuras de gran escala. Una vertiente apunta a la posibilidad de que los MTEs estén siendo generados “in situ” donde son observados por las misiones debido a anisotropías térmicas en el plasma del viento solar, pero también es válido pensar que estas ondas puedan originarse muy cerca del Sol y que lo que observamos sean remanentes de estas ondas que han viajado desde la corona baja.

Asimismo, el estudio de la generación de MTEs no puede dejar de lado la generación de OICs. Se sabe que plasmas con anisotropías térmicas donde $T_{\perp}/T_{\parallel} > 1$ pueden dar origen al crecimiento de ambos tipos de modos y sin embargo observaciones en donde ambos tipos de modos coexistan son escasas y se han observado más bien en ambientes planetarios (Russell et al., 2007). Más aún, los MTEs parecen ser más frecuentes que las OICs en observaciones interplanetarias. Al igual que en los MTEs, no se sabe si el origen de estas ondas puede deberse a que el viento solar es inestable a alguna anisotropía térmica (principalmente de iones) o si éstas pueden estarse generando muy cerca del Sol, jugando incluso un papel importante en el calentamiento de la Corona, como se ha propuesto en teorías sobre el calentamiento de la Corona.

4.2. Antecedentes sobre orientación y forma de los MTEs

Turner et al. (1977) estudiaron depresiones en el campo magnético, a los que llamó hoyos, utilizando datos de Explorer 43 a 1 UA y encontraron 28 hoyos. La mayoría de estos hoyos fueron aislados y el ancho de estos fue de 2 a 130 seg con una mediana de 50 seg. El ancho de las estructuras a lo largo de la dirección radial fue del orden de 2×10^4 km que en radios de giro corresponde alrededor de 200. Además los hoyos identificados por los autores tenían un

pequeño o ningún cambio direccional y se identificaron en regiones con betas de protón altas. Se mencionó que el origen de estos hoyos se atribuyó a efectos diamagnéticos debido a la presencia de inhomogeneidades del plasma.

Winterhalter et al. (1994) publicaron un estudio en el que analizaron hoyos en el viento solar no perturbado entre 1 UA y 5.4 UA en latitudes solares de hasta 23° . Con datos de la misión Ulysses utilizaron un criterio más automatizado con el que identificaron 4000 hoyos observados durante 26 meses, no todos eran aislados sino también inmersos en un campo magnético más bien “ruidoso”. El promedio de los anchos de los MTEs fue muy parecido al de Turner et al (1997). Aproximadamente el 30% de los hoyos tenía un cambio de dirección en el campo magnético a través de él menor a 5° . A los hoyos que cumplieron con esta condición se les denominó hoyos “lineales”. Winterhalter identificó además que la β del ambiente local de los hoyos era mayor que la del viento promedio. En este estudio se vio que el plasma del viento solar es inestable al modo tipo espejo dadas las condiciones de β mayor a 1 y anisotropías térmicas importantes en los protones del tipo $T_\perp/T_\parallel > 1$. Se vio además que el plasma asociado a trenes de hoyos estaba más cerca de la inestabilidad que el plasma que contenía hoyos aislados. Se concluyó entonces que los hoyos lineales observados eran probablemente remanentes de estructuras causadas por la inestabilidad tipo espejo que ocasionalmente puede llegar a existir en el viento solar.

Sperveslage et al. (2000) estudiaron hoyos magnéticos con datos de las misiones Helios 1 y 2 y Voyager 2 cubriendo una región entre 0.3 y 17 UA en el plano de la eclíptica. Su muestra consta de alrededor de 854 hoyos, de los cuales el 30% fueron identificados como hoyos “lineales”. Los valores de β en los eventos estudiados son de 5.4 en los datos de Helios 2 y entre 1.6 y 2.1 con Voyager 2 y Helios1. Encontraron 60% de los hoyos tiene rotación entre 5° y 20° y 10% mayor a 40° . Igualmente encuentran que las depresiones magnéticas observadas se encuentran en ambientes con β más altas que el promedio. Los anchos encontrados varían entre 22 y 37 radios de giro, disminuyendo el ancho con respecto a la distancia radial medida desde el Sol. Aunque los autores encuentran betas altas y los resultados del análisis de mínima varianza concuerda con la inestabilidad tipo espejo, en este estudio se concluye que las depresiones magnéticas observadas también pueden ser explicadas mediante las predicciones de teoría de solitones publicada por Baumgärtel (1999).

Más recientemente, en un estudio del 2008 realizado por Zhang et al. se analizaron hoyos encontrados a 0.72 UA observados por Venus Express. Los autores caracterizaron el tamaño y la forma de las estructuras tipo espejo en forma de hoyos y encontraron que las estructuras tienen una forma de una elipse rotacional elongada a lo largo de la línea del campo magnético interplanetario. En este estudio los autores reportan duraciones promedio de 13 seg a lo largo del campo y 5 seg perpendiculares al campo, correspondientes a 107 y 42 radios de giro respectivamente.

En la magnetosfera terrestre, por otra parte existe un estudio de Horbury et al. con datos de MTEs en la funda terrestre en el que se usaron datos de la misión Cluster. Este estudio aprovecha el hecho de que Cluster consta de 4 naves cuya separación hace posible estudiar la estructura tridimensional de los MTEs observados en la órbita de las naves. En este estudio se sugiere que las estructuras observadas se generan primero como estructuras elongadas a lo largo del campo magnético pero que gradualmente se isotropizan (su máxima longitud y su mínima longitud características se vuelven casi iguales) y se cree que este comportamiento lo debe explicar algún fenómeno no lineal. Basados en los altos valores en sus anisotropías longitudinales, ellos demuestran que los MTEs observados no se encuentran como tubos u hojas longitudinales, sino más bien como “blobs” debido a la isotropización.

En este trabajo nos interesa analizar la forma y orientación de los MTEs dentro de las fundas asociadas a eyectas. Como se mencionó en el capítulo 1, cuando la diferencia de velocidad entre la EMCI y el viento solar supera la velocidad de las ondas rápidas se genera un choque en la parte delantera de la EMCI. Entre el choque y la EMCI se forma entonces una región donde el

plasma del viento solar se encuentra chocado, comprimido y desacelerado, igual que en el caso de una funda planetaria. Existe un estudio de Liu et al. (2006) en el que se comprueba la existencia de un campo magnético “drapeado” (palabra que proviene del inglés *draping* y que aquí sugiere un campo acumulado y deformado alrededor del obstáculo magnético) en las fundas de eyectas rápidas e incluso la formación de “láminas de plasma erosionado” (del inglés *plasma depletion layers*), situación similar a la de las fundas planetarias. Los autores señalan que dadas estas condiciones, la formación de estructuras tipo espejo se ve favorecida. Este estudio no detalla la morfología de los MTEs encontrados. Hasta donde sabemos, no existen más estudios sobre EMCIs en fundas asociadas a eyectas.

4.3. Antecedentes sobre OICs en el medio interplanetario

OICs en el viento solar no perturbado se reportaron por primera vez en el trabajo de Murphy et al. (1995). En este trabajo se reportaron ondas acompañando el proceso de asimilación de iones de hidrógeno interestelar entre 4.6 y 5.4 UA utilizando datos de campo magnético de la misión Ulysses. Las ondas observadas tienen polarización izquierda en el marco del plasma y exhiben un corte en el espectro de potencias en la frecuencia de ciclotrón del plasma local. Dado que el CMI se observó casi radial (alineado con la dirección del flujo del viento solar) la polarización izquierda observada en el marco de la nave es consistente con la polarización derecha que se espera en el marco del plasma para procesos de generación a partir de procesos de asimilación de iones de tipo paralelo. Además las frecuencias observadas concuerdan con las esperada para pickup de hidrógeno neutro interestelar. En este trabajo se observaron sólo 31 eventos de ondas. Las ondas duraban aproximadamente 1 hora o más.

El estudio observacional de OICs en el MI lo retomaron más tarde Jian et al. en el 2009 y 2010. Jian et al. (2009) reportaron OICs con propiedades distintas a las observada por Murphy et al. Utilizando datos de campo magnético de la misión STEREO se encontró que las ondas observadas tenían polarización derecha e izquierda en el marco de la nave y fueron observadas bajo condiciones de campo bastante radial. A pesar de su aparente sentido de polarización, las propiedades de las ondas eran muy similares entre sí. Ocurrieron en bursts con una duración mediana de 50 seg y se encontraron 246 eventos en 16 días. La frecuencia de las ondas estaba muy por debajo de la frecuencia de ciclotrón de los protones o el helio y además sus amplitudes son bastante más pequeñas que las encontradas por Murphy. Debido a esto, se concluyó en este trabajo que las OICs observadas por STEREO a 1 UA no son consistentes con el escenario de generación por iones asimilados.

En un trabajo complementario los autores analizaron OICs observadas por la misión MESSENGER y Helios I a una distancia heliocéntrica de 0.3 UA. Se encontraron frecuencias en el marco del plasma de $0,35 f_{cp}$, la polarización de las ondas fue izquierda, las amplitudes observadas fueron del orden de 3% del campo ambiente y se concluyó que, al igual que las OICs observadas por STEREO a 1 UA, estas podrían haber sido generadas más cerca del Sol y ser acarreadas por el viento solar super-Alfvénico.

En este capítulo analizamos OICs que se encontraron dentro de las fundas de EMCIs y compararemos sus características con las estudiadas por Jian et al. (2009 y 2010).

4.4. Datos y Metodología

Se estudió a detalle el campo magnético dentro de las fundas de las EMCIs observadas por STEREO A y B entre 2007 y 2012 . Para ello se utilizaron datos de alta resolución (8 Hz) obtenidos con el magnetómetro de STEREO (Luhman et al. 2008 a, 2008 b). Los tiempos

iniciales y finales de las EMCIs fueron tomados de la lista de EMCIs de la página de STEREO de la Universidad de California, Los Angeles (para más detalles consultar Jian et al., 2006). Durante este periodo STEREO observó 133 EMCIs de las cuales 65 tuvieron un choque interplanetario asociado y por tanto tuvieron una funda asociada. La identificación de eventos “candidatos” de ondas ión ciclotrón (OICs) y modos tipo espejo (MTEs) se hizo en primera instancia mediante inspección visual de ventanas de 5 minutos de duración. Posteriormente se hizo un estudio más formal a los eventos seleccionados basado en Análisis de Mínima Variación (AMV) (Sonnerup y Cahill, 1967) para los MTEs y en el AMV, análisis de Fourier y en el Análisis de Espectro de Cuadratura (Means, 1972) para las OIC.

Como se mencionó en el capítulo 2, las ondas ion ciclotrón son ondas con polarización izquierda circular que se propagan en dirección muy cercana a la dirección del campo magnético ambiente. Estas ondas son además ondas de tipo transversal. La Figura 4.1 muestra un ejemplo de un intervalo dentro de una funda donde se identificaron OICs. En esta Figura observamos que se trata de ondas poco compresivas con componentes quasisinusoidales en la dirección R T y N. En estas ondas primero se utilizó el método de AMV para evaluar el ángulo Θ_{Bok} , que es el ángulo entre el campo magnético B_0 y la dirección de propagación de la onda k , dicho ángulo debe ser menor a 20° . También se revisaron los hodogramas que resultan del AMV y se analizó la forma de la polarización de las ondas. En algunos casos la forma circular en la polarización era bastante evidente, sin embargo, en muchos otros casos no era muy claro si se trataba o no de ondas polarizadas circularmente. Para analizar eventos que entraban dentro de este segundo grupo “dudoso” se utilizó entonces el Método de Espectro de Cuadratura (Means, 1972). Dicho método se utilizó también en el estudio realizado por Jian et al., 2009 y 2010 en el cual el valor absoluto de la elipticidad debe ser mayor a 0.7 para que las ondas sean consideradas OICs. Este mismo criterio ocupamos para nuestro estudio. Finalmente, realizamos Análisis de Fourier para obtener la potencia espectral de las ondas. La potencia espectral transversal de las OICs debe ser dominante sobre la potencia paralela. Los eventos que no cumplieron con las condiciones anteriores fueron descartados.

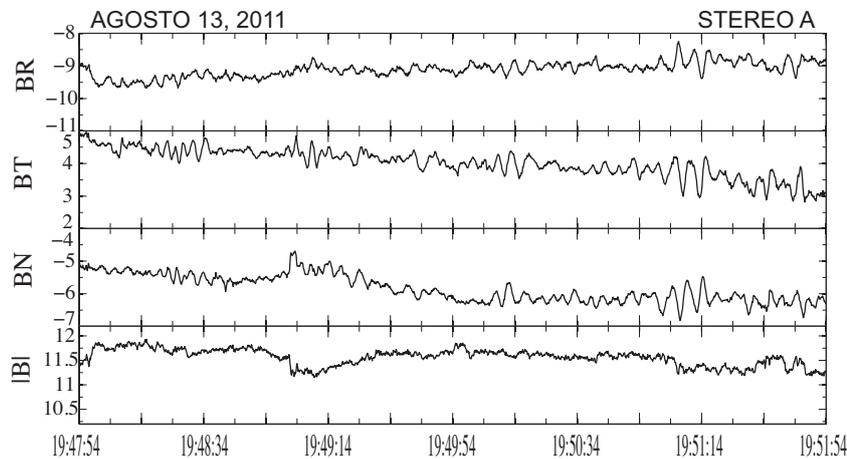


Figura 4.1: Ondas ion ciclotrón observadas en la funda de una EMCI

Para la identificación de modos tipo espejo (MTEs) seguimos el mismo criterio ocupado en el capítulo 3 de esta tesis. Siguiendo este método se encontraron MTEs dentro de las fundas con

una morfología muy variable. Por un lado, se hallaron depresiones de campo magnético inmersas en un campo magnético relativamente quieto o estable. Las características de estas estructuras observadas por STEREO coinciden con los llamados “hoyos” magnéticos que han sido analizados en muchos trabajos previos. El término hoyo magnético fue utilizado por primera vez por Turner et al. (1977) para denominar estructuras con características similares a las mencionadas. En nuestro estudio, algunos hoyos se encontraron muy cerca unos de otros, por ejemplo, en ventanas de 5 min se llegaron a encontrar de 2 a 3 hoyos; pero en la mayoría de las veces se les observó aislados (e.g. un hoyo único en un intervalo de 5 min). Cada hoyo se analizó y corresponde a un evento independiente.

En muchos otros casos se hallaron trenes de picos y hoyos en donde era difícil discernir si se trataba de uno u otro, y más bien daban la apariencia de intervalos de ondas quasinusoidales con duraciones variables. En este tipo de observaciones se aislaron dos o tres periodos para realizar el análisis de MVA y poder hacer una adecuada identificación. En este grupo de ondas un evento corresponde a dos o tres oscilaciones dentro del tren de ondas. Un ejemplo de este tipo de oscilaciones se muestra en la gráfica de la Figura 4.2. No encontramos trenes de picos exclusivamente, ni picos aislados.

Finalmente hubo dos casos en los que se hallaron tormentas tipo espejo como las analizadas en el capítulo anterior. Dentro de la tormenta se aislaron algunas estructuras (picos y hoyos) y se les realizó MVA constituyendo un evento. Las gráficas de la Figura 4.2 ilustran los tres distintos tipos de eventos correspondientes a MTEs que se estudiaron.

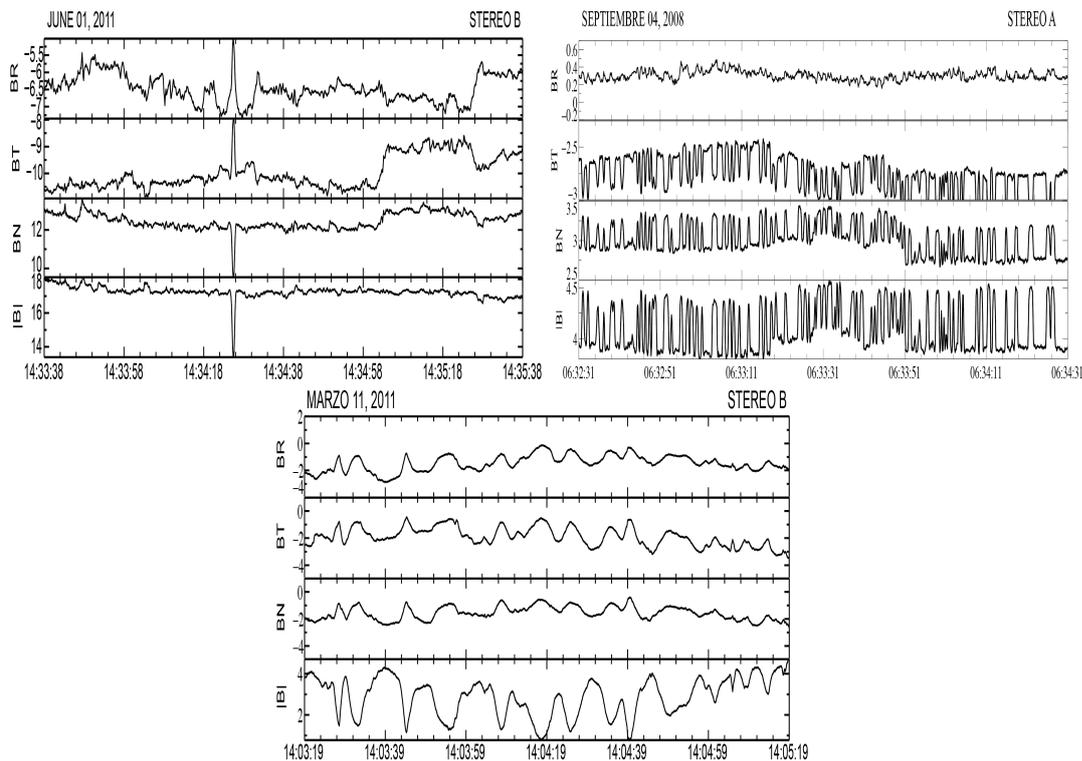


Figura 4.2: Ondas tipo espejo observadas en fundas de EMCIs

Nos parece oportuno mencionar que existen estudios que utilizan la profundidad normalizada de los MTEs (cuando se presentan como hoyos) la cual aquí expresamos como B_{min}/Bo y la rotación del vector B a través del hoyo, ω , como parámetros discriminadores para obtener una muestra de hoyos "confiable". Estudios como los de Winterhalter (1994) y Sperveslage et al. (2000) utilizan $B_{min}/Bo < 0,5$. Otros como en el de Zhang (2008) amplían este parámetro hasta $< 0,75$. También se ha estudiado en estos mismo trabajos la rotación de B a través del hoyo y a los hoyos que cumplen con $\omega < 5^\circ$ los llaman "hoyos lineales". Se ha señalado incluso la posibilidad de que ambos valores puedan llegar a ser más grandes y no alterar la estadística de dichos estudios. Nosotros no ocupamos estos parámetros como parámetros identificadores para nuestra muestra, sin embargo, resulta interesante comparar los valores que tienen nuestros eventos en comparación con los eventos de estudios previos. Para ello hemos calculado B_{min}/Bo y ω para nuestro grupo de MTEs en forma de hoyos. Las gráficas de la Figura 4.3 muestran los valores obtenidos. El valor esperado para B_{min}/Bo se encuentra entre 0.75 y 0.9. El 60% de los hoyos identificados como MTEs cumple con $B_{min}/Bo < 0,75$. El 72% es menor a 5° .

En nuestro trabajo el rango de rotación de los hoyos estudiados se encuentra entre $0,24^\circ$ y $18,32^\circ$. Como se observa en el histograma de la Figura 4.3 alrededor del 72% de los hoyos tienen rotaciones entre 0 y 5° , es decir, son lineales.

Hicimos la prueba y como mencionaremos más adelante, los resultados estadísticos obtenidos en este capítulo no se alteran notablemente si consideramos $B_{min}/Bo < 0,75$, por lo que decidimos utilizar todos los hoyos sin importar el valor de B_{min}/Bo o el de su rotación.

Del total de las 65 EMCIs con funda observadas por STEREO encontramos ondas tipo espejo y/o ión ciclotrón en 9 de ellas. En la Tabla 4.1 se presentan en orden cronológico los intervalos en los que se observaron ondas dentro de las fundas de las EMCIs. Se observa que 6 de las fundas tienen ambos tipos de ondas dentro de la misma funda. En estos 6 casos, la aparición de OICs y MTEs ocurre usualmente en intervalos separados entre sí, es decir, no se observan de manera "simultánea". Cada intervalo señalado en la tabla contiene un determinado número de eventos analizados. En total se encontraron 28 eventos de OICs y 196 eventos de MTEs en las fundas de las EMCIs. Para el caso de los MTEs se señala además en la tabla de qué tipo de estructura se trata, siguiendo la clasificación de la Figura 4.2. Dado que se trata de estructuras analizadas en fundas de EMCIs también se señala la hora de inicio del choque inducido por la EMCI así como el inicio de la estructura magnética o nube magnética.

4.5. Estudio Estadístico de las OICs y los MTEs

4.5.1. Propiedades de onda de las OICs y los MTEs

Las propiedades de los MTEs identificados con el método de AMV se presentan en los histogramas de la Figura 4.4. En esta Figura se incluyen las tres clases de MTEs mencionados en la sección anterior. Se presenta en porcentajes la distribución de los ángulos $\theta_{Bok}, \theta_{Boi}$, $\lambda_{int}/\lambda_{min}$ y $\lambda_{max}/\lambda_{int}$. El ángulo θ_{Bok} indica la dirección de propagación de la onda con respecto al campo magnético. Cerca del 40% de las OICs presentaron ángulos θ_{Bok} entre 0° y 5° , y el 39% de los casos son ondas con ángulos entre 5° y 10° . Es claro que se trata de ondas que se propagan muy paralelas al campo. En el caso de los MTEs alrededor del 80% de los eventos tiene ángulos entre 85° y 90° , lo que indica que crecen muy oblicuas a la dirección del campo, casi perpendiculares.

Mediante la técnica de AMV, es posible obtener la dirección preferencial de las máximas fluctuaciones de las ondas al que llamaremos vector i . Al analizar el ángulo que forma este vector con respecto al campo promedio Bo , al que hemos llamado θ_{Boi} , encontramos que para el caso de las OICs se encuentra entre 70° y 90° lo que nos dice que se trata de ondas muy transversales, como se espera para este tipo de ondas. Por el contrario, cuando θ_{Boi} es pequeño (por ejemplo

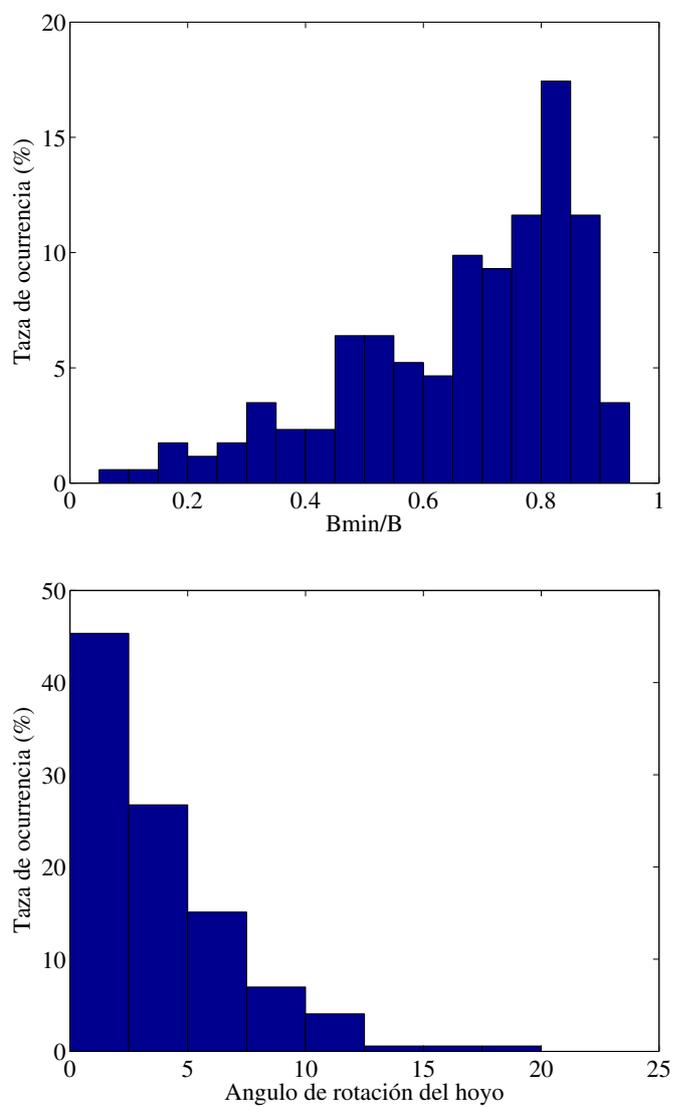


Figura 4.3: Distribución de B_{min}/B y la rotación ω de los MTEs observados en las fundas de EMCI

$<20^\circ$) es probable que se trate de ondas muy polarizadas en la dirección de B_0 . Para corroborar esto, evaluamos el cociente entre el eigenvalor máximo y el intermedio, el cual nos permite saber cuantitativamente qué tan separadas se encuentran las máximas fluctuaciones de las intermedias.

Recordando el criterio utilizado para los MTEs con polarización lineal, hemos establecido que $\lambda_{max}/\lambda_{int} > 2,5$. En total hemos encontrado que 174 casos de 196 son MTEs con polarización lineal (alrededor del 89%). El 11% restante se trata de ondas con polarización elípticas y se identifican en los histogramas como las ondas con $\lambda_{max}/\lambda_{int} < 2,5$ y/o $\theta_{Boi} > 20^\circ$.

El cociente $\lambda_{int}/\lambda_{min}$ nos dice qué tan bien discriminada se encuentra la fluctuación intermedia de las ondas con respecto a la fluctuación mínima. Este valor es también un indicador del grado de confiabilidad de la dirección de propagación de una onda, pues para ondas planas la dirección de mínima fluctuación es equivalente a su dirección de propagación. El valor mínimo esperado para $\lambda_{int}/\lambda_{min}$ es de 3. En algunos trabajos se ha señalado que valores mayores a 10 son deseables (Mazelle et al., 2000). En nuestros casos de OICs, el mínimo valor encontrado para $\lambda_{int}/\lambda_{min}$ fue de 5. En el grupo de los MTEs tenemos que el 23% de los casos tienen valores menores a 3. Esto no es de preocuparse, puesto que la dirección de propagación de los MTEs no es relevante para el estudio, ni se trata de un parámetro identificador de MTEs.

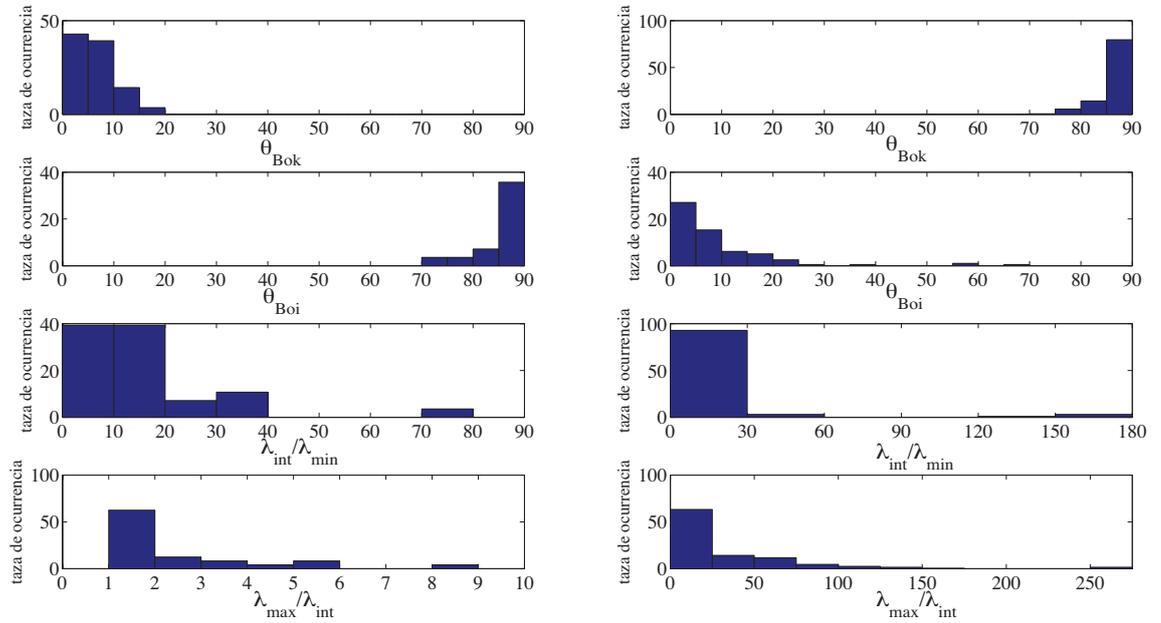


Figura 4.4: Resultados de el análisis de mínima varianza (AMV) utilizado en el análisis de las OICs (paneles de la izquierda) y los MTEs (paneles a la derecha) observados dentro de las fundas de las EMCIs.

4.5.2. Propiedades del entorno en el que se encuentran embebidas las OICs y los MTEs

El estudio del plasma y el campo magnético local en el que se encuentran inmersas las OICs y los MTEs es esencial si se desea estudiar el origen de estas ondas. Las inestabilidades debidas a anisotropías térmicas como las que dan origen al crecimiento de OICs y MTEs dependen de dos parámetros muy importantes: valor del parámetro β del plasma y por supuesto, la anisotropía

térmica del plasma (ver criterio de inestabilidad de la ecuación 2.3). Esta última no se ha reportado a la fecha en los datos de STEREO, por lo que únicamente podemos hacer análisis con el parámetro β del plasma (iones más electrones).

La gráfica 4.5 muestra una comparación de los valores promedio (media) de la β y el campo magnético obtenidos durante los eventos de OICs y MTEs. En general el rango de valores de β en el que se presentan los MTEs es mayor que en el que se presentan las OICs. Cabe señalar que existe un gap entre los valores de 6 a 10, esto probablemente debido a que la muestra de OICs es pequeña. El valor máximo de β en el caso de las OICs es de 10.93 mientras que para los MTEs el máximo fue de 33.59. Alrededor del 45% de las OICs tiene valores $\beta < 1$, sólo un caso de MTE se registró en este rango. El 63% de los MTEs tiene valores de β entre 2 y 6. El 12% de los MTEs presenta valores mayores a 11. Con estas gráficas comparativas concluimos que durante los MTEs dentro de las fundas de las EMCIS, los valores de la β son mayores que los observados durante las OICs.

En cuanto al valor del campo magnético ambiente el rango de valores obtenido en ambos casos es muy similar. El valor promedio de $|B|$ durante los eventos de OICs es 10.32 nT y para los MTEs es 8.17 nT.

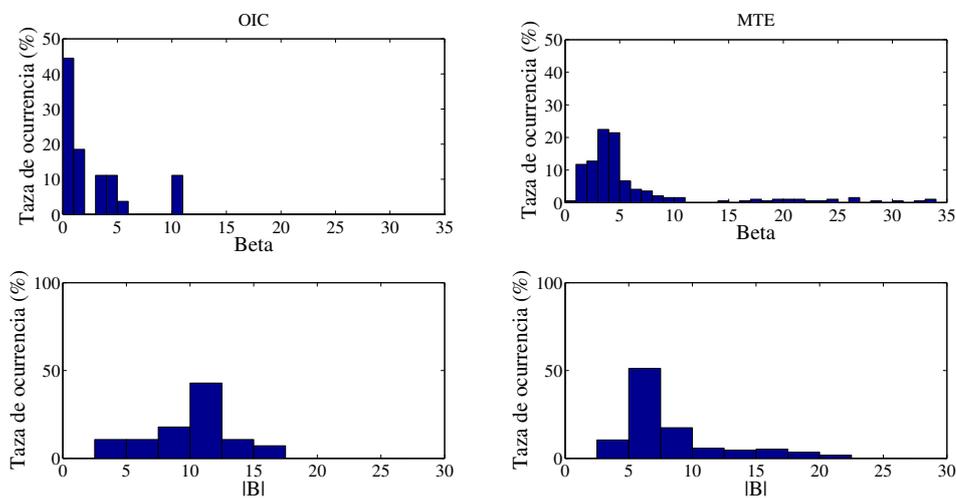


Figura 4.5: Comparación de valores de la β y la intensidad de campo magnético $|B|$ observados durante los eventos de OICs y MTEs

También investigamos el valor de la β en el viento que se encuentra “alrededor” de las OICs y de los MTEs, esto es, en el viento que llamamos viento de la funda. Para ello, se obtuvo el valor promedio (media) de la β cada 30 min dentro de la funda de las EMCIs. Los histogramas de la Figura 4.5 muestran en línea punteada la distribución de la β para el viento solar ambiente, la línea sólida azul se refiere al valor de la β dentro de las OICs y lo mismo la roja para los MTE. La gráfica izquierda (derecha) es la comparación entre el viento solar ambiente y las OICs (MTEs). Cabe señalar que el viento ambiente presentó picos ocasionales de hasta 135, los cuales se removieron en los histogramas. Observamos en la Figura 4.5 que la β de las fundas asociadas a EMCIs es por lo general menor a 5 con un valor de la media de 2.44. En la gráfica izquierda de la Figura 4.5 se puede ver que por lo general la β dentro de la funda no suele ser muy baja (esto es, valores en $\beta < 1$), sin embargo, es en este rango de valores cuando las OICs se presentan preferencialmente. Quizás este comportamiento explica también el número tan bajo

de observaciones de ondas OICs en las fundas.

En la gráfica derecha observamos que la distribución de la β para los MTEs está ligeramente corrida con respecto a la distribución del viento solar ambiente. El 57% de las muestras del viento solar ambiente tiene valores menores a 3, mientras que el 51% de los MTEs tiene valores entre 3 y 6. Es importante notar que sólo se encontró un MTE con un valor de β menor a 1 correspondiente a $\beta = 0,67$. Así, a partir de estas Figuras podemos decir que los MTEs tienen una tendencia a que la β aumenta cuando se presentan las estructuras comparado con el valor del viento ambiente. Para las OICs, es el caso contrario, su valor disminuye con respecto al del viento ambiente.

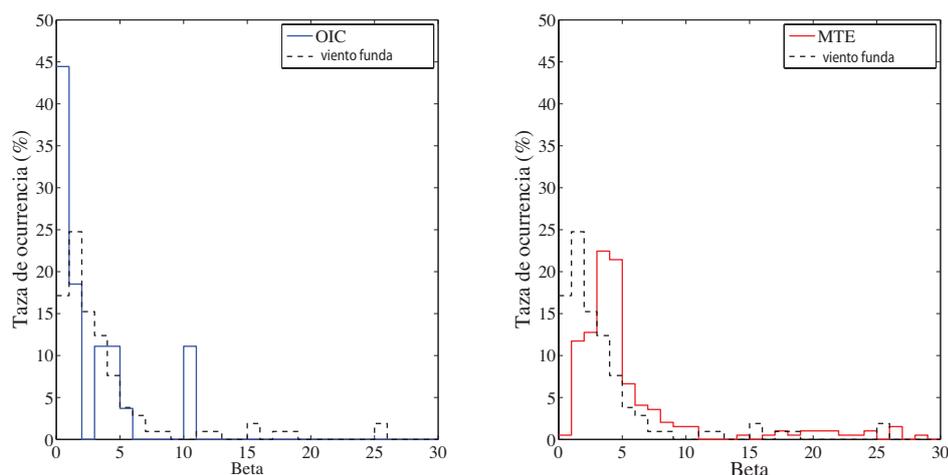


Figura 4.6: Comparación de los valores de la β observados durante las OICs (color rojo) y los MTEs (color azul) y en la totalidad de las fundas (línea punteada)

Por otra parte, se calculó el ángulo entre B y la componente radial del campo B_R , tanto para las OICs y los MTEs como para el viento procesado dentro de las fundas. La muestra de este ángulo en el viento dentro de la funda se obtuvo, al igual que con la β , calculando cada 30 min su valor. En el estudio de Lan et al. (2009 y 2010) se observó que las OICs muestran una preferencia a ser observadas inmersas en un campo con una componente radial grande, lo cual se atribuyó muy probablemente a efectos de propagación que a efectos relacionados con su mecanismo de origen. En cuanto a los MTEs, existe la pregunta de si estas ondas se presentan o no preferentemente en situaciones en las que el viento sea radial, cuestión que no ha sido analizada hasta la fecha en ningún estudio de MTEs.

El resultado de este análisis se muestra en la gráfica de la Figura 4.7. Primeramente, al analizar el viento procesado dentro de las fundas asociadas a las EMCIs, se nota que el campo magnético dentro de la funda no se encuentra alineado con respecto a la dirección R la mayor parte del tiempo pues alrededor del 70% de las observaciones del viento ambiente (línea punteada) tienen ángulos entre 50° y 90° . No obstante, se observa que poco más del 60% de las OICs (línea azul sólida) ocurren bajo condiciones en las que el campo magnético es muy radial (alineado en la dirección R), esto es, ángulos entre B y B_R menores a 35° . Esto está en concordancia con las OICs estudiadas por Jian et al. 2009 y 2010 y se discutirá más adelante. Al igual que en el caso de la β , esto también puede estar explicando el bajo número de observaciones que obtuvimos de OICs en fundas.

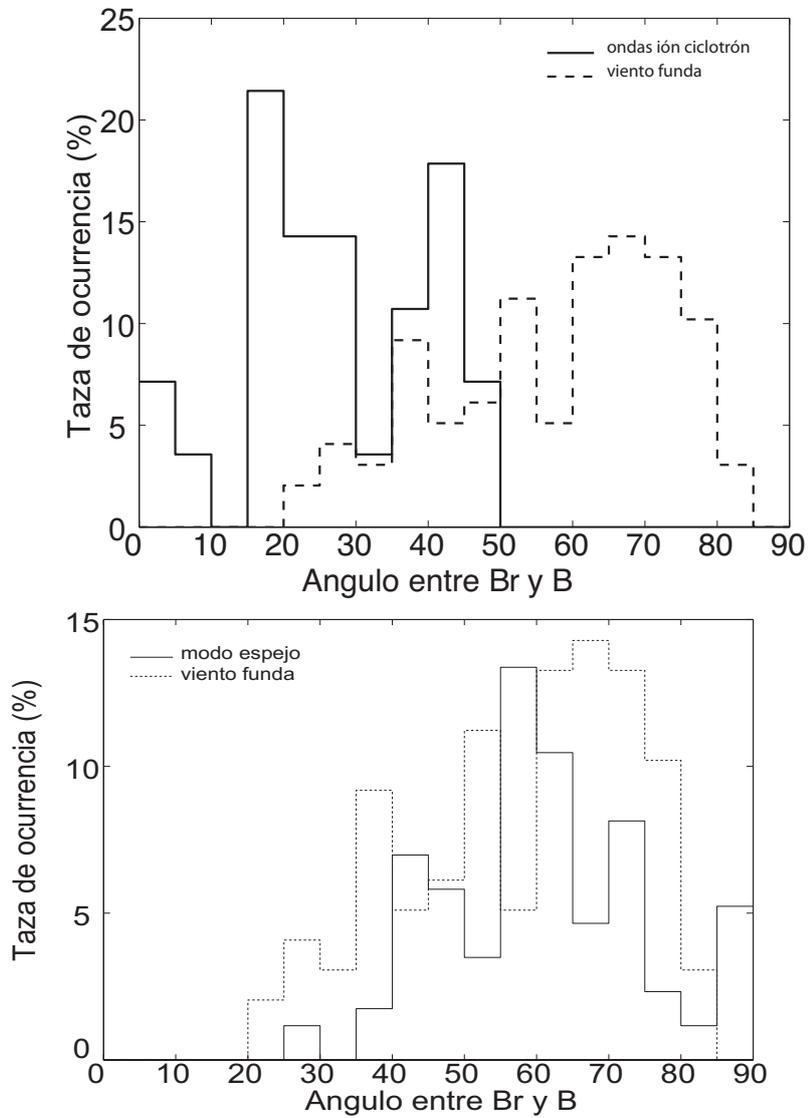


Figura 4.7: Ángulo entre B y B_R medido durante los eventos de OICs y MTEs (línea sólidas en color) y adentro de la funda de las EMCIs (línea punteada) de la tabla 4.1

Los MTEs, por el contrario, no muestran una preferencia de ocurrencia cuando el viento es radial, sino más bien ocurren a ángulos muy oblicuos con respecto a la dirección radial. La probabilidad de que los MTEs observados tengan ángulos con respecto a la radial mayores a 50 es del 84.30%. Dado que el viento solar en las fundas presentó igualmente ángulos con respecto a la radial mayores a 50 la mayor parte del tiempo, es lógico que el número de observaciones de MTEs sea mucho mayor que el de las OICs. Esta gráfica confirma también la alineación de las estructuras con el campo magnético ambiente.

4.5.3. Estructura de los MTEs

En esta sección estudiamos la longitud característica de los hoyos identificados como MTEs tanto a lo largo del campo magnético como en dirección transversal a él y compararemos nuestros datos con los resultados obtenidos en estudios previos. Con datos de una sola nave podemos conocer la escala de las estructuras alineada a la dirección del flujo del plasma (dirección radial) a partir de la velocidad del flujo medida por la nave y el tiempo que tarda la nave en atravesar la estructura tipo espejo.

Como primer paso para estudiar la estructura espacial de los MTEs observados por STEREO es necesario saber la duración aproximada de los hoyos, lo cual nos da un estimado de su ancho. El ancho de los hoyos en esta tesis se define siguiendo el criterio de Winterhalter et al. (1994). El ancho se define en el intervalo que contiene el mínimo del campo y cuyo tiempo de inicio y tiempo final corresponden al punto donde existe una desviación estándar por debajo del campo magnético promedio. En nuestro trabajo encontramos valores del ancho desde 0.075 hasta 11.3 seg. La primera gráfica de izquierda a derecha de la Figura 4.8 muestra la distribución de los anchos de los hoyos MTE en segundos. El ancho más probable se encuentra entre los 0 y 3 seg con un valor de la mediana de 2.73. Estos valores son mucho muy menores que los encontrados por Winterhalter, en donde el rango de valores encontrados va de 5 a 25 s.

Ahora estimaremos el ancho de los eventos en unidades de distancia (km). Para ello utilizamos un promedio de la velocidad viento solar de 400 km/s. La segunda gráfica de la Figura 4.8 muestra cómo cambia la distribución cuando el ancho se mide en unidades de longitud. Para tomar en cuenta el efecto que el campo magnético podría tener en el ancho de las estructuras, las normalizamos con respecto al radio de giro de los protones. Para ello usamos la siguiente relación tomada de Kivelson et al. (1995)

$$r[km] = 0,947T^{(1/2)}[K]B^{(-1)}[nT] \quad (4.1)$$

La temperatura utilizada es un valor típico de la temperatura del viento solar de 100000 K. La gráfica de la extrema derecha en la Figura 4.8 muestra la distribución del ancho de los hoyos en distintas unidades.

Por otra parte, el ángulo local entre el campo magnético y el vector de flujo del plasma definen la orientación de las estructuras conforme se propagan por la nave. La Figura 4.9 muestra la duración de los hoyos magnéticos como función de la orientación de los hoyos en la dirección del flujo del plasma (B_R). Las líneas sólidas azules indican el valor de la media calculado cada 0.1 B_R/B . La Figura no muestra una clara correlación con lo que no podemos confirmar que los MTEs observados dentro de las fundas de EMCI sean simétricas rotacionalmente a lo largo de la dirección del campo magnético (Zhang et al., 2008). De ser así esperaríamos observar en la gráfica que los MTEs son menos anchos cuando el cociente B_R/B es cercano a cero, y viceversa, más anchos cuando B_R/B se acerca a cero. Más adelante discutiremos este tema.

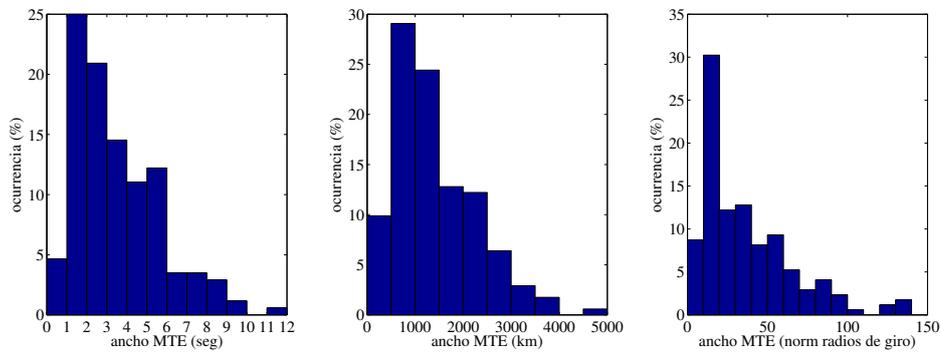


Figura 4.8: Distribuciones del ancho de los MTE observados en forma de hoyos en segundos (izquierda), km (centro) y en longitud normalizada con respecto a los radios de giro de los protones (derecha)

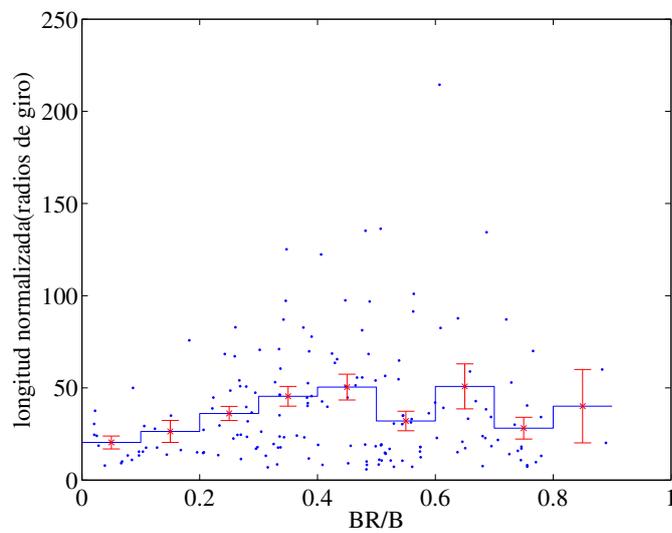


Figura 4.9: Gráfica de la longitud de los MTEs en forma de hoyos (normalizada con respecto al radio de giro de los protones) con respecto a B_R/B . La línea azul sólida representa el promedio de las muestras cada 0.2 valores de B_R/B . En rojo la estimación del error.

4.5.4. Origen de los hoyos magnéticos

Teoría de solitones

El carácter altamente no lineal de las estructuras magnéticas (picos y hoyos) observadas en el medio interplanetario y las preguntas abiertas que deja su interpretación vía inestabilidad tipo espejo ha originado una corriente de autores que han propuesto la teoría de solitones como una descripción alternativa (Baumgärtel et al, 1997; Baumgärtel et al., 1999). Los solitones son el resultado de una acción combinada de no linealidad y dispersión del sistema básico y no requieren de una inestabilidad para explicar su naturaleza. En este sentido, se ha sugerido que los hoyos magnéticos son ejemplos de una clase de solitones magnetohidrodinámicos caracterizados por depresión en la intensidad de campo magnético e incrementos en densidad los cuales se combinan para mantener una estructura con un cuasi-balance de presión. Dicha estructura se propaga muy lentamente a ángulos muy perpendiculares (cerca de 90°) con respecto al campo magnético. Además algunas cantidades medibles del plasma como es la β en la que se encuentran inmersas estas estructuras es similar a la β requerida para hacer un plasma inestable al modo tipo espejo. Resulta entonces ambiguo poder analizar si una estructura de campo magnético (como los hoyos) es un MTE o un solitón utilizando las características antes mencionadas. Sin embargo, existen simulaciones de MTEs (Price et al., 1986; Pantellini, 1998) y de solitones (Baumgärtel, 1999) que predicen propiedades distintas de los hoyos y los picos y que podrían ser de utilidad para analizar el origen, en nuestro caso, de los hoyos magnéticos. Spersveslage et al. (2000) estudió propiedades de los hoyos observados por la misión Ulysses entre 1 y 5.4 UA y comparó algunas de estas con la teoría de solitones de Baumgärtel (1999). Dado que en este estudio estadístico se encontraron algunas buenas correlaciones en favor de la teoría de solitones, los autores llegan a la conclusión parcial de que los MTEs y los solitones no necesariamente deben ser mutuamente excluyentes apuntando que los hoyos magnéticos observados en el viento solar pueden ser remanentes de estructuras que se originaron primeramente como modos tipo espejo y que pueden ser descritos como solitones durante la parte principal de su “vida”. El origen de los MTEs observados en las fundas de las EMCIs es también tema de nuestro estudio y es válido hacernos la pregunta de si las estructuras de campo magnético que nosotros hemos identificado como MTE podrían guardar alguna similitud con los solitones de la teoría de Baumgärtel (1999) y parcialmente identificados en el viento solar por Spersveslage (2000).

Como última parte de este capítulo, haremos uso de los parámetros analizados en los MTEs en este estudio estadístico para comparar las características observadas de los MTEs con predicciones de teorías como la teoría de solitones. Baumgärtel (1999) utilizó un sistema no lineal Hall-MHD para probar la estabilidad de dos posibles soluciones “solitarias”, o solitones, a los que llamó solitones *claros* y *oscuros*. Los oscuros corresponden a los hoyos magnéticos que se propagan como entidades estables y preservan su identidad después de una colisión, mientras que los solitones claros (incrementos en campo magnético) no exhiben el mismo grado de estabilidad a través de la colisión, por lo que es cuestionable su estabilidad a largo plazo. Este resultado teórico explicaría muy bien las excesivas observaciones de depresiones en el campo magnético en contraste con los picos, como se mencionó en el capítulo 2 de esta tesis.

En la teoría de Baumgärtel existen soluciones estables de solitones en plasmas isotrópicos donde $1 < \beta_{total} < 5$ y la anticorrelación entre el campo magnético y la densidad es también un requerimiento. La teoría de solitones predice también una relación entre el ángulo que forman la dirección de mínima variación (vector k) y el campo magnético inicial en el hoyo, θ_{Bok} con la profundidad del hoyo B_{min}/B . En este caso la magnitud más pequeña que alcanza el campo dentro de la depresión u hoyo es proporcional a $\cos(\theta_{Bok})$. Hemos graficado en la parte superior de la Figura 4.10 la relación entre B_{min}/B y θ_{Bok} para los hoyos observados en las fundas de las EMCIs. En la Figura no se observa una clara correlación. Por otro lado, una relación similar se

espera para el cambio de dirección de B a través del hoyo ω y la profundidad del hoyo. Entre mayor es ω , más pequeño es B_{\min} y por tanto B_{\min}/B_0 . Esta correlación tampoco es muy clara en la segunda gráfica de la Figura 4.10. Finalmente, existe otra correlación entre el ancho de los hoyos y el valor de β . La teoría dice que el ancho es proporcional a β . La gráfica inferior de la Figura 4.10 no confirma esta predicción tampoco.

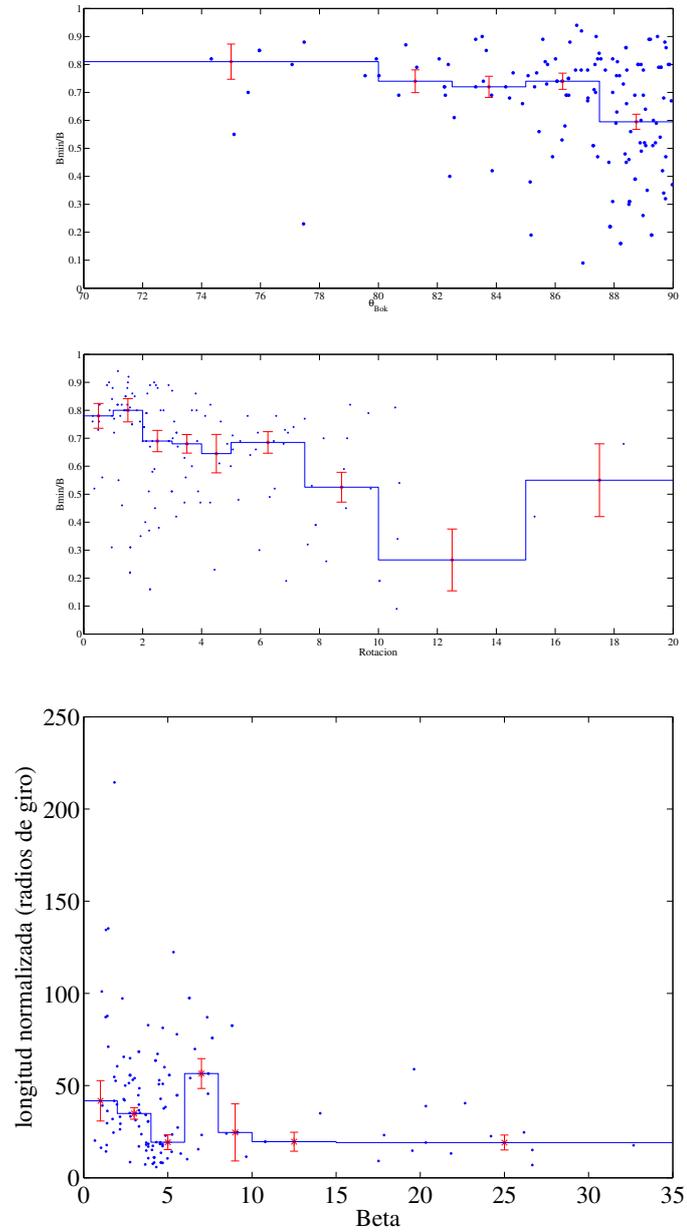


Figura 4.10: Gráficas de la relación entre distintos parámetros medidos en los hoyos MTE: (a) B_{min}/B con respecto al ángulo entre B y la dirección de propagación de la estructura, (b) B_{min}/B con respecto al cambio en el ángulo B a través del hoyo, (c) longitud de los hoyos (normalizada) con respecto a la beta dentro del hoyo. La línea azul sólida representa el promedio de las muestras con anchos variables de $\delta B_R/B$. En rojo la estimación del error.

4.6. Resumen de resultados

Del total de 65 fundas observadas por STEREO entre 2007 y 2012 sólo el 11 % de los casos (8 fundas) tuvo OICs y MTEs. De las 8 fundas estudiadas, en 5 fundas se encontraron ambos tipos de ondas pero no de manera simultánea, sino más bien separadas por intervalos de tiempo desde 25 min hasta varias horas. En las tres fundas restantes sólo se encontraron MTEs.

Los MTEs observados en forma de hoyos detectados en las fundas de las EMCIs son estructuras altamente no lineales, puesto que B_{min}/B tuvo valores >0.65 para el 60 % de los casos. De igual manera se trata de estructuras con poca rotación del campo a través de los hoyos pues el 70 % de los casos tuvo valores de $\omega < 5^\circ$. Esto concuerda con estudios previos sobre hoyos en el viento solar y en fundas de magnetosferas planetarias. Cabe señalar que dadas las propiedades de los MTEs estudiados en forma de hoyos, ya se descartó una posible interpretación de estas estructuras mediante teoría de solitones.

Las fundas donde se observaron las OICs y los MTEs tuvieron valores promedio de β de 2.44 (valor de la mediana). La muestra indica que muy pocas veces la β dentro de las fundas asociadas a eyecciones tiene valores menores a 1, siendo justamente en este rango de $\beta < 1$ en el que se han observado las OICs. Por el contrario, los MTEs se han observado bajo condiciones de $2 < \beta < 6$.

Las fundas de las EMCIs analizadas presentaron direcciones del CMI muy oblicuas con respecto a la dirección radial la mayor parte del tiempo. Curiosamente, las OICs se presentaron en los pocos casos en donde el CMI fue radial. Esto concuerda con los estudios de Lan et al. (2009 y 2010) en donde esta característica de las OICs estudiadas en viento solar ambiente hizo que se descartara un origen de las ondas via asimilación de iones mediante mecanismo de tipo perpendicular. Por el contrario, los MTEs se presentaron bajo condiciones de CMI no radial.

El ancho más probable de los MTEs en forma de hoyos se encuentra entre los 10 y 30 radios de giro con una media de 40.79 y una mediana de 34.16. Estos anchos son consistentes con los encontrados en estudios previos del viento solar (Tsurutani et al., 1982; Fazakerley and Southwood, 1994; Winterhalter et al., 1994; Erdös y Balogh, 1996) pero son sustancialmente mayores a lo que predice la teoría lineal de la inestabilidad tipo espejo (Hasegawa, 1969; Price et al., 1986). Para explicar esta discrepancia algunos estudios (Spersverlage et al., 2000) acuden a la teoría de solitones, sin embargo en este trabajo se descartó la descripción de las depresiones en campo magnético como solitones basándonos en otras propiedades estudiadas de los hoyos (ver Figuras 4.10). Por otro lado, existe evidencia a partir de resultados de simulaciones (ver por ejemplo McKean et al., 1994) en donde se sugiere que conforme los MTEs evolucionan se mueven hacia longitudes de onda más grandes (del orden de 20 radios de giro).

Se ha señalado que los MTEs tienen una estructura espacial parecida a una elipsoide rotacional con su eje mayor alineado al campo (Zhang et al. 2008). Los MTEs en forma de hoyos observados en las fundas de las EMCIs no presentaron esta “típica” geometría esperada para este modo (ver Figura 4.9). Sospechamos que las escalas que obtenemos en la dirección radial no necesariamente corresponden a la máxima y mínima extensión real de las estructuras tipo espejo. Esto en parte porque el CMI se aleja mucho de la dirección radial, lo cual puede estar “contaminando” nuestro análisis y por otro lado, tenemos la hipótesis de que el ambiente local del plasma en las fundas de las EMCIs debe estar teniendo una influencia en la geometría de las estructuras. Estudios observacionales 3D de MTEs en funda terrestre (Horbury et al., 2009) muestran evidencia de que los MTEs observados no forman elipses rotacionales, sino más bien estructuras “isotropizadas” en forma de “blobs” que además se encuentran drapeadas o curvadas paralelamente a la superficie de la magnetopausa.

Cuadro 4.1: EMCIs observadas por STEREO entre 2007 y 2012

Intervalo	Mes	Día	Año	Nave	Inicio Ondas (HH:MM:SS)	Fin Ondas (HH:MM:SS)	Tipo Onda	Forma MTE	Inicio choque (HH:MM:SS)	Inicio EMCI (HH:MM:SS)	No. eventos
1	septiembre	4	2008	SA	06:24:51	06:45:00	MTE	tormenta	-	05:25	12
2	agosto	6	2009	SB	?	?	MTE	aislados	ago 5, 22:35:20	ago 6, 04:39	1
3	junio	3	2010	SA	09:15:45	09:32:29	OIC	-	08:36:29	12:30	3
4	junio	3	2010	SA	11:12:29	11:52:04	MTE	aislados	mismo arriba	mismo arriba	39
5	marzo	11	2011	SB	06:00:12	07:51:03	MTE	aislados	05:36:42	15:18	20
6	marzo	11	2011	SB	11:39:34	11:43:40	OIC	-	mismo arriba	mismo arriba	4
7	marzo	11	2011	SB	14:01:00	15:18:00	MTE	trenes	mismo arriba	mismo arriba	27
8	marzo	22	2011	SA	05:37:29	05:56:42	OIC	-	03:57:38	mar 23, 06:55	9
9	marzo	22	2011	SA	22:08:09	23:20:32	MTE	trenes	mismo arriba	mismo arriba	9
10	marzo	23	2011	SA	01:23:18	01:34:12	MTE	aislados	mismo arriba	mismo arriba	7
11	marzo	23	2011	SA	01:54:31	02:16:18	MTE	aislados	mismo arriba	mismo arriba	11
12	marzo	23	2011	SA	03:18:09	03:22:16	MTE	aislados	mismo arriba	mismo arriba	3
13	marzo	23	2011	SA	04:00:00	04:51:17	MTE	aislados	mismo arriba	mismo arriba	25
14	marzo	23	2011	SA	05:58:32	06:00:49	MTE	aislados	mismo arriba	mismo arriba	3
15	junio	01	2011	SB	08:15:35	09:00:54	OIC	-	07:25:26	17:35	8
16	julio	01	2011	SB	10:30:49	10:31:18	OIC	-	mismo arriba	mismo arriba	2
17	junio	01	2011	SB	11:03:48	11:05:01	MTE	trenes	mismo arriba	mismo arriba	4
18	junio	01	2011	SB	14:04:27	14:11:10	MTE	ambos	mismo arriba	mismo arriba	8
19	junio	01	2011	SB	15:14:34	15:55:29	MTE	ambos	mismo arriba	mismo arriba	7
20	junio	01	2011	SB	17:10:31	17:44:03	MTE	ambos	mismo arriba	mismo arriba	5
21	agosto	13	2011	SA	19:50:05	19:52:12	OIC	-	19:43:21	22:40	2
22	agosto	13	2011	SA	20:22:11	20:24:21	MTE	tren	mismo arriba	mismo arriba	6
24	noviembre	20	2011	SB	14:19:59	14:24:09	MTE	tormenta	13:38:43	22:40	5

Cuadro 4.2: Ondas dentro de fundas asociadas a EMCI's observadas por STEREO entre 2007 y 2012

Intervalo	Mes	Día	Año	Nave	Onda Inicio	Onda Fin	Tipo Onda	Forma MTE	Tiempo Choque	EMCI Inicio	No. Eventos
1	Septiembre	4	2008	SA	06:24:51	06:45:00	MTE	tormenta	-	05:25	12
2	Agosto	6	2009	SB	00:00:00	04:00:00	MTE	aislada	ago 5, 22:35:20	ago 6, 04:39	13
3	Junio	3	2010	SA	09:15:45	09:32:29	OIC	-	08:36:29	12:30	3
4	Junio	3	2010	SA	11:12:29	11:52:04	MTE	aislado	mismo arriba	mismo arriba	39
5	Marzo	11	2011	SB	06:00:12	07:51:03	MTE	islado	05:36:42	15:18	20
6	Marzo	11	2011	SB	11:39:34	11:43:40	OIC	-	mismo arriba	mismo arriba	4
7	March	11	2011	SB	14:01:00	15:18:00	MTE	trenes	mismo arriba	mismo arriba	27
8	Marzo	22	2011	SA	05:37:29	05:56:42	OIC	-	03:57:38	mar 23, 06:55	9
9	Marzo	22	2011	SA	22:08:09	23:20:32	MTE	trenes	mismo arriba	mismo arriba	9
10	Marzo	23	2011	SA	01:23:18	01:34:12	MTE	aislado	mismo arriba	mismo arriba	7
11	March	23	2011	SA	01:54:31	02:16:18	MTE	aislado	mismo arriba	mismo arriba	11
12	March	23	2011	SA	03:18:09	03:22:16	MTE	aislado	mismo arriba	mismo arriba	3
13	Marzo	23	2011	SA	04:00:00	04:51:17	MTE	aislado	mismo arriba	mismo arriba	25
14	Marzo	23	2011	SA	05:58:32	06:00:49	MTE	aislado	mismo arriba	mismo arriba	3
15	Junio	01	2011	SB	08:15:35	09:00:54	OIC	-	07:25:26	17:35	8
16	Junio	01	2011	SB	10:30:49	10:31:18	OIC	-	mismo arriba	mismo arriba	2
17	Junio	01	2011	SB	11:03:48	11:05:01	MTE	trenes	mismo arriba	mismo arriba	4
18	Junio	01	2011	SB	14:04:27	14:11:10	MTE	ambas	mismo arriba	mismo arriba	8
19	Junio	01	2011	SB	15:14:34	15:55:29	MTE	ambas	mismo arriba	mismo arriba	7
20	Junio	01	2011	SB	17:10:31	17:44:03	MTE	ambas	mismo arriba	mismo arriba	5
21	Agosto	13	2011	SA	19:50:05	19:52:12	OIC	-	19:43:21	22:40	2
22	Agosto	13	2011	SA	20:22:11	20:24:21	MTE	trenes	mismo arriba	mismo arriba	6
23	Noviembre	20	2011	SB	14:19:59	14:24:09	MTE	tormenta	13:38:43	22:40	5

Capítulo 5

Conclusiones

En esta tesis hemos utilizado datos de campo magnético y plasma provenientes de la misión STEREO para estudiar las características y el origen de Modos Tipo Espejo (MTEs) y Ondas Ión Ciclotrón (OICs) observadas en el medio interplanetario a 1 UA del Sol. La tesis se dividió en dos grandes partes: 1) el estudio de una clase de MTE denominada Tormenta Modo Espejo (TME) y 2) el estudio de MTEs y OICs en las fundas asociadas a Eyecciones de Masa Coronal Interplanetarias (EMCIs). A continuación brindamos una discusión y conclusiones de cada una de estas partes.

5.1. Conclusiones sobre Tormentas Modo Espejo observadas en el viento solar

En el capítulo 3 se estudió un tipo de MTE conocido como TME, el cual en 2009 fue observado por primera vez en el viento solar por Russell et al. De acuerdo al estudio llevado a cabo en este capítulo, concluimos que las TMEs se observan preferentemente en RICs y en viento solar ambiente. Hemos presentado tres casos de estudio de TMEs. Dos de estos corresponden a TMEs presentes en RICs y un tercero corresponde a una TME observada en viento “puro”, es decir, no asociado a alguna estructura de gran escala proveniente del Sol. También concluimos que las TMEs son más frecuentes en RICs que en el viento puro, pues durante 15 meses de observaciones de STEREO se encontró únicamente un caso de TME en viento solar ambiente, mientras que 15 eventos de TMEs se encontraron localizados en RICs. La pregunta natural que surge a continuación es cuál es la razón por esta preferencia.

Por un lado, de nuestros 15 eventos, encontramos que 5 de estos se localizan muy cerca de la región río abajo de los choques delanteros de las RICs (ver Tabla 3.1). Esto podría hacernos pensar que las regiones río abajo de los choques son propicias para el desarrollo de la inestabilidad tipo espejo y por tanto de las TMEs. La región río abajo de los choques se caracteriza por un intenso calentamiento no uniforme de plasma y una gran compresión del campo y el plasma y ambos eventos podrían favorecer la aparición de anisotropías térmicas y regiones de plasma donde la beta se incrementa. Se ha señalado en trabajos previos tanto teóricos como observacionales que cuando ambos parámetros son grandes, la inestabilidad tipo espejo se ve favorecida. En todas las TMEs observadas por STEREO cerca de los choques delanteros de las RICs $\beta > 2.4$, lo cual es suficientemente grande para que la inestabilidad tipo espejo ocurra. Winterhalter et al. (1994) observaron hoyos magnéticos entre 1 y 5.4 UA en sitios donde el viento solar era inestable al modo tipo espejo y los valores de la beta en esas regiones eran entre 1 y 10. Liu

et al. (2006) encontraron estructuras tipo espejo en las fundas de nubes magnéticas precedidas por choques, en las cuales el valor promedio de beta fue de $\beta_{\perp p} \sim 12$ con valores que algunas veces excedieron el 50. Asimismo, trabajos observacionales sobre la magnetofunda terrestre han reportado estructuras tipo espejo en regiones donde la beta del plasma es mayor a 3 (Russell y Farris, 1995).

A la fecha en la que esta tesis se escribe, STEREO no ha proporcionado las distribuciones de protones y por tanto desconocemos los valores de anisotropía térmica. En nuestros eventos de MTEs cerca de los choques delanteros de RICs sospechamos que deben existir anisotropías térmicas grandes muy cerca del choque y probablemente menores conforme nos alejamos del choque debido a que la interacción onda partícula pueda llevar a la isotropización del plasma. En nuestro análisis teórico encontramos que el plasma es inestable al modo tipo espejo para anisotropías térmicas en protones del orden de 1.5 y 2 cuando la beta se encuentra en el rango $4 < \beta < 14$. Este rango de valores encontrado para las anisotropías térmicas son cercanos a los valores de 1.2 y 1.3 que encontraron Liu et al. (2006) en regiones inestables al modo espejo dentro de fundas de EMCIs para $\beta_{\perp p} \sim 12$. Es importante señalar que entre mayor es el valor de la beta, menor es el valor de la anisotropía requerido para que el plasma sea inestable al modo tipo espejo, es decir, es el juego entre las dos lo que determina si el plasma es o no inestable a este modo.

Por otro lado, la mayoría de nuestros eventos de MTEs (alrededor del 70%) se encontraron en regiones donde ningún choque IP se observó en las regiones aledañas al evento. Tales casos se ejemplificaron con los estudios de casos 2 y 3 del capítulo 3. Esto comprueba que no es necesaria la existencia de un choque para generar TMEs en el viento solar. Analizando los valores de la beta para este 70% de casos, encontramos que el rango de valores se encuentra entre 2.4 y 32.7 (ver Tabla 3.1). Se analizó qué tan mayores eran estos valores en comparación con los valores observados en la región que rodea a la zona de la tormenta y no se encontró ninguna tendencia. Sin embargo, al analizar el contenido de helio de los eventos se observó que en la mayoría de los eventos de TMEs la densidad de las partículas de helio incrementó. Esto concuerda con estudios previos en los que se ha señalado que plasmas con un contenido importante de helio pueden jugar un papel importante en el desarrollo de la inestabilidad tipo espejo (Price et al., 1976; Gary, 1993; Russell y Farris, 1995). En los eventos con modo tipo espejo reportados por Liu et al. (2006) los autores encontraron $\text{Na}/\text{Np} > 8\%$. Russell y Farris (1995) reportaron contenidos del 4% en regiones de la magnetosfera con modos tipo espejo. En nuestros casos, alrededor del 70% de las TMEs exhiben incrementos en la densidad promedio de partículas alpha (Na) y valores de $\text{Na}/\text{Np} < 2.5\%$. Nuestros resultados utilizando teoría cinética de plasmas señalan que para el rango de $\text{Na}/\text{Np} < 2.5\%$ y la $\beta < 14$ la inestabilidad tiene crecimientos positivos, lo cual significa que el plasma donde se observaron las TMEs es inestable al modo espejo.

En resumen, en esta tesis hemos presentado evidencia teórica y observacional que sostiene la posibilidad de que las TMEs observadas dentro de las RICs y en el viento ambiente puedan ser generadas localmente en el plasma donde se les observa (o cerca) via la inestabilidad tipo espejo. Sin embargo, todavía existe un punto importante por discutir. Para las condiciones observadas en el viento solar, la teoría lineal predice que las OICs tienen tasas de crecimiento positivas que son aproximadamente el doble de las del modo espejo. De hecho, el modo tipo espejo domina sobre el modo ión ciclotrón bajo $\text{Na}/\text{Np} > 9\%$ y $\beta > 10$. Aunque nuestro valor teórico obtenido de 9% es muy cercano al valor obtenido por Liu et al. (2006), este es todavía muy lejano a nuestro valor máximo obtenido en nuestros eventos de TMEs, el cual fue de 2.5%.

El hecho de que STEREO observó únicamente TMEs en regiones de plasma donde la teoría lineal predice que el crecimiento de los modos tipo espejo es significativamente menor que para las OICs nos hace pensar que las OICs pudieron generarse al mismo tiempo que las TMEs, sin embargo, en nuestros eventos no se observaron OICs cercanas. Una posible explicación a porqué

no se observaron OICs de manera simultánea con las TMEs es la siguiente: los MTEs no se propagan (en el marco del plasma) sino más bien son acarreadas con el plasma, mientras que las OICs sí tienen una velocidad de fase, por tanto, las OICs pudieron haber abandonado la región de observación antes de ser detectadas por la nave. La cogeneración de OICs y MTEs aún cuando ambas ondas tienen tasas de crecimiento muy distintas se ha observado también por ejemplo en la magnetosfera de Saturno (Russell et al., 2006) bajo condiciones de beta baja y también se ha observado en simulaciones (McKean et al., 1992, 1994).

Como resultado de nuestro análisis observacional y teórico podemos proporcionar solamente conclusiones parciales sobre el origen de las TMEs observadas en el viento solar. Proponemos un escenario en el que las TMEs son generadas localmente en el viento solar donde se les observa vía la inestabilidad tipo espejo en la misma región donde muy seguramente también operó la inestabilidad ión ciclotrón debida a anisotropías térmicas generando OICs. La velocidad de propagación de las OICs en contraste con la velocidad de fase nula de los MTEs muy probablemente es lo que explica la ausencia de OICs. Otra posibilidad que no podemos excluir apunta a la existencia de fenómenos de tipo no lineal inherentes al crecimiento de MTEs, los cuales pueden resultar en alteraciones en la tasa de crecimiento de la onda que favorezcan el crecimiento de MTEs sobre las OICs. Tales efectos están fuera del alcance de esta tesis.

Como último punto discutiremos otra cuestión interesante que surgió en la tesis. En todos nuestros casos de TMEs se observó que, sin importar su duración, las estructuras tipo espejo se observaron primero como picos y luego como hoyos en campo magnético. Tales picos tienden a crecer en amplitud y son luego reemplazados por los hoyos, los cuales pueden también crecer y llegar a ser muy “profundos”. Este comportamiento en el cambio morfológico de las estructuras tipo espejo ha sido observado en otros ambientes como son fundas de magnetosferas de la Tierra (Génot et al., 2001), Jupiter (Bavassano Cattaneo et al., 1998; Joy et al., 2006) y Saturno (Erdős y Balogh, 1996). En estos ambientes los picos de modos tipo espejo han sido observados preferencialmente cerca del choque de los planetas y en la magnetosfera media, mientras que los hoyos tienden a ser observados casi siempre cerca de la magnetopausa.

El patrón evolutivo de los MTEs que se transforman de picos a hoyos constituye también todo un tema de estudio. Existen trabajos observacionales en ambientes planetarios que enfatizan la dependencia de la forma de la estructura en relación con la beta del plasma. Trabajos como los de Erdős y Balogh (1996) y Joy et al. (2006) señalan que los picos (hoyos) coinciden con ambientes donde la beta adquiere valores más grandes (más bajos) que los valores de beta en plasma ambiente. Otros trabajos discuten la formación de picos y hoyos en relación con la distancia al umbral de la inestabilidad. En Joy et al. (2006) se argumenta que los picos son una firma de la saturación no lineal de los MTEs mientras que los hoyos son estructuras colapsantes en un plasma cerca del umbral de la inestabilidad espejo lineal. En nuestra opinión, ambos enfoques son válidos y pensamos que el uso de simulaciones sería de mucha utilidad para contribuir al debate sobre el tema.

5.2. Conclusiones sobre MTEs y OICs en las fundas asociadas a EMCIs

En el capítulo 4 se analizaron los datos de plasma y campo magnético obtenidos con STEREO en las fundas asociadas a EMCIs. Se encontraron MTEs y OICs y se llevó a cabo un estudio estadístico de estos dos tipos de ondas.

En primer lugar, podemos concluir que las observaciones de OICs y MTEs dentro de fundas asociadas a EMCIs son en realidad muy escasas: sólo en el 11 % de las fundas observadas por STEREO se detectaron MTEs y/o OICs (ver Tabla 4.1). También se encontró que los MTEs

son más comunes en las observaciones que las OICs (ver Tabla 4.1). A este respecto, el rango de valores de β en el que se observaron las ondas explica por qué existen menos observaciones de OICs que de MTEs en las fundas. Las OICs se observaron preferentemente cuando la β del plasma es <1 . Por el contrario, los MTEs se observaron en rangos de β mayores a los de las OICs, esto es valores de beta entre 2 y 6. Dado que nuestra muestra estadística indica que la $\beta < 1$ no es un valor típico en las fundas de las EMCIs, es de esperarse que observaciones de OICs sean menos frecuentes que los MTEs en estas regiones.

Por otra parte, resulta interesante que los regímenes de beta bajo los cuales se observan nuestros casos concuerdan con los valores encontrados en estudios teóricos (i.e., Gary et al. 1993) y observacionales (i.e., Thomsen et al., 1979; Skopke et al., 1990; Anderson y Fuselier, 1993; Génot, 2009) sobre crecimiento de MTEs y OICs a partir de anisotropías térmicas en plasmas. En estos trabajos se ha señalado que la inestabilidad tipo espejo surge a partir de anisotropías térmicas del tipo $T_{perp} > T_{par}$ donde $\beta \gg 1$, mientras que la inestabilidad ion ciclotrón requiere $T_{perp} \gg T_{par}$ y la beta preferentemente muestra valores $\beta < 1$. Este último valor puede ser mayor dependiendo del valor de la anisotropía térmica. En otras palabras, el hecho de que encontramos valores de beta tan bien acotados para cada tipo de onda es un fuerte indicio de que los MTEs y las OICs observadas dentro de las fundas de EMCIs puedan ser generadas localmente en las fundas via la inestabilidad tipo espejo y la ión ciclotrón. Si las ondas MTE y las OICs que estamos observando fueran acarreadas por el viento solar desde otras regiones más cerca del Sol, los valores de beta en nuestros eventos habrían sido muy variados y no presentarían ninguna tendencia estadística.

Desafortunadamente, no podemos hacer un análisis de los valores de anisotropías térmicas similar al que se hizo con la beta ya que a la fecha no contamos con las distribuciones de partículas del plasma. Sin embargo, sabemos que es factible encontrar regiones en las fundas de RICs donde los protones tienen distribuciones anisotrópicas en las que $T_{perp} > T_{par}$. Existe un único trabajo sobre MTEs y OICs en fundas asociadas a RICs (Liu et al., 2006) en el que los autores utilizaron datos de WIND y demostraron que dichas fundas tenían regiones inestables al modo espejo y a la inestabilidad ión ciclotrón. Los autores señalan que en las regiones inestables a los modos espejo y ión ciclotrón el parámetro T_{perp}/T_{par} incrementaba su valor desde 0.6 a 1.2 y 1.3 aproximadamente.

Cabe señalar que existen trabajos sobre observaciones de OICs en el viento solar (e.g., Wu y Davidson, 1972; Williams y Zank, 1994; Murphy et al., 1995) que apuntan a un origen via asimilación de iones, los cuales son producidos por fotoionización o intercambio de carga y después son acelerados por el campo eléctrico de un plasma magnetizado, que en este caso, es el viento solar. Este mecanismo se puede dar bajo situaciones donde el campo magnético y el viento solar son paralelos o bien perpendiculares. En el caso perpendicular se producen ondas con polarización izquierda y con frecuencias cercanas a la frecuencia de giro de los protones en el marco del plasma. Estas características de las OICs producidas por asimilación perpendicular de iones son similares a las propiedades de las ondas que encontró Lan et al. (2009 y 2010) en el viento solar pristino y también concuerdan con las nuestras. Sin embargo, dado que nuestros eventos se observaron durante configuraciones de campo magnético alineado al viento solar, descartamos este escenario. El escenario paralelo tampoco lo consideramos porque produce ondas con características distintas a las observadas en nuestros eventos. Por último, las pruebas que realizamos utilizando las propiedades observadas de las ondas y del plasma descartaron una posible relación entre los MTEs y la teoría de solitones, reforzando nuestra teoría sobre un mecanismo de origen más bien local vía inestabilidades de tipo cinéticas.

En resumen, basándonos en los argumentos anteriores consideramos que el mecanismo de origen de los MTEs y las OICs observados en las fundas de las EMCIs podría ser similar al que da origen a las mismas estructuras observadas en fundas de magnetosferas planetarias. En

5.2. CONCLUSIONES SOBRE MTEs Y OICs EN LAS FUNDAS ASOCIADAS A EMCIS 67

estos lugares el plasma se encuentra chocado y calentado, y el campo magnético por otra parte experimenta una deformación dramática ya que no puede atravesar la magnetosfera. Este efecto en el campo que se queda acumulado bordeando a la magnetosfera es a lo que se le ha llamado en la literatura el “drapeado del campo”. Existen modelos que predicen anisotropías térmicas del tipo $T_{\perp} > T_{\parallel}$ como consecuencia natural de este drapeado (Zwan y Wolf, 1976; Crooker y Siscoe, 1977) y si a esto se le añade valores de $\beta > 1$, se tienen los “ingredientes” para que el plasma se vuelva inestable al modo tipo espejo y/o al modo ión ciclotrón. La combinación entre los valores de la beta y la anisotropía determinará si crece una u otra inestabilidad. Igualmente se ha señalado que el contenido de He^{++} en el plasma puede ser determinante en las tasas de crecimiento de las inestabilidades. Lamentablemente no fue posible hacer un análisis más detallado sobre el papel que el He^{++} pueda estar jugando en la competencia de ambas inestabilidades (como se hizo en el capítulo 3) ya que los datos de alta resolución de He^{++} que se nos facilitaron para la realización de esta parte de la tesis carecían de mucha información.

Como último punto de este capítulo discutiremos aspectos relacionados con la geometría de los MTEs observados en las fundas de las EMCIs. Por un lado, el ancho de nuestros hoyos analizados es bastante menor al ancho de estructuras similares observadas en viento solar ambiente (e.g., Tsurutani et al., 1982; Fazakerley y Southwood, 1994; Winterhalter et al., 1994), en donde se han reportado hoyos con duraciones promedio de 50 seg (200 radios de giro). En contraste, en nuestros eventos obtuvimos valores de 1 a 4 seg (10 a 30 radios de giro). En algunos de estos trabajos previos se ha propuesto un origen similar al que explicamos en párrafos anteriores y en otros se deja abierta la posibilidad de que los hoyos puedan ser solitones. Además, se ha señalado el inconveniente de que estos anchos no corresponden al ancho esperado utilizando teoría cinética lineal (Hasagawa, 1969; Price et al., 1986), lo cual podría deberse a un proceso evolutivo que los hoyos sufren durante su existencia, más que a una interpretación errónea de su origen como argumentan los autores que defienden la teoría de solitones. En nuestro caso, creemos que el hecho de haber encontrado estructuras con anchos tan pequeños apoya nuestra teoría de que las estructuras que estamos observando son MTEs de generación muy reciente en las fundas.

Asimismo, resulta interesante el hecho de que no encontramos una correlación entre la máxima y la mínima longitud de los MTEs en la dirección del flujo del plasma, que es lo que esperaríamos en una configuración típica de “botella magnética”. Por un lado, esto sugiere la posibilidad de que la longitud de los MTEs en la dirección del flujo del plasma no sea una buena aproximación de la extensión total de los MTEs, al menos en las fundas de las EMCIs donde la dinámica del plasma es sumamente distinta al plasma en un viento no perturbado. Pero también queda la incógnita de si los MTEs en las fundas conservan la geometría de una elipse rotacional (o botella magnética). Bajo este último caso podrían existir dos escenarios. Uno es que los MTEs observados son botellas magnéticas deformadas por procesos como el drapeado del campo y la compresión del plasma, y otro es que la geometría de las botellas se “isotropiza” longitudinalmente como parte del proceso de decaimiento de las mismas estructuras. Por supuesto, la combinación de ambos escenarios también podría ser factible. Parte del trabajo futuro a desarrollar consiste en comprobar la primera hipótesis utilizando un modelo de la superficie de choque asociado a la EMCi y un modelo de la eyecta. De esta forma podremos saber la posición de los MTEs en la funda con respecto a la eyecta y al choque y saber si efectivamente las estructuras se deforman de la misma manera que el campo magnético se ha visto que se “drapea” en las fundas planetarias. Este último análisis queda pendiente y junto con los resultados del capítulo 4 de esta tesis, constituyen material para próxima publicación.

5.3. Comentarios finales y Trabajo futuro

En este trabajo hemos utilizado datos de la novedosa misión STEREO para analizar el posible origen de MTEs y OICs observados a 1 UA. Para ello se usó Teoría Cinética Lineal de plasmas e hicimos un análisis que a la fecha no se había llevado a cabo de forma detallada con observaciones en viento solar ambiente y en estructuras de gran escala como RICs y fundas asociadas a EMCIs.

Así, parte primordial de la tesis se concentró en probar que las oscilaciones observadas eran MTEs y OICs originadas localmente a 1 UA via la inestabilidad tipo espejo y la ión ciclotrón, respectivamente. Aunque creemos que hemos brindado suficientes argumentos para demostrar nuestra tesis, sabemos que el estudio de inestabilidades como la tipo espejo y la ión ciclotrón no está completo si no se analizan las funciones de distribución de partículas del plasma. Lamentablemente por la falta de las mismas nuestras conclusiones seguirán siendo parciales. De ahí, que tenemos la motivación de continuar en esta línea utilizando datos de la misión denominada “Wind”, con la cual sí se ha podido estudiar las funciones de distribución del plasma. La misión Wind fue lanzada en 1994 en una órbita tipo “halo” alrededor del punto lagrangiano L1, esto es a una distancia de más de 200 radios terrestres río arriba de la Tierra. Su misión ha sido observar el viento solar antes de que este impacte en la Magnetosfera Terrestre. Como parte de un trabajo extensivo de esta tesis tenemos la intención de analizar fundas de EMCIs y regiones asociadas a RICs utilizando datos de plasma y campo magnético de Wind, con lo cual pretendemos probar una vez más las hipótesis que aquí se manejaron sobre el origen de MTEs y OICs.

Finalmente, quisiéramos resaltar lo interesante que en un futuro resultará estudiar datos de las futuras misiones “Solar Probe Plus” y “Solar Orbiter” a lanzarse en 2018 y 2017 respectivamente. La primera es una misión de la NASA y la segunda es una misión conjunta de ESA y la NASA. Ambas son las misiones que más cerca orbitarán el Sol (aproximadamente a 0.28 UA) y con las cuales se buscarán respuestas a las preguntas más enigmáticas sobre el Sol, que son, cuáles son los mecanismos que aceleran el viento solar y cuál es el origen del calentamiento coronal. Relacionado con nuestra tesis, podremos saber por ejemplo si las TMEs y los MTEs en general crecen más cerca del Sol. Así como se cree que pueden crecer MTEs en la corona baja, también se espera observar OICs, y del análisis de las propiedades de estas ondas seguramente conoceremos más sobre el papel que éstas pueden jugar en el calentamiento de la Corona. Los datos de estas misiones se esperan estén disponibles hacia el 2024. Mientras tanto, todavía quedan muchos datos por analizar de las actuales misiones y, de la mano de las simulaciones computacionales, seguramente se logrará un entendimiento más claro sobre cómo se comporta el viento solar.

Bibliografía

Anderson, B. J. y S. A. Fuselier (1993), *Magnetic pulsations from 0.1 to 4.0 Hz and associated plasma properties in the Earth's subsolar magnetosheath and plasma depletion layer*, J. Geophys. Res., 98, 1461.

Antonucci, E., S. Giordano, M. A. Doderó (2000), *Hydrogen and Oxygen Temperatures in Coronal Holes*, Adv. in Space Res. Vol. 25, Issue 9, p. 1923-1926.

Belcher, J. W. y L. Davis (1971), *Large amplitude Alfvén waves in the interplanetary medium 2*, J. Geophys. Res., 76, 3534.

Baumgärtel, Klaus (1999), *Soliton approach to magnetic holes*, J. Geophys. Res. Vol. 104, Issue A12, p. 28295-28308.

Baumjohann, W. y R. Treumann (1996), *Basic Space Plasma Physics*, Imperial College Press, London.

Burlaga, L.F. (1968), *Micro scale structures in the interplanetary medium*, Solar Phys., 4, 67, 1968

Burlaga, L.F. (1974), *Interplanetary Stream interfazs*, J. Geophys. Res., 79, 3717.

Burlaga, L., E. Sittler, F. Mariani, R. Schwenn (1981), *Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, Helios, and IMP 8 observations*, J. Geophys. Res. 86, 6673.

Burlaga, L.F., N.F. Ness and Acuña M.H (2006). *Trains of magnetic holes and magnetic humps in the heliosheath*. Geophys. Res. Lett., 33, L21106, doi: 10.1029/2006GL027276.

Chandran, B.D.G., P. Pongkitiwanchakul, P.A. Isenberg, M.A. Lee, S.A. Markovskii, J.V. Hollweg, B.J. Vasquez (2010). *Resonant interactions between protons and oblique Alfvén/ion-cyclotron waves in the solar corona and solar flares*. Astrophys. J. 722, 710–720 (2010).doi:10.1088/0004-637X/722/1/710.http://stacks.iop.org/0004-637X/722/i=1/a=710

Cranmer, S.R. (1999), *On the generation and dissipation of ion cyclotron waves in the extended solar corona*, Eos Trans. AGU, 80 (46), Fall Meeting Suppl., F800 (SH21 A-06).

Crooker, N. U. y G. L. Siscoe (1977), *A mechanism for pressure anisotropy and mirror instability in the dayside magnetosheath*, J. Geophys. Res., 82, 185.

- Enriquez-Rivera, O. (2008), *Inestabilidad Cinéticas en el Antechoque Terrestre*, Tesis de Maestría, Instituto de Geofísica, Universidad Nacional Autónoma de México, México, D.F.
- Enriquez-Rivera, O., X. Blanco-Cano, C.T. Russell, L.K. Jian and J.G. Luhmann (2010), *Mirror mode structures in the solar wind: STEREO observations*, AIP Conf. Proc., 1216, 276-279.
- Enriquez-Rivera, O., X. Blanco-Cano, C.T. Russell, L.K. Jian, J.G. Luhmann, K. D. C. Simunac, and A. B. Galvin (2013), *Mirror-mode storms inside stream interaction regions and in the ambient solar wind: A Kinetic Study*, J. Geophys. Res., 118, 17-28.
- Erdős, G. y A. Balogh (1996), *Statistical properties of mirror mode structures observed by Ulysses in the magnetosheath of Jupiter*, J. Geophys. Res., 101, 1-12.
- Fasarkerley, A. N. y D. J. Southwood (1994), *Theory and observation of magnetosheath waves, in Solar Wind Sources of Magnetospheric Ultra-Low Frequency waves*, Geophys. Monogr. Ser., vol. 81, p. 147, AGU Washington, D. C.
- Feldman, W. C., J.R. Asbridge, S.J. Bame, E.E Fenimore, J.T. Gosling (1981), *The Solar Origins of Solar Wind Interstream Flows: Near Equatorial Coronal Streamers*, J. Geophys. Res., 86, 5408
- Fisk, L.A. y M. Lee (1980), *Shock acceleration of energetic particles in corotating interaction regions in the solar wind*, Astrophys. J. 237, 620.
- Fraser, B. J. (1985), *Observations of ion cyclotron waves near synchronous orbit and on the ground*, Space Sci. Rev., 42, 357-374.
- Galvin, A.B., L. M. Kistler, M. A. Popecki, C. J. Farrugia, K.D.C. Simunac, L. Ellis, E. Möbius, M.A. Lee, M. Boehm, J. Carroll, A. Crawshaw, M. Conti, P. Demaine, S. Ellis, J.A. Gaidos, J. Googins, M. Granoff, A. Gustafson, D. Heirtzler, B. King, U. Knauss, J. Levasseur, S. Longworth, K. Singer, S. Turco, P. Vachon, M. Vosbury, M. Widholm, L.M. Blush, R. Karrer, P. Bochsler, H. Daoudi, A. Etter, J. Fischer, J. Jost, A. Opitz, M. Sigrist, P. Wurz, B. Klecker, M. Ertl, E. Seidenschwang, R.F. Wimmer-Schweingruber, M. Koeten, B. Thompson, D. Steinfeld (2008), *The plasma and suprathermal ion composition (PLASTIC) investigation on the STEREO observatories*, Space Sci. Rev., 136, 437-486.
- Gary, S.P., M. D. Montgomery, W. C. Feldman, D. W. Forslund (1976) *Proton temperature anisotropy instabilities in the solar wind*, J. Geophys. Res., 81, 1241, 1976.
- Gary, S.P. (1992), *The mirror and ion cyclotron anisotropy instabilities*, J. Geophys. Res., 97, 8519-8529.
- Gary, S.P. (1993), *Theory of Space Plasma Microinstabilities*, Cambridge University Press, New York.
- Gary, S.P., B. E. Goldstein and M. Neugebauer (2002), *Signatures of wave-ion interactions in the solar wind*, J. Geophys. Res., 107, doi:10.1029/2001JA000269.

- Génot, V., S. J. Schwartz, C. Mazelle, M. Balikhin, M. Dunlop and T.M. Bauer (2001), *Kinetic study of the mirror mode*, J. Geophys. Res., 106 (A10), 21611-21622, doi: 10.1029/2000JA000457.
- Génot, V., E. Budnik, P. Hellinger, T. Passot, G. Belmont, P. M. Trávníček, P.-L. Sulem, E. Lucek and I. Dandouras (2009), *Mirror structures above and below the linear instability threshold: Cluster observations, fluid model and hybrid simulations*, Ann. Geophys., 27, 601-615, doi: 10.5194/angeo-27-601-2009.
- Gopalswamy, N., Yashiro, S., Michalek, G., Xie, H., Lepping, R. P. (2005), *Solar source of the largest geomagnetic storm of cycle 23*, Geophys. Res.Lett. 32, 12
- Gopalswamy, N. (2007), *Properties of interplanetary coronal mass ejections*, Space Science Reviews 124: 145-168, DOI:10.1007/s11214-006-9102-1. Hasegawa, A. (1969), *Drift mirror instability in the magnetosphere*, Phys. Fluids, 12, 2642.
- Horbury, T. S. y E. A. Lucek (2009), *Size, shape and orientation of magnetosheath mirror mode structures*, J. Geophys. Res., vol. 114, A05217, doi: 10.1029/2009JA014068.
- Hundhausen, A. J. (1993), *Sizes and locations of coronal mass ejections: SMM observations from 1980 and 1984 1989*, J. Geophys. Res. vol. 98, no. A8, p. 13,177-200.
- Hundhausen, A. J. y J. T. Gosling (1976), *Solar wind structure at large heliocentric distances: an interpretation of Pioneer 10 observations*, J. Geophys. Res., 81, 1436
- Hundhausen, A. J. (1995), *The Solar Wind, Introduction to Space Physics*, eds. M. G. Kivelson y C.T. Russell, Cambridge University Press, p. 117
- Huddleston, D.E., R. J. Strangeway, J. Warnecke, C. T. Russell, and M. G. Kivelson (1998), *Ion cyclotron waves in the Io torus: Wave dispersion, free energy analysis, and SO₂⁺ source rate estimates*, J. Geophys. Res., 103(E9), 19,887–19,899, doi:10.1029/97JE03557.
- Isenberg, P. A. (1996), *Effects of spatial transport and ambient wave intensity on the generation of MHD waves by interstellar pickup protons*, in Proceedings of the Eighth International Solar Wind Conference: Solar Wind Eight, Am. Inst. Phys., vol. 382, edited by D. Winterhalter et al., pp. 626–629, AIP Press, Woodbury, N. Y.
- Jian, L., C.T. Russell, J.G. Luhmann, y R.M. Skoug, (2006), *Properties of Interplanetary Coronal Mass Ejections at One AU During 1995 2004*, Sol. Phys., 239, 337, doi: 10.1007/s11207-006-0132-3.
- Jian, L. K., C.T. Russell, J.G. Luhmann, R. J. Strangeway, J. S. Leisner, A. B. Galvin (2009), *Ion cyclotron waves in the solar wind observed by STEREO near 1 AU*, The Astrophysical Journal Letters, Vol. 701, Issue 2, pp. L105-L109
- Jian, L. K., C.T. Russell, J.G. Luhmann, B. J. Anderson, S. A. Boardsen, R. J. Strangeway, M. M. Cowee, A. Wennmacher (2010), *Observations of ion cyclotron waves in the solar wind near 0.3 AU*, J. Geophys. Res., vol. 115, Issue A12, DOI: 10.1029/2010JA015737

- Jian, L.K., C. T. Russell, J. G. Luhmann, A. B. Galvin, K. D. C. Simunac (2013), *Solar wind observations at STEREO: 2007-2011*, Solar Wind 13: Proceedings of the Thirteenth International Solar Wind Conference. AIP Conference Proceedings, Vol. 1539, pp. 191-194.
- Joy, S. P., Kivelson, M. G., Walker, R. J., Khurana, K. K., Russell, C. T., y Paterson, W. R., (2006), *Mirror mode structures in the Jovian magnetosheath*, J. Geophys. Res., 111, A12212, doi:10.1029/2006JA011985.
- Kaufmann, R. L., J. T. Horng, y A. Wolfe (1970), Large amplitude hydromagnetic waves in the inner magnetosheath, Geophys. Res., 75, 4666.
- Kennel, C. F. y H. E. Petschek, (1966), *Limit of stably trapped particle fluxes*, J. Geophys. Res., 71.
- Kivelson, M. y C. T. Russell (1995), *Introduction to Space Physics*, Cambridge University Press, USA.
- Kivelson, M. G. y D. J. Southwood (1996), *Mirror instability: 2. The mechanism of nonlinear saturation*, J. Geophys. Res., 101, 17, 365.
- Kohl, J.L. et al., *UVCS/SOHO empirical determination of anisotropic velocity distributions in the solar corona*. Astrophys. J. 501, 127 (1998)
- Krauss-Varban, D., N. Omid, K. B. Quest (1994), *Mode properties of low-frequency waves: Kinetic theory versus Hall-MHD.*, J. Geophys. Res., vol. 99, no. A4, p. 5987-6009.
- Krieger, A. S., A. F. Timothy, E. C. Roelof (1973), *A coronal hole and its identification as the source of a high velocity solar wind stream*, Solar Physics, Vol. 29, Issue 2, pp. 505-525.
- Leckband, J.A , D. Burgess, F. G. E. Pantellini, S. J. Schwartz (1995), *Ion distributions associated with mirror waves in the Earth's magnetosheath* Adv. Space Res., 15, 345.
- Lee, M. A. y W. H. Ip (1987), *Hydromagnetic wave excitation by ionized interstellar hydrogen and helium in the solar wind*, J. Geophys. Res., 92(A10), 11,041-11,052, doi:10.1029/JA092iA10p11041.
- Leisner, J.S., C. T. Russell, M. K. Dougherty, X. Blanco Cano, R. J. Strangeway, and C. Bertucci (2006), *Ion cyclotron waves in Saturn's E ring: Initial Cassini observations*, Geophys. Res. Lett., 33, L11101, doi:10.1029/2005GL024875.
- Lepping, R. P., L.F. Burlaga, J. A. Jones (1990), *Magnetic field structure of interplanetary magnetic clouds at 1 AU*, J. Geophys. Res. 95, 11957
- Li, X., S. Habbal, J.V. Hollweg y R. Esser (1999), *Heating and cooling of protons by turbulence-driven ion cyclotron waves in the fast solar wind*, J. Geophys. Res. 104, 2521
- Liu, Y., J.D. Richardson, J. W. Belcher, J.C. Kasper, R.M. Skoug (2006), *Plasma*

- depletion and mirror waves ahead of interplanetary coronal mass ejections*, J. Geophys. Res., 111, A09108, doi:10.1029/2006JA011723.
- Lucek, E. A., M. W. Dunlop, A. Balogh, P. Cargill, W. Baumjohann, E. Georgescu, G. Haerendel and K.-H. Fornacon (1999), *Identification of magnetosheath mirror modes in Equator-S magnetic field data*, Ann. Geophys., 17, 1560–1573.
- McKean, M. E., S. P. Gary, D. Winske (1992), *Mirror and ion cyclotron anisotropy instabilities in the magnetosheath*, J. Geophys. Res., 97, 19,421– 19,432.
- McKean, M. E., D. Winske, y S. P. Gary (1994), *Two-dimensional simulations of ion anisotropy instabilities in the magnetosheath*, J. Geophys. Res., 99, 11,141– 11,153.
- McKenzie, J.F., M. Banaszekiewicz, W.I. Axford (1995) *Acceleration of the high speed solar wind*, Astron. Astrophys. 303, 45
- Marsch, E., K.-H. Mühlhauser , R. Schwenn, H. Rosenbauer , W. Pilipp, and F. Neubauer (1982), *Solar wind protons: Three dimensional velocity distributions and derived plasma parameters measured between 0.3 and 1 AU*, J. Geophys Res., 87, 52-72.
- Marsch, E. (1991), *Kinetic Physics of the Solar Wind Plasma*, in *Physics of the Inner Heliosphere*, edited by R Schwenn and E. Marsch, Springer-Verlag, Heidelberg, Germany, 45-133.
- Mazelle, C. D., K. Meziane (2000), *Nonlinear wave-particle interaction upstream from the Earth's bow shock*, Nonlinear Processes Geophys., 7, 185.
- Means, J. D. (1972), *Use of the three dimensional covariance matrix in analyzing the polarization properties of plane waves*, J. Geophys. Res., 77(28), 5551–5559, doi:10.1029/JA077i028p05551.
- Murphy, N., E. J. Smith, B. T. Tsurutani, A. Balogh, D. J. Southwood (1995), *Further studies of waves accompanying the solar wind pick up of interstellar hydrogen*, Space Sci. Rev., 72, 447–452.
- Neubauer, F. M., K.H. Glassmeier, A. J. Coates, A. D. Johnstone (1993), *Low frequency electromagnetic plasma waves at comet P Grigg Skjellerup: Analysis and interpretation*, J. Geophys. Res., 98(A12), 20,937–20,953, doi:10.1029/93JA02532.
- Neugebauer, M. y R. Goldstein. (1997), in N. Crooker, J. A. Joselyn, and J. Feynman (eds.), *Coronal Mass Ejections*, AGU, Washington D.C., 245.
- Nolte, J.T., A.S. Krieger, A. F. Timothy, R. E. Gold, E. C. Roelof, G. Vaiana, A. J. Lazarus, J. D. Sullivan, P. S. McIntosh (1976), *Coronal holes as sources of solar wind*, Solar Physics, vol. 46, Feb. 1976, p. 303-322.
- Pantellini, F. G. E. (1998), *A model of the formation of stable nonpropagating magnetic structures in the solar wind based on the nonlinear mirror instability*, J. Geophys. Res., 103, 4789.

- Price, C. P., D. W. Swift, L. C. Lee (1986), *Numerical simulation of nonoscillatory mirror waves at the Earth's magnetosheath*, J. Geophys. Res., 91, 101.
- Richardson, L.G., L.M. Barbier, D. V. Reames, T.T. von Rosenvinge (1993), *Corotating MeV/amu Ion Enhancements at <1AU From 1978 to 1986*, J. Geophys. Res., 98, 13
- Rudakov, L. I. y R. Z. Sagdeev (1961), *On the instability of a nonuniform rarefied plasma in a strong magnetic field*, Dokl. Akad. Nauk SSSR, Engl. Transl., 6, 415.
- Russell, C.T. y M. H. Farris (1995), *Ultra low frequency waves at the Earth's bow shock*, Advances in Space Research, vol. 15, no. 8-9, p. 285-296.
- Russell, C. T. y X. BlancoCano (2007), *Ion cyclotron wave generation by planetary ion pickup*, J. Atmos. Sol. Terr. Phys., 69, 1723-1738.
- Russell, C.T., L.K. Jian, J. G. Luhmann, T. L. Zhang, F. M. Neubauer, R. M. Skoug, X. Blanco-Cano, N. Omid, M. M. Cowee (2008), *Mirror mode waves: Messengers from the coronal heating region*, Geophys. Res. Lett., 35-15, L15101, doi:10.1029/2008GL034096.
- Russell, C.T., X. Blanco-Cano, L.K. Jian and J.G. Luhmann (2009), *Mirror-mode storms: STEREO observations of protracted generation of small amplitude waves*, Geophys. Res. Lett., 36, L05106, doi:10.1029/2008GL037113.
- Rönmark, K. *WHAMP*, Kiruna Geophys. Inst. Kiruna, Sweden, Rep. 179 (1982).
- Schekochihin, A. A., S.C. Cowley, R. M. Kulsrud, M. S. Rosin, and T. Heinemann (2008), *Nonlinear Growth of Firehose and Mirror Fluctuations in Astrophysical Plasmas*, Phys. Rev. Lett., 100, 081301.
- Sckopke, N., G. Pashmann, A. L. Brinca, C. W. Carlson y H. Luhr (1990), *Ion thermalization in quasiperpendicular shocks involving reflected ions*, J. Geophys. Res., 95, 6337.
- Sonnerup, B. U. O., L. J. Cahill, Jr. (1967), *Magnetopause structure and altitudes from Explorer 12 observations*, J. Geophys. Res., 72, 171.
- Sonnerup, B.U.O. y M. Scheible, (1998), *Analysis Methods for Multi-spacecraft Data*. ISSI Scientific Report.
- Southwood, D. J. y M. G. Kivelson, (1993), *Mirror instability: 1. Physical mechanism of linear instability*, J. Geophys. Res., 98, 9181.
- Sperveslage, K., F. M. Neubauer, K. Baumgärtel, N. F. Ness (2000), *Magnetic holes in the solar wind between 0.3 AU and 17 AU*, Nonlinear Processes in Geophysics. Volume 7, Issue 3/4, 2000, pp. 191-200.
- Stevens, M.L. y J.C. Kasper (2007), *A scale-free analysis of magnetic holes at 1 AU*, J. Geophys. Res., 112, A05109, doi: 10.1029/2006JA012116.

- Tajiri, M. (1967), *Propagation of hydromagnetic waves in collisionless plasma., II., Kinetic approach*, J. Phys. Soc. Jpn., 22, 1482.
- Tátrallyay, M. y G. Erdös (2005), *Statistical investigation of mirror type magnetic field depressions observed by ISEE-1*, Planetary and Space Science, Vol. 53, Issue 1-3, p. 33-40.
- Telloni, D., E. Antonucci, M.A. Dodero, *O VI kinetic temperature and outflow velocity in solar corona beyond 3R?*, en SOHO-17. 10 Years of SOHO and Beyond, vol. 617 (ESA Special Publication, 2006)
- Thompson, W. B. (1964), *An Introduction to Plasma Physics, (second revised impression)*, p. 216, Pergamon, New York.
- Thomsen, M. F., J. T. Gosling, S. J. Bame, M. M. Mellott (1985), *ion and electron heating at collisionless shocks near the critical Mach Number*, J. Geophys. Res., 90, 137.
- Tsurutani, B.T., E. J. Smith, R. R. Anderson, K. W. Ogilvie, J. D. Scudder, D. N. Baker, S. J. Bame, (1982), *Lion roars and nonoscillatory drift mirror waves in the magnetosheath*, J. Geophys. Res. 87, 6060.
- Tsurutani, B.T., G. S. Lakhina, D. Winterhalter, J.K. Arballo, C. Galvan, and R. Sukurai (1999), *Energetic particle cross-field diffusion: Interaction with Magnetic Decreases (MDs)*, Nonlinear Proc. Geophys., 6, 235-242.
- Tsurutani, B.T., D. J. Southwood, E. J. Smith and A. Balogh, (1999), *Nonlinear magnetosonic waves and mirror mode structures in the March 1991 Ulysses interplanetary event*, Geophys. Res. Lett., 19, 1267.
- Turner, J. M., L. F. Burlaga, N. F. Ness, J. F. Lemaire (1977), *Magnetic holes in the solar wind*, J. Geophys. Res., 82, 1921. Volwerk, M., T. L. Zhang, M. Delva, Z. Vörös, W. Baumjohann, K. H. Glassmeier (2008), *First identification of mirror mode waves in Venus' magnetosheath?*, Geophys. Res. Lett., Vol. 35, Issue 12.
- Williams, L. L. y G. P. Zank (1994), *Effect of magnetic field geometry on the wave signature of the pickup of interstellar neutrals*, J. Geophys. Res., 99(A10), 19,229–19,244, doi:10.1029/94JA01657.
- Winterhalter, D. M. Neugebauer, B. E. Goldstein, E. J. Smith, S. J. Bam, and A. Balogh, (1994), *Ulysses field and plasma observations of magnetic holes in the solar wind and their relation to mirror mode structures*, J. Geophys. Res., 99, 23, 371.
- Winterhalter, D., M. Neugebauer, B.E. Goldstein and E. J. Smith, (2009), J. Geophys. Res., 99, 23, 371-23, 381.
- Wu, C. S. y R. C. Davidson (1972), *Electromagnetic instabilities produced by neutral particle ionization in interplanetary space*, J. Geophys. Res., 77(28), 5399-5406, doi:10.1029/JA077i028p05399.

Wu, C. S., R. E. Hartle, K. W. Ogilvie (1973), *Interaction of singly charged interstellar helium ions with the solar wind*, J. Geophys. Res., 78(1), 306–309, doi:10.1029/JA078i001p00306.

Zhang, T. L. , C.T. Russell, W. Baumjohann, L.K. Jian, M. A. Balikhin, J.B. Cao, C. Wang, X. Blanco-Cano, K. Glassmeier, W. Zambelli, M. Volwerk, M. Delva and Z. Voros (2008), *Characteristic size and shape of the mirror mode structures in the solar wind at 0.72 AU*, Geophys. Res. Lett., 35, L10106, doi: 2008GeoRL..3510106Z

Zwan, B. J. y R. A. Wolf (1976), *Depletion of solar wind plasma near a planetary boundary*, J. Geophys. Res., 81, 1636.

Apéndice

1. La misión STEREO

La misión STEREO es una misión de la NASA lanzada el 25 de octubre de 2006. Su nombre corresponde a las siglas en inglés de Solar TERrestrial RELations Observatory. Consta de dos naves casi gemelas que transitan en órbita heliocéntrica. La importancia de esta misión radica en que es la primera que toma mediciones del viento solar en tres dimensiones con imágenes estereoscópicas proporcionándonos así una nueva visión del Sol y sus fenómenos con lo que se mejorará el entendimiento del clima espacial y su impacto en la Tierra. Con el objeto de proporcionar las imágenes para una reconstrucción stereo de los eventos solares, una nave viaja por delante de la Tierra y la otra por detrás, ambas naves en órbita heliocéntrica. La Figura 1 muestra la trayectoria de las naves. Los objetivos científicos principales de STEREO son los siguientes:

- Entender las causas y mecanismos de la iniciación de las EMCs.
- Caracterizar la propagación de las EMCs a través de la heliosfera
- Descubrir los mecanismos y sitios de la aceleración de partículas energéticas en la corona baja y en el medio interplanetario.
- Desarrollar un modelo tridimensional dependiente del tiempo de la topología magnética, la temperatura, la densidad y la estructura de velocidad en el viento solar ambiente.

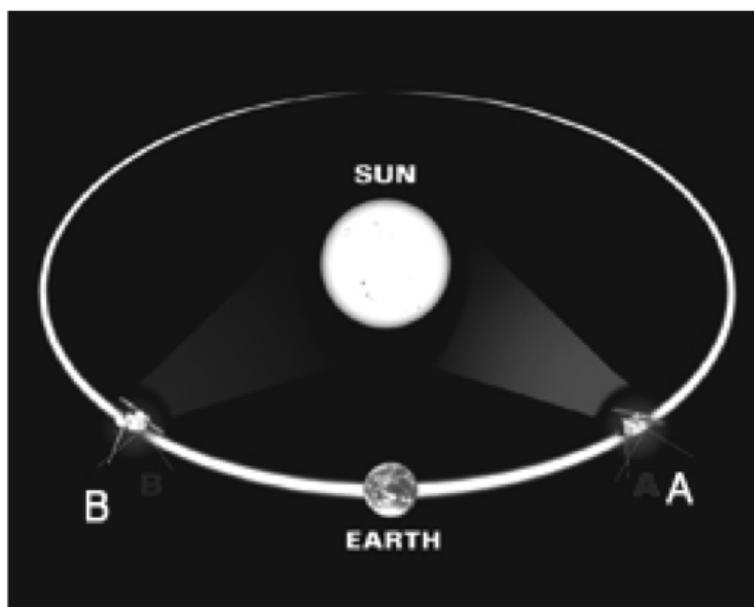


Figura 1: Esquema que muestra la trayectoria de las naves STEREO A y B alrededor del Sol.

El observatorio de STEREO lleva a bordo 4 sistemas científicos (dos instrumentos y dos suites de instrumentos haciendo un total de 13 instrumentos) que son:

- Sun-Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation (SECCHI)
- In situ Measurements of Particles and CME Transients (IMPACT)

- PLASma and SupraThermal Ion Composition (PLASTIC)
- STEREO/WAVES (S/WAVES)

A continuación se brinda un breve resumen de los 4 instrumentos anteriores.

.2. Sun Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation (SECCHI)

Está compuesto por cuatro instrumentos: un generador de imágenes de extremo ultravioleta (SECCHI EUVI), dos coronógrafos de luz visible (SECCHI COR1 y SECCHI COR2) y un generador de imágenes heliosféricas (SECCHI HI). Estos instrumentos estudian la evolución 3-D de las CME's desde su nacimiento en la superficie del Sol a través de la Corona y el medio interplanetario hasta su impacto eventual en la Tierra.

.3. In-situ Measurements of Particles and CME Transients (IMPACT)

Consta de un total de 7 instrumentos que muestrean la distribución 3-D de los electrones del plasma solar, las características de las partículas energéticas solares tanto iones como electrones y el vector local de campo magnético. Los instrumentos de IMPACT son:

- SWEA (Solar Wind Electron Analyzer)
- STE (Suprathermal Electron Telescope)
- MAG (Magnetometer)
- SEPT (Solar Electron Proton Telescope)
- SIT (Suprathermal Ion Telescope)
- LET (Low Energy Telescope)
- HET (High Energy Telescope)

En esta tesis utilizaremos datos de el magnetómetro MAG. El sistema de magnetómetro MAG es una versión simplificada de los magnetómetros que viajan en el Mars Global Surveyor y Lunar Prospector. Se trata de un diseño tri-axial "flux gate" que está montado en la "boom suite" de STEREO (de 4 m de largo) (ver Figura 2)

.4. PLASTIC

PLASTIC es un espectrómetro de masas de tiempo de vuelo que utiliza los principios de la deflexión electrostática, la post aceleración, mediciones de tiempo de vuelo, medidas de energía y medidas de posición para determinar la composición (M, M/Q), espectro de energía y la información direccional del plasma y iones supratérmicos en un rango de energías de 0.3 a 80 keV/e

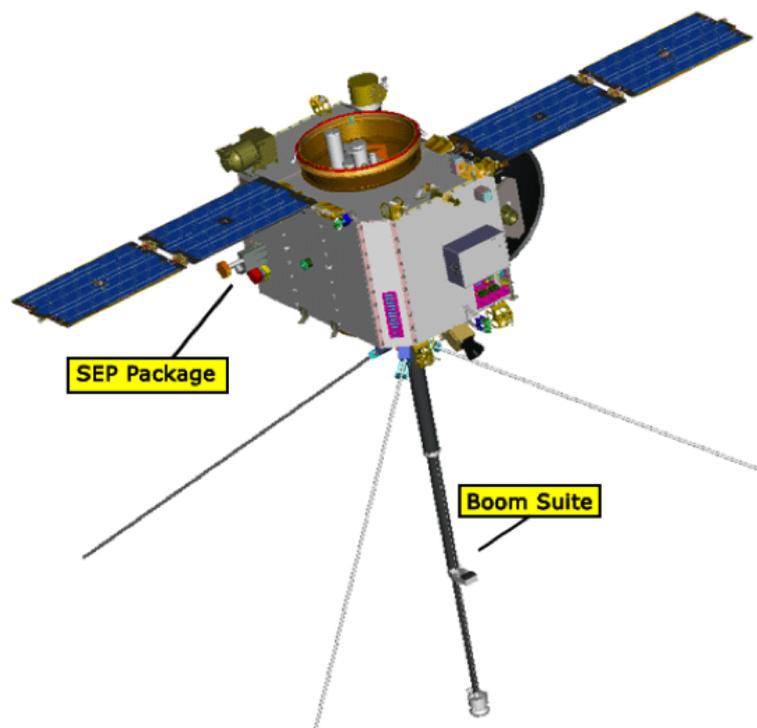


Figura 2: Representación esquemática de los instrumentos a bordo de las naves STEREO A y STEREO B.

.5. STEREO/WAVES (SWAVES)

SWAVES es un rastreador de estallidos de radio interplanetarios, el cual traza la generación y evolución de las perturbaciones de radio viajeras desde el Sol hasta la órbita de la Tierra.