



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO  
POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

ESTRUCTURAS MAGNÉTICAS CERCANAS AL  
CHOQUE TERRESTRE

TESIS

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:  
DOCTOR EN CIENCIAS

PRESENTA:  
DIANA IVETT ROJAS CASTILLO

TUTOR:  
DRA. XÓCHITL G. BLANCO CANO  
INSTITUTO DE GEOFÍSICA

COMITÉ TUTOR:  
DR. ERNESTO AGUILAR RODRÍGUEZ, INSTITUTO DE GEOFÍSICA  
DR. ROGELIO A. CABALLERO LÓPEZ, INSTITUTO DE GEOFÍSICA

MÉXICO, D. F. ENERO 2015



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

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

COMITÉ TUTORAL:

Dr. Ernesto Aguilar Rodríguez  
Dr. Rogelio A. Caballero López  
Dra. Xóchitl G. Blanco Cano

JURADO EXAMINADOR:

Dr. José Julio E. Herrera Velázquez  
Dr. Rogelio A. Caballero López  
Dra. Xóchitl G. Blanco Cano  
Dr. Julio C. Ramírez Vélez  
Dr. Primož Kajdič

Diana Ivett Rojas Castillo: *Estructuras magnéticas cercanas al choque terrestre*, T E S I S, © México, Enero 2015

— *Dedicada a mi estrella binaria*  
*Luis y Libertad*



## PREÁMBULO

---

La interacción del viento solar con el campo magnético de nuestro planeta genera una coraza magnética alrededor de la Tierra llamada magnetósfera que impide la entrada de partículas solares a nuestro entorno planetario. Dado que el viento solar es un plasma supermagnetosónico, delante de la magnetósfera terrestre se forma una onda de choque donde el viento solar incidente es desviado, comprimido, desacelerado y calentado. Dependiendo de la geometría entre la dirección del campo magnético interplanetario y el vector normal a la superficie del choque, un porcentaje de las partículas del viento solar son reflejadas en el choque. La región poblada por las partículas rebotadas y el viento solar entrante se conoce como antechoque terrestre. La interacción entre estas dos poblaciones de partículas origina a su vez que el plasma sea inestable a la generación de ondas electromagnéticas de ultra baja frecuencia (UBF).

Muchas de las ideas concebidas en relación al antechoque asumen que se encuentra en equilibrio dinámico; sin embargo, el sistema formado por el choque de proa y el antechoque es altamente dinámico, no-lineal con complicados mecanismos de retroalimentación. Aún no es del todo claro si los cambios en las condiciones del plasma río arriba del choque, es decir en la región del viento solar, causan cambios proporcionales en la estructura de gran escala del antechoque. Tampoco resultan claras las escalas de tiempo de respuesta de estas interacciones. Sin embargo, diversos estudios que abordan el análisis de los cambios del plasma río arriba del choque y su efecto en el antechoque han mostrado la existencia de distintos fenómenos transitorios en el antechoque como lo son las cavidades del antechoque, los cavitones y las anomalías de flujo caliente, por mencionar algunos. Este panorama indica que entonces, además de las partículas y ondas en el antechoque, existen otras estructuras que participan en el procesamiento del viento solar incluso antes de que este alcance el choque de proa.

Al interior del antechoque terrestre, ondas y partículas se encuentran ordenadas en regiones bien definidas y delimitadas. Así, las fronteras internas del antechoque son la frontera de iones, la frontera de iones intermedios, la frontera de ondas de ultra baja frecuencia y la frontera compresiva del antechoque (FCA). Esta última es una estructura magnética recientemente reportada en simulaciones híbridas por [Omidi et al. \(2009\)](#). La FCA se forma a las orillas del antechoque, representa una región que separa el plasma del viento solar del plasma altamente perturbado del an-

techoque y está asociada con la compresión de la magnitud del campo magnético y la densidad. A la región de compresión de la FCA, le sigue una región de decremento donde ambos parámetros disminuyen sus valores por debajo de los valores del viento solar ambiente.

Río abajo del choque de proa se encuentra la magnetofunda, que es la interfase entre el viento solar y la magnetopausa. Esta región consiste básicamente de plasma chocado del viento solar, lo que la hace altamente inhomogénea. Dicha inhomogeneidad la hace una región susceptible al crecimiento de inestabilidades y ondas, tanto magnetohidrodinámicas como cinéticas. La inestabilidad tipo espejo, por ejemplo, puede describirse desde un punto de vista magnetohidrodinámico en el límite de longitudes de onda grandes aunque un análisis cinético es más apropiado dado que involucra interacciones entre partículas. Los modos tipo espejo surgen de inestabilidades en plasmas con alta anisotropía térmica del tipo en la que la temperatura en la dirección perpendicular al campo es mayor que en la dirección paralela, o bien en plasmas cuyo parámetro  $\beta$ <sup>1</sup> sea elevado. Estas dos condiciones se cumplen comúnmente en los plasmas espaciales, en particular en las fundas planetarias y los choques. De ahí, que las ondas espejo se observen frecuentemente en la magnetofunda terrestre.

Este trabajo constituye una aportación en el estudio de las estructuras magnéticas presentes en el antechoque y las inestabilidades cinéticas en la magnetofunda terrestre. El trabajo se divide en tres partes. En la primera se establece, en dos capítulos introductorios, el contexto para nuestra investigación.

En la segunda parte, se usan datos *in-situ* de las misiones Cluster y THEMIS para mostrar la existencia de la FCA en el antechoque terrestre. Se estudian las características de 36 cruces de la estructura y comparamos tales resultados con lo reportado para las simulaciones híbridas. Se muestra que las FCA son estructuras altamente no-lineales con grandes variaciones en las amplitudes de campo magnético y plasma. Por otro lado, se analiza la existencia y el tipo de ondas asociadas a estas estructuras, así como los cambios en las funciones de distribución de los iones en los alrededores de la frontera compresiva.

En la tercera parte de este trabajo se aborda un tema que ha recobrado interés en los últimos años: las ondas tipo espejo. El interés de estudiar la inestabilidad espejo obedece principalmente a dos razones. Por un lado su estudio teórico no está totalmente concluido pues se ha mostrado que se requiere de un análisis cinético para analizar más profundamente los criterios de su origen y cre-

---

<sup>1</sup> La  $\beta$  del plasma se define como el cociente entre las presiones térmica y magnética del plasma.

cimiento, así como de la dinámica para el caso no-lineal. Por otro lado, esta inestabilidad y las oscilaciones asociadas han sido observadas en diversos ambientes astrofísicos como las magnetofundas planetarias, la heliosfera, e incluso en cometas. Por lo que la inestabilidad espejo posee un carácter universal.

Usando datos de la misión THEMIS se reporta la existencia de tormentas de ondas tipo espejo en la magnetofunda de la Tierra. También se analiza la evolución de las ondas a lo largo de esta región en función de los parámetros del plasma (beta y anisotropía). Un aporte importante de este estudio es el análisis de la evolución de las funciones de distribución de iones en las ondas tipo espejo que permite, por ejemplo, diferenciar los estados lineales de la inestabilidad de los estados saturados.

Finalmente, la cuarta parte corresponden a las conclusiones de este trabajo y se plantean algunas líneas de investigación a futuro derivadas de este estudio.





## RESUMEN

---

El antechoque terrestre es una región distintiva de la interacción del viento solar con el plasma planetario. Su estudio es de gran interés pues es en esta región donde el plasma del viento solar comienza a ser modificado incluso antes de alcanzar el choque de proa. En este trabajo se describe parte de la dinámica del antechoque terrestre a partir de la descripción y análisis con datos *in situ* de una estructura del antechoque recientemente reportada en simulaciones globales híbridas, conocida como *la frontera compresiva del antechoque terrestre*.

Por otro lado, río abajo de los choques planetarios se encuentra la magnetofunda, que también es de particular interés para estudiar el acoplamiento del viento solar con las magnetosferas, pues en estas regiones las ondas e inestabilidades juegan un papel muy importante en la transferencia de momento, y por lo tanto de energía, del choque de proa hacia la magnetopausa. En este sentido, este trabajo también incluye un estudio observacional de las *tormentas de ondas tipo espejo* en la magnetofunda terrestre.

## ABSTRACT

---

The foreshock region is a distinctive region of the interaction of the solar wind with the magnetic field environment of a planet when approaching its bow shock. Part of its structure and dynamics is determined by instabilities and waves, which are created by the interaction of the solar wind with backstreaming ions. The study of the foreshock is of importance because in this region the solar wind plasma starts to be modified even before it can reach the bow shock. This work describes part of the terrestrial foreshock dynamics from the analysis of *in situ* data of a foreshock structure recently reported in global hybrid simulations, that is called *foreshock compressional boundary*.

On the other hand, downstream of planetary bow shocks there is a region called the magnetosheath which is also interesting when studying solar wind-magnetosphere coupling. In the magnetosheath region, waves and instabilities play an important role in the momentum transference from the bow shock to the magnetopause. Taking into account this, this work also includes an observational study of *mirror mode storms* in the terrestrial magnetosheath.



## PUBLICACIONES

---

De este trabajo doctoral se desprendieron las siguientes publicaciones:

[1] Rojas-Castillo, D., X. Blanco-Cano, P. Kajdič, and N. Omidi (2013), Foreshock compressional boundaries observed by Cluster, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, 118, 698–715.

[2] Omidi, N., D. Sibeck, X. Blanco-Cano, D. Rojas-Castillo, D. Turner, H. Zhang, and P. Kajdič (2013), Dynamics of the foreshock compressional boundary and its connection to foreshock cavities, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 118, 823–831.

[3] Rojas-Castillo, D., X. Blanco-Cano, P. Kajdič, N. Omidi (2013), Compressional boundaries in the Earth's foreshock, *American Institute of Physics Conference Series*, 1539, 434-437.

Se encuentra en proceso de redacción el artículo:

[1] Rojas-Castillo, D., X. Blanco-Cano, C. T. Russell and O. Enriquez-Rivera (2014, *manuscrito en preparación*), Mirror mode storms in the terrestrial magnetosheath.



## AGRADECIMIENTOS

---

En primer lugar quiero agradecer a mi tutora, la Dra. Xóchitl Blanco, por todo el apoyo que me ha brindado a lo largo de estos años de trabajo. A mi comité tutorial formado por el Dr. Ernesto Aguilar y el Dr. Rogelio Caballero por el seguimiento que hicieron de este trabajo, sus valiosos comentarios y observaciones. A mis sinodales: Dr. Julio Herrera, Dr. Primož Kajdič, Dr. Julio Ramírez. Igualmente a Dr. Juan Américo González Esparza, Dr. Mario Rodríguez Martínez y Dr. Pablo Velázquez Brito que fungieron como parte de mi jurado examinador en el Examen Pre-Doctoral por sus oportunas observaciones.

Agradezco a CONACyT por el apoyo otorgado para mis estudios de doctorada a través de las Becas Nacionales, así como a la Coordinación de Estudios de Posgrado de la Universidad Nacional Autónoma de México por los recursos otorgados para asistencia a congresos. De manera particular a los siguientes financiamientos:

- Proyectos CONACyT 81154 y 101625 a cargo de la Dra. Xóchitl Blanco
- Proyectos DGAPA-PAPIIT 1N110511-3 y 1N105014-3 a cargo de la Dra. Xóchitl Blanco
- Investigación realizada gracias al Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica (PAPIIT) de la UNAM IA102514 " Estudio de ondas e inestabilidades en plasmas espaciales". Agradezco a la DGAPA-UNAM la beca recibida. A cargo del Dr. Mario Rodríguez Martínez.

Un especial agradecimiento a Adriana Morales, Araceli Chamán, Laura Mendoza, Graciela Solache y Daniel Rodríguez que me ayudaron siempre con una sonrisa en los aspectos administrativos y de cómputo.

Gracias a todos los que estuvieron aquí y allá durante este proyecto: Dení, Oscar, Olivia, Cynthia, Azaymi, Mario, Gil, Héctor D., Héctor P., Dolores.

A mi familia: Sara, Manuel, Olivia, Claudia y Damián, gracias por su apoyo incondicional en altas y bajas. Gracias a Luis y Libertad... por todo su amor.



# ÍNDICE GENERAL

---

|           |   |           |
|-----------|---|-----------|
| <b>I</b>  | <b>EL VIENTO SOLAR Y SU INTERACCIÓN CON PLANETAS</b>                  | <b>1</b>  |
| 1         | VIENTO SOLAR Y MAGNETOSFERAS PLANETARIAS                              | 3         |
| 1.1       | El viento solar . . . . .   | 4         |
| 1.1.1     | Propiedades del viento solar . . . . .                                | 9         |
| 1.2       | Choque de proa . . . . .  | 11        |
| 1.3       | Magnetofunda y magnetopausa . . . . .                                 | 13        |
| 1.3.1     | Magnetofunda . . . . .  | 13        |
| 1.3.2     | Magnetopausa . . . . .  | 16        |
| 1.4       | Magnetósfera terrestre . . . . .                                      | 20        |
| 1.4.1     | La magnetósfera en números . . . . .                                  | 23        |
| 1.5       | Consideraciones finales . . . . .                                     | 24        |
| 2         | IONES Y ONDAS EN EL ANTECHOQUE TERRESTRE                              | 25        |
| 2.1       | El antechoque terrestre . . . . .                                     | 25        |
| 2.1.1     | Antechoques de iones y electrones . . . . .                           | 28        |
| 2.2       | Distribuciones de iones en el antechoque . . . . .                    | 30        |
| 2.2.1     | Iones alineados al campo . . . . .                                    | 31        |
| 2.2.2     | Iones Intermedios y Giratorios . . . . .                              | 32        |
| 2.2.3     | Iones Difusos . . . . .   | 36        |
| 2.2.4     | Evolución de las distribuciones de iones . . . . .                    | 37        |
| 2.3       | Electrones en el antechoque . . . . .                                 | 40        |
| 2.4       | Ondas en el antechoque terrestre . . . . .                            | 42        |
| 2.5       | Consideraciones finales . . . . .                                     | 49        |
| <b>II</b> | <b>FRONTERA COMPRESIVA DEL ANTECHOQUE TERRESTRE</b>                   | <b>51</b> |
| 3         | FRONTERAS COMPRESIVAS DEL ANTECHOQUE TERRESTRE OBSERVADAS POR CLUSTER | 53        |
| 3.1       | Resumen . . . . .   | 53        |
| 3.2       | Introducción . . . . .  | 54        |
| 3.3       | Datos y criterios de selección . . . . .                              | 58        |
| 3.3.1     | Estudios de caso . . . . .  | 60        |
| 3.3.2     | Evolución de las distribuciones de iones . . . . .                    | 73        |
| 3.4       | Análisis Estadístico . . . . .  | 76        |
| 3.4.1     | Condiciones del viento solar . . . . .                                | 76        |
| 3.4.2     | Posición de las FCA y del choque . . . . .                            | 78        |
| 3.4.3     | Campo magnético y densidad . . . . .                                  | 78        |
| 3.4.4     | Velocidad . . . . .   | 81        |
| 3.4.5     | Ángulo de cono . . . . .  | 82        |
| 3.4.6     | Número de Mach alfvénico . . . . .                                    | 83        |
| 3.4.7     | Correlaciones . . . . .   | 83        |
| 3.5       | Discusión . . . . .   | 84        |
| 3.6       | Conclusiones . . . . .  | 90        |



|  |   |            |
|--|---|------------|
| 3.7  | Trabajo a futuro y comentarios finales . . . . .  | 91         |
| 4  | FCA OBSERVADAS POR THEMIS                         | 93         |
| 4.1  | Datos y criterios de selección . . . . .          | 94         |
| 4.2  | Estudios de caso . . . . .                        | 95         |
| 4.3  | Discusión . . . . .                               | 106        |
| 4.4  | Conclusiones . . . . .                            | 111        |
| 4.5  | Trabajo a futuro . . . . .                        | 112        |
| <b>III TORMENTAS DE MODOS TIPO ESPEJO EN LA MAGNETOFUNDA TERRESTRE</b> |   | <b>113</b> |
| 5  | TORMENTAS DE MODOS TIPO ESPEJO EN LA MAGNETOFUNDA | 115        |
| 5.1  | Introducción . . . . .                            | 115        |
| 5.1.1  | Ondas en la magnetofunda . . . . .                | 116        |
| 5.1.2  | Inestabilidad Espejo . . . . .                    | 117        |
| 5.1.3  | Tormentas modo espejo . . . . .                   | 123        |
| 5.2  | Datos y criterios de selección . . . . .          | 125        |
| 5.3  | Estudios de caso . . . . .                        | 126        |
| 5.4  | Discusión . . . . .                               | 148        |
| 5.5  | Conclusiones . . . . .                            | 151        |
| 5.6  | Trabajo a futuro . . . . .                        | 153        |
| <b>IV CONCLUSIONES</b>   |   | <b>155</b> |
| 6  | CONCLUSIONES                                      | 157        |
| 6.0.1  | Frontera compresiva del antechoque terrestre      | 158        |
| 6.0.2  | Tormentas del modo tipo espejo . . . . .          | 161        |
| 6.1  | Comentarios finales y trabajo a futuro . . . . .  | 162        |
| REFERENCIAS  |   | 165        |

## ÍNDICE DE FIGURAS

---

|           |   |    |
|-----------|---|----|
| Figura 1  | Manifestaciones del viento solar . . . . .  | 5  |
| Figura 2  | Hoja de corriente heliosférica . . . . .  | 8  |
| Figura 3  | Esquema de la heliósfera . . . . .  | 8  |
| Figura 4  | Sistema choque de proa - magnetósfera terrestre. . . . .                                | 12 |
| Figura 5  | Modelo de <a href="#">Zwan y Wolf (1976)</a> de la magnetofunda terrestre . . . . .     | 15 |
| Figura 6  | Modelo de <a href="#">Spreiter et al. (1966)</a> de la magnetofunda terrestre . . . . . | 15 |
| Figura 7  | Formación de la capa de decremento. . . . .   | 17 |
| Figura 8  | Perfil típico de la capa de decremento. . . . .   | 17 |
| Figura 9  | Localización de la magnetopausa. . . . .  | 19 |
| Figura 10 | La magnetósfera terrestre. . . . .  | 22 |
| Figura 11 | Sistema de corrientes y flujos en la magnetósfera terrestre. . . . .                    | 22 |
| Figura 12 | Choques paralelo y perpendicular . . . . .  | 26 |
| Figura 13 | Choques paralelos y perpendiculares. . . . .  | 26 |
| Figura 14 | Movimiento de partículas en choques paralelos y perpendiculares. . . . .                | 27 |
| Figura 15 | Choque de proa con perfiles de campo magnético. . . . .                                 | 29 |
| Figura 16 | Antechoque de iones electrones. . . . .   | 29 |
| Figura 18 | Iones reflejados especularmente y iones giratorios de racimo . . . . .                  | 35 |
| Figura 19 | Evolución de las distribuciones de iones - 1 . . . . .                                  | 39 |
| Figura 20 | Evolución de las distribuciones de iones - 2 . . . . .                                  | 39 |
| Figura 21 | Funciones de distribución de electrones . . . . .                                       | 41 |
| Figura 22 | Ondas FUB en el antechoque . . . . .  | 45 |
| Figura 23 | Antechoque de ondas FUB . . . . .   | 47 |
| Figura 24 | Sistema de coordenadas del antechoque . . . . .   | 48 |
| Figura 25 | FCA en simulaciones globales híbridas . . . . .   | 55 |
| Figura 26 | FCA: caso 1 (21 de Febrero del 2002) . . . . .  | 62 |
| Figura 27 | Distribuciones de partículas: caso 1 . . . . .  | 63 |
| Figura 28 | FCA: caso 2 (12 de Febrero del 2002) . . . . .  | 65 |
| Figura 29 | Distribuciones de partículas: caso 2 . . . . .  | 66 |
| Figura 30 | Poder compresivo y transversal de las ondas: caso 2 . . . . .                           | 67 |
| Figura 31 | FCA: caso 3 (3 de Marzo del 2002) . . . . .   | 69 |
| Figura 32 | Distribuciones de partículas: caso 3 . . . . .  | 70 |
| Figura 33 | FCA: caso 4 (11 de Febrero del 2002) . . . . .  | 72 |
| Figura 34 | Poder compresivo y transversal de las ondas: caso 4-I . . . . .                         | 73 |

|           |  |     |
|-----------|--|-----|
| Figura 35 | FCA: caso A (13 de Marzo del 2003) . . . . .   | 74  |
| Figura 36 | Distribuciones de iones: caso A . . . . .  | 75  |
| Figura 37 | Parámetros del viento solar y campo magnético . . . . .                                | 77  |
| Figura 38 | Posición de las 36 FCA . . . . .   | 79  |
| Figura 39 | Histogramas de campo magnético y densidad  | 80  |
| Figura 40 | Variaciones del ángulo de cono . . . . .   | 82  |
| Figura 41 | Correlación de campo magnético y densidad  | 83  |
| Figura 42 | Correlaciones entre campo, densidad y $\theta_{BV}$                                    | 85  |
| Figura 43 | Correlaciones entre campo, densidad y $M_A$  | 85  |
| Figura 44 | FCA: caso 1 (1 de Septiembre del 2008) . . .   | 96  |
| Figura 45 | Distribuciones de partículas: THEMIS caso 1  | 97  |
| Figura 46 | FCA: caso 2 (5 de Septiembre del 2008) . . .   | 99  |
| Figura 47 | Distribuciones de partículas: THEMIS caso 2  | 100 |
| Figura 48 | FCA: caso 3 (4 de Octubre del 2008) . . . . .  | 102 |
| Figura 49 | Distribuciones de partículas: THEMIS caso 3  | 103 |
| Figura 50 | FCA: caso 4 (4 de Octubre del 2008) . . . . .  | 104 |
| Figura 51 | Distribuciones de partículas: THEMIS caso 4  | 105 |
| Figura 52 | FCA: caso 5 (6 de Octubre del 2008) . . . . .  | 107 |
| Figura 53 | Distribuciones de partículas: THEMIS caso 5  | 108 |
| Figura 54 | Perfil de campo y densidad de ondas espejo   | 118 |
| Figura 55 | Partículas atrapadas en las OTE . . . . .  | 120 |
| Figura 56 | Funciones de distribución en el estado lineal de la inestabilidad espejo . . . . .     | 120 |
| Figura 57 | Funciones de distribución en el estado saturado de la inestabilidad espejo . . . . .   | 122 |
| Figura 58 | Tormenta de modo espejo observada por STEREO-B . . . . .                               | 124 |
| Figura 59 | Localización de las naves THEMIS el 19 de Mayo de 2007 . . . . .                       | 127 |
| Figura 60 | Tormenta modo espejo: caso 1, 19 de Mayo de 2007 . . . . .                             | 129 |
| Figura 61 | Distribuciones de partículas para el caso lineal de OTE . . . . .                      | 130 |
| Figura 62 | Distribuciones de partículas para el caso saturado de OTE . . . . .                    | 131 |
| Figura 63 | OTE en la magnetofunda reportadas por <a href="#">Leckband et al. (1995)</a> . . . . . | 132 |
| Figura 64 | Evolución de las OTE en la magnetofunda de acuerdo a la $\beta$ del plasma . . . . .   | 133 |
| Figura 65 | Tormenta modo espejo: caso 2, 10 de Julio de 2007 . . . . .                            | 135 |
| Figura 66 | Caso 2: 10 de Julio de 2007, intervalo (a) . .   | 137 |
| Figura 67 | Análisis de Fourier y de Variación Mínima: Caso 2(a) . . . . .                         | 138 |
| Figura 68 | Caso 2: 10 de Julio de 2007, intervalo (b) . .   | 139 |

|           |  |     |
|-----------|--|-----|
| Figura 69 | Análisis de Fourier y de Variación Mínima:<br>Caso 2(b) . . . . .      | 140 |
| Figura 70 | Tormenta modo espejo: caso 3, 31 de Julio<br>de 2007 . . . . .         | 141 |
| Figura 71 | OTE observadas el 31 de Julio de 2007 . . .                            | 142 |
| Figura 72 | Análisis de Fourier para OTE, caso 3: 31 de<br>Julio de 2007 . . . . . | 143 |
| Figura 73 | OTE observadas el 14 de Agosto de 2007 . .                             | 145 |
| Figura 74 | Distribuciones de iones en la capa de decre-<br>mento . . . . .        | 146 |
| Figura 75 | Ampliación de OTE observadas el 14 de Agos-<br>to de 2007 . . . . .    | 147 |

## ÍNDICE DE TABLAS

---

|         |   |     |
|---------|---|-----|
| Tabla 1 | Propiedades estadísticas del viento solar a 1 UA, (Gosling, 2006). . . . .  | 10  |
| Tabla 2 | Propiedades de la magnetósfera terrestre. . . . .   | 24  |
| Tabla 3 | Lista de FCA observadas por Cluster-1 . . . . .   | 59  |
| Tabla 4 | Medianas y promedios de las amplitudes de densidad y campo . . . . .  | 81  |
| Tabla 6 | Posiciones $(x, y, z)$ de las cinco naves THEMIS durante la observación de OTE el 19 de Mayo del 2007, así como su distancia del planeta R, de la magnetopausa $R_{mp}$ y del choque de proa $R_{choque}$ . . . . . | 127 |
| Tabla 7 | <i>Eigenvalores</i> de la matriz de covarianza: caso 4  | 144 |



## ACRÓNIMOS

---

|         |  |
|---------|--|
| CMI     | Campo Magnético Interplanetario  |
| Cluster | Cluster  |
| FCA     | Frontera compresiva del antechoque                                     |
| FUB     | Frecuencia ultra-baja  |
| IAC     | Iones alineados al campo   |
| IG      | Iones giratorios   |
| ID      | Iones difusos  |
| ISEE    | International Sun-Earth Explorer                                       |
| Mf      | Magnetofunda   |
| Mp      | Magnetopausa   |
| OTE     | Ondas tipo espejo  |
| THEMIS  | Time History of Events and Macroscale Interactions<br>during Substorms |
| TME     | Tormenta de modo espejo  |
| VS      | Viento solar   |

## Parte I

# EL VIENTO SOLAR Y SU INTERACCIÓN CON PLANETAS

Gran parte de la materia en el universo se encuentra en estado de plasma. En particular, el sistema solar está permeado por un flujo de plasma conocido como *viento solar*, el cual está formado por partículas que son continuamente expulsadas de la corona solar. En esta parte se describirán los mecanismos mediante los cuales el viento solar interactúa con los cuerpos planetarios del sistema solar; siendo de particular interés la interacción, a macro y microescala, del viento solar con el campo magnético terrestre.





## VIENTO SOLAR Y MAGNETOSFERAS PLANETARIAS

---

Un plasma es un gas ionizado a altas temperaturas donde los átomos de la materia se han disociado en iones y electrones, comúnmente se conoce a este régimen como el cuarto estado de la materia. De acuerdo a [Boyd y Sanderson \(2003\)](#), un plasma es un gas que contiene suficientes cargas libres como para que su comportamiento dinámico esté dominado por fuerzas electromagnéticas aunque en su conjunto sea aproximadamente neutro.

Casi toda la materia en el universo (99 %) se encuentra en estado de plasma: el medio estelar, interestelar e interplanetario, así como las atmósferas planetarias. Todos estos fluidos -conocidos como plasmas espaciales- tienen la particularidad de ser no-colisionales debido a su baja densidad. Si bien en la Tierra pueden encontrarse algunos plasmas de manera natural, como en las flamas de los cerillos o en lámparas fluorescentes, reproducir los ambientes astrofísicos de manera artificial en laboratorio resulta muy complicado. En este sentido, el desarrollo de la era espacial permitió obtener mediciones *in situ* del plasma en el espacio cercano a algunos planetas gracias a los diversos satélites y naves espaciales que han sido puestos en órbita desde entonces. De manera que no es raro que, dado el gran número de misiones espaciales dedicadas al estudio del entorno espacial cercano a nuestro planeta, sea este mismo entorno el que funciona como un enorme laboratorio natural para el estudio de la física de plasmas, cuyos resultados pueden extrapolarse a fenómenos astrofísicos en mayor o menor grado.

Los plasmas espaciales suelen estar acompañados de campos electromagnéticos de manera natural, y tanto campos eléctricos como magnéticos pueden inducirse. Los primeros se pueden inducir cuando el plasma fluye en presencia de un campo magnético originándose entonces un campo eléctrico convectivo, mientras que un campo magnético puede inducirse a partir de un proceso de dínamo. Los campos magnéticos en los plasmas están sujetos a dos efectos dependiendo de su conductividad eléctrica. Para una baja conductividad el campo magnético se difunde; mientras que permanece "congelado" al plasma en regímenes de alta conductividad, lo que significa que el campo magnético es arrastrado por el flujo de plasma. Como ejemplo se tiene el plasma del viento solar, que se caracteriza por una alta conductividad y por arrastrar

consigo el campo magnético de origen solar a través del medio interplanetario. Es justamente la interacción del plasma del viento solar con los planetas lo que nos interesa describir a continuación.

### 1.1 EL VIENTO SOLAR

A finales del siglo XIX, el físico noruego Kristian Birkeland sentó las bases del estudio de lo que hoy conocemos como *viento solar*. Al estudiar la actividad auroral y geomagnética, Birkeland mostró que ambos fenómenos eran influenciados por partículas solares y dado que, de acuerdo a su investigación, la actividad geomagnética persistía siempre en al menos un nivel mínimo, entonces en el ambiente terrestre debía haber un flujo continuo de partículas cargadas proveniente del Sol al que llamó *radiación corpuscular solar*. Esta idea era muy novedosa para la época, pero en vista de que algunas de las hipótesis sobre las que Birkeland fundó sus estudios resultaron falsas, la teoría de la radiación corpuscular solar quedó en el olvido. Fue hasta principios de la década de los cincuenta del siglo pasado, que al analizar las propiedades de las colas cometarias, Ludwig Biermann reportó evidencia observacional de la existencia de un flujo continuo de plasma proveniente de la corona solar que llenaba el espacio interplanetario. De acuerdo a sus estudios, dicho flujo era el responsable de que las colas cometarias siempre apuntaran en dirección contraria al Sol. Por otro lado y de manera paralela, Sydney Chapman proponía que debido a la alta temperatura de la atmósfera solar, esta debía conducir muy bien el calor aún a largas distancias y por tanto, las velocidades térmicas de las partículas de la atmósfera solar debían ser lo suficientemente grandes como para escapar de la atracción gravitacional. La densidad de las partículas que escaparon disminuiría lentamente en función de la distancia. Es así que Chapman se refería a una atmósfera solar extendida en el medio interplanetario, en la que la Tierra se encontraba inmersa. Las ideas de Biermann y Chapman proponían dos explicaciones diferentes para el viento solar, originando que el tema se pusiera nuevamente a discusión entre la comunidad científica, ver [Figura 1](#).

Años más tarde, Eugene Parker demostró teóricamente que para que las soluciones a las ecuaciones de fluidos que describían la atmósfera solar tuvieran sentido físico, debía existir un flujo supersónico continuo al cual se le llamó formalmente *viento solar*. La demostración hecha por [Parker \(1958\)](#) consistió en verificar que una corona solar estática y extendida, como se suponía hasta en-

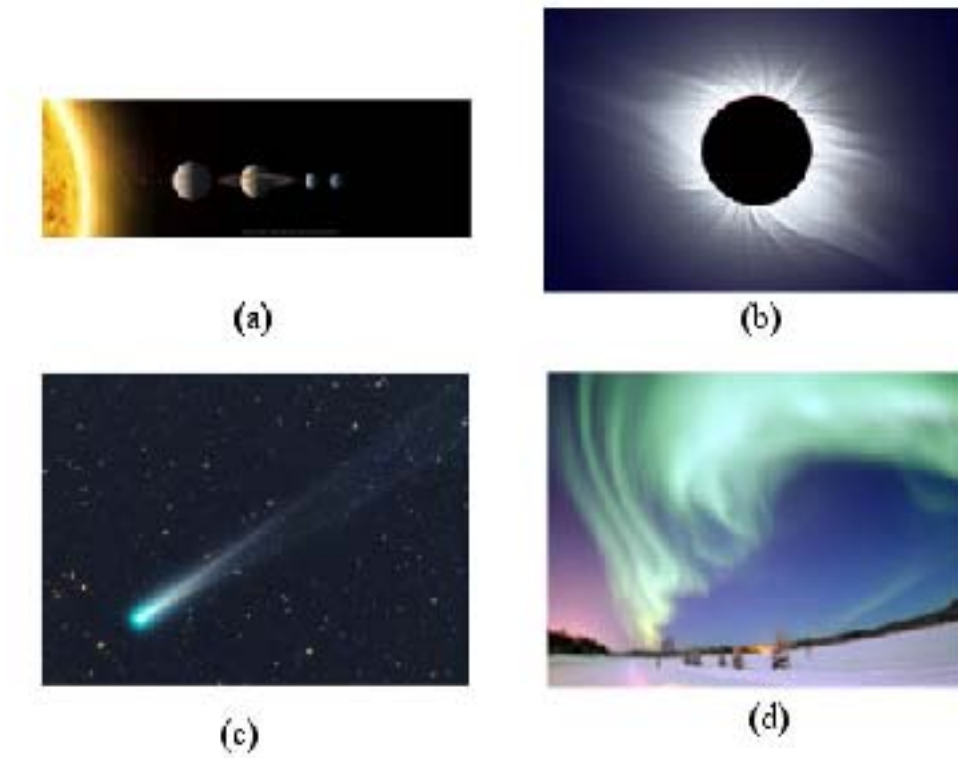


Figura 1: El Sol emite continuamente un flujo de partículas conocido como viento solar en el que quedan inmersos todos los planetas (a). Este flujo no es más que resultado de la expansión de la corona solar (b). Las colas cometarias (c) y las auroras boreales (d) son manifestaciones de la existencia de este flujo. Créditos: (a) Unión Astronómica Internacional, (b) Fotografía por Fred Spenak, (c) Fotografía del cometa ISON por Michael Jäger, (d) Fotografía por Göran Strand.

tonces era el caso, no podía existir sin una presión externa que la estuviera confinando:

$$P(r) = P_0 \exp \left\{ \frac{GM_{\odot}m}{2k_B T} \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{R} \right) \right\} \quad (1)$$

donde  $G$  es la constante gravitacional,  $k_B$  es la constante de Boltzmann,  $M_{\odot}$  es la masa del Sol,  $m$  es la masa de la partícula y  $P_0$  es la presión en la base de la corona (a 1 radio solar). Dada la elevada temperatura de la corona solar ( $10^6$  K) existe un importante gradiente en la presión térmica y como la presión interestelar es muy pequeña, la corona solar debería entonces expandirse continuamente a muy alta velocidad pues la fuerza de gravedad que la mantiene contenida es excedida por la presión térmica, constituyendo así el flujo continuo de plasma que Parker predijo.

Para obtener la solución al problema de la expansión estacionaria, Parker resolvió las ecuaciones de continuidad y momento para un fluido radial no-nulo y obtuvo una relación de la velocidad del flujo  $u$  en función de la distancia al Sol  $r$ :

$$u^2 - \frac{2k_B T}{m} - \frac{2k_B T}{m} \ln \frac{mu^2}{2k_B T} = 8 \frac{k_B T}{m} \ln \frac{r}{r_c} + 2GM_{\odot} \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{r_c} \right) \quad (2)$$

con  $r_c = GM_{\odot}m/(4k_B T)$  la distancia, desde el Sol, a la cual la velocidad del flujo es igual a la velocidad del sonido. A distancias cercanas al Sol (menores a  $r_c$ ) la expansión produciría velocidades bajas, mientras que después del punto crítico se haría supersónica. Después de  $r_c$ , ya en el medio interplanetario, la velocidad del viento solar sigue siendo supersónica pero no crece indefinidamente.

Durante los primeros años de la era espacial varios fueron los intentos por corroborar observacionalmente la teoría de Parker. Si bien la nave rusa *Lunik II* fue la primera nave que detectó un flujo de iones positivos, esta evidencia no fue suficientemente contundente pues hacía falta conocer la dirección del flujo. De igual forma, las posteriores mediciones hechas por las naves *Lunik III* y *Venus 3* no fueron consideradas exitosas debido a problemas, por ejemplo, de telemetría. No fue sino hasta el año 1966, que la evidencia observacional definitiva fue reportada usando datos de la nave *Mariner 2*, cuyo objetivo principal era explorar el ambiente de Venus. De acuerdo a [Neugebauer y Snyder \(1966\)](#) los valores de velocidad, densidad y temperatura promedio a la altura de la órbita de la Tierra que se midieron fueron: 504 km/s, 5 part/cm<sup>3</sup> y  $1 \times 10^5$  K.

Desde entonces el viento solar no ha dejado de ser monitoreado *in situ* por un gran número de misiones espaciales, obteniendo mediciones tan precisas y de alta resolución como lo permiten los instrumentos. Actualmente se sabe que el viento solar se origina en la atmósfera solar con muy bajas velocidades y es acelerado a partir de esa región hasta alcanzar velocidades de entre 300 y 1400 km/s, Baumjohann y Treumann (1996). Dependiendo de la velocidad del viento solar, este se clasifica en rápido o lento. El *viento solar rápido* tiene su origen en los hoyos coronales mientras que las regiones con campo magnético cerrado como los cascos coronales son las fuentes del *viento solar lento*.

Debido a su alta conductividad eléctrica, el viento solar puede llevar consigo atado el campo magnético solar, permeando con este todo el espacio interplanetario donde este campo es llamado *campo magnético interplanetario* (CMI). Como el campo magnético se encuentra congelado al plasma, será justamente este campo magnético el que determine gran parte de la dinámica del viento solar en su viaje por el medio interplanetario.

Aunque el viento solar fluye radialmente desde el Sol, la rotación de este último provoca que las líneas del campo magnético formen una espiral de Arquímedes (o *espiral de Parker*) en el espacio, como la de la Figura 2. La estructura tridimensional que se adquiere es como la de una falda de bailarina, donde las ondulaciones de la falda corresponderían con las líneas de campo para rotaciones solares sucesivas. Dada la tasa de rotación ecuatorial del Sol que es de 25.4 días, el vector de campo magnético calculado según el modelo de Parker hace un ángulo promedio de  $\theta \sim 45^\circ$  con el vector velocidad del flujo a 1 UA (1 UA = 149598000 km).

El viento solar fluye radialmente hacia afuera debida a la diferencia de presión entre este y el plasma del *medio interestelar local*. La región donde el viento solar domina, Figura 3, forma una especie de burbuja alrededor del Sol llamada *heliósfera*. Se estima que la frontera de la heliósfera -en la dirección de la nariz- se encuentra a 122 UA (Webber y McDonald, 2013), la cual queda determinada por el balance entre presiones. En la frontera de la heliósfera, conocida como *choque terminal*, el viento solar comienza a ser desacelerado. Más allá del choque terminal está la *heliopausa* donde el viento solar se disipa en el medio interestelar. Dado que la heliósfera también se mueve respecto al medio interestelar, es de esperarse que bajo ciertas condiciones se forme delante de la heliósfera una onda de choque llamada *choque interestelar*.

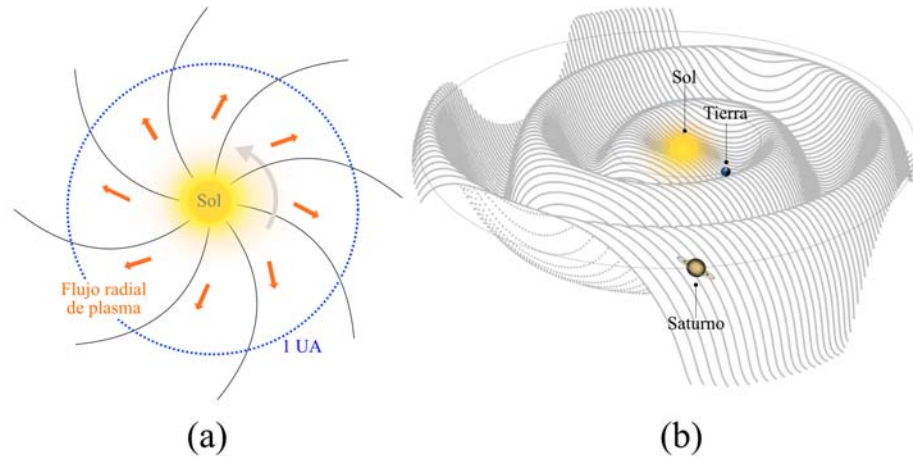


Figura 2: Por efecto de la rotación del Sol sobre el campo magnético que está congelado al plasma y que se expande radialmente, las líneas de campo se deforman en una espiral arquimediana (a) que tridimensionalmente se observa como una superficie con ondulaciones (b). Imagen (b) adaptada de T. Hoeksema.

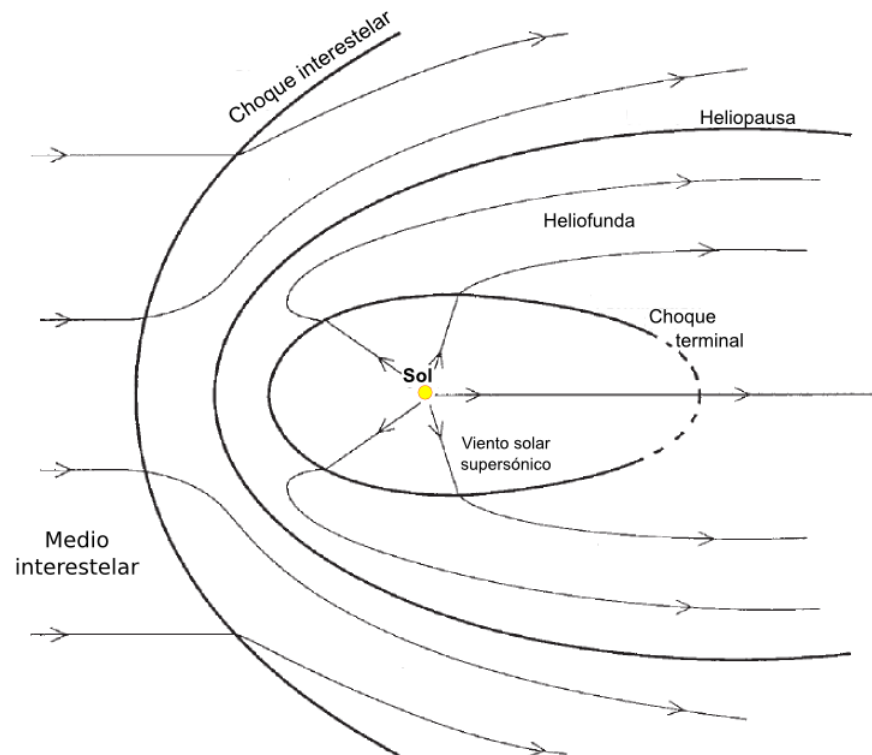


Figura 3: Esquema de la heliósfera. Imagen adaptada de Gosling (2006).

### 1.1.1 Propiedades del viento solar

El viento solar es un tenue plasma magnetizado sin colisiones conformado principalmente por hidrógeno, con menos de un 5 % de helio ionizado y algunas trazas de elementos más pesados. La densidad de partículas decrece de  $10^4 \text{ cm}^{-3}$  en la corona a  $5 \text{ cm}^{-3}$  a la altura de la órbita de la Tierra (que equivale a 1 UA a lo largo de la línea Sol-Tierra), mientras que la temperatura decrece de  $10^6$  a  $10^5 \text{ K}$ . La intensidad del campo magnético asociado es de 5 nT a 1 UA y las velocidades promedio típicas del viento solar son de  $\sim 300 \text{ km/s}$  para las corrientes lentas y superiores a los  $600 \text{ km/s}$  en el caso del viento solar rápido. En esta región la velocidad del sonido es típicamente de  $50 \text{ km/s}$  lo que significa que el plasma es supersónico.

La *beta* ( $\beta$ ) del plasma (definida como la razón entre las presiones térmica y magnética del plasma) medida a 1 UA es cercana a uno, lo que indica que aquí la presión magnética es comparable con la presión térmica del plasma -es decir- tanto los efectos magnéticos como los efectos de presión son importantes en el plasma del viento solar cercano a nuestro planeta. Aunque en regiones cercanas a la órbita de la Tierra la  $\beta$  es casi uno, en ocasiones esta puede alcanzar valores mucho mayores (30 o más) indicando que el flujo del viento solar es el que determina en mayor medida el comportamiento del plasma.

La [Tabla 1](#) resume propiedades estadísticas del viento solar derivadas de mediciones de satélites en el plano de la eclíptica a 1 UA. Se incluyen valor medio, desviación estándar ( $\sigma$ ), valores más probables y mediana para la densidad de iones ( $n$ ), la velocidad de flujo ( $V_{vs}$ ), la intensidad de campo magnético ( $B$ ), la abundancia de partículas alfa respecto a protones ( $A(\text{HE})$ ), la temperatura de protones, electrones y partículas alfa ( $T_p$ ,  $T_e$  y  $T_\alpha$ , respectivamente), la razón de la temperatura de electrones respecto a la de protones ( $T_e/T_p$ ) y la de partículas alfa a la de protones ( $T_\alpha/T_p$ ), el número de flujo ( $nV_{vs}$ ), la velocidad del sonido ( $V_s$ ) y la velocidad de Alfvén  $V_A$ . Esta última se refiere a la velocidad a la que las perturbaciones de pequeña amplitud del campo magnético viajan en el plasma (es análoga a la velocidad del sonido en un fluido ordinario).

La temperatura de los protones es del orden de  $1.2 \times 10^5 \text{ K}$  mientras que los electrones tienden a ser más calientes,  $\sim 1.4 \times 10^5 \text{ K}$ , ([Paschmann et al., 2005](#)). La velocidad del viento solar es siempre mayor que  $V_s$  y casi siempre es mayor que  $V_A$ , es decir, el flujo normalmente es supersónico y superalfvénico.

En su viaje a través del medio interplanetario el viento solar se encuentra con distintos cuerpos celestes: planetas, satélites, cometas



| PARÁMETRO  | MEDIO | $\sigma$ | PROBABLE | MEDIANA |
|--|-------|----------|----------|---------|
| $n$ [ $\text{cm}^{-3}$ ]                                 | 8.7   | 6.6      | 5.0      | 6.9     |
| $V_{vs}$ [km/s]  | 468   | 116      | 375      | 442     |
| $B$ [nT]   | 6.2   | 2.9      | 5.1      | 5.6     |
| $A(\text{HE})$   | 0.047 | 0.019    | 0.048    | 0.047   |
| $T_p$ [ $\times 10^5 \text{K}$ ]                         | 1.2   | 0.9      | 0.5      | 0.95    |
| $T_e$ [ $\times 10^5 \text{K}$ ]                         | 1.4   | 0.4      | 1.2      | 1.33    |
| $T_\alpha$ [ $\times 10^5 \text{K}$ ]                    | 5.8   | 5.0      | 1.2      | 4.5     |
| $T_e/T_p$  | 1.9   | 1.6      | 0.7      | 1.5     |
| $T_\alpha/T_p$   | 4.9   | 1.8      | 4.8      | 4.7     |
| $nV_{vs}$ [ $\times 10^8 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ] | 3.8   | 2.4      | 2.6      | 3.1     |
| $V_s$ [km/s]   | 63    | 15       | 59       | 61      |
| $V_A$ [km/s]   | 50    | 24       | 50       | 46      |

Tabla 1: Propiedades estadísticas del viento solar a 1 UA, (Gosling, 2006).

y asteroides. La naturaleza de la interacción entre el viento solar y estos cuerpos depende de la dimensión y las propiedades electromagnéticas del obstáculo. Si el obstáculo es un objeto no-conductor, entonces simplemente absorbe las partículas que inciden sobre él como en el caso de nuestro satélite natural, la Luna. Si el obstáculo es un conductor con su propio campo magnético entonces la interacción origina la formación de una cavidad conocida como *magnetósfera* y dado el carácter supersónico del viento solar, delante de la magnetósfera se forma una *onda de choque*, la cual desvía el material alrededor de la magnetósfera, [Figura 4](#). Este caso aplica a nuestro planeta, a Mercurio y a los planetas gigantes (Júpiter, Saturno, Urano y Neptuno). Pero el caso de Venus y Marte es distinto, pues son obstáculos sin un campo magnético de origen interno, Aquí el viento solar interactúa directamente con su ionósfera y atmósfera, respectivamente. En este caso las líneas de campo magnético se apilan alrededor del obstáculo, originando la formación de una barrera magnética conocida como *magnetósfera inducida*.

Sean intrínsecas o inducidas, todas las magnetósferas planetarias tienen una onda de choque y antechoque asociado a ellas. En las siguientes secciones se revisará el sistema de acoplamiento viento solar - magnetósfera.

## 1.2 CHOQUE DE PROA

La magnetósfera terrestre se forma como resultado de que el viento solar encuentra un obstáculo magnetizado. Como el viento solar es supermagnetosónico, se forma una onda de choque delante de la magnetósfera. Cuando el flujo del viento solar alcanza el choque, las propiedades del plasma cambian de manera que a uno y otro lado del choque el plasma tiene diferentes características. El choque puede analizarse como una discontinuidad en el medio que además de depender de las características del plasma a ambos lados de este, evoluciona por sí misma al ser una estructura bien definida.

Las ondas de choque, o simplemente choques, son discontinuidades que se forman cuando la velocidad del fluido supera a la velocidad magnetosónica del fluido  $V_{ms}$  dada por  $V_{ms}^2 = V_s^2 + V_A^2$ . En otras palabras, el choque se forma cuando el fluido o una perturbación de este viaja más rápido que la velocidad con la que se transmite la información en el medio. El flujo del plasma en dicho caso es llamado supermagnetosónico y análogamente a lo que sucede con fluidos ordinarios, al encontrarse con un obstáculo que no se mueve, se originará un frente de choque. Desde el punto de vista magnetohidrodinámico, el choque es descrito como una discontinuidad en los parámetros de bulto del viento solar en el cual se conservan la masa, el momento y la energía. La discontinuidad se forma frente al obstáculo a una distancia suficientemente lejana como para permitir que el plasma del viento solar comprimido fluya alrededor del obstáculo.

Para que una onda de choque se forme en un plasma es necesario que el Número de Mach magnetosónico<sup>1</sup>,  $M_{ms}$ , sea mayor que 1. Donde quiera que se cumpla  $M_{ms} > 1$  y que el flujo de plasma sea modificado debido a la presencia de un obstáculo, se desarrollará un frente de choque a través del cual los parámetros del fluido cambiarán de manera irreversible y el flujo supermagnetosónico será desacelerado hasta convertirse en un flujo submagnetosónico.

Puesto que  $M_{ms}$  depende de la componente normal de la velocidad del viento solar, la condición  $M_{ms} > 1$  se cumple sólo para una porción de la región del espacio enfrente de la Tierra donde se satisface  $\theta_{vn} < \cos^{-1} M_{ms}^{-1}$ ; siendo  $\theta_{vn}$  el ángulo entre el vector de velocidad el viento solar y la normal al choque. Como para nuestro planeta  $M_{ms} \approx 8$ , entonces el choque existe para la porción espacial donde  $\theta_{vn} < 80^\circ$ . A lo largo de la superficie del choque que queda definido, la componente normal de la  $V_{vs}$  varía: es mayor al frente de la magnetósfera y su valor va disminuyendo hacia

<sup>1</sup> El número de Mach magnetosónico  $M_{ms}$  se define como la relación entre la velocidad del fluido y la velocidad magnetosónica

los flancos. De aquí, que se forma un choque que transita de tener un  $M_{ms}$  alto en la nariz de la magnetósfera, a un choque con  $M_{ms}$  bajo hacia los flancos (Baumjohann y Treumann, 1996).

Debido a que el choque modifica las propiedades del medio, la información puede propagarse más rápido que el fluido mismo a través del medio que ha sido perturbado. El choque es entonces una especie de horizonte de información para el fluido en movimiento. En la región posterior al choque el plasma está más caliente, denso y se mueve más lentamente en comparación con cómo se movía antes de encontrar al choque.

El grosor de un choque en un gas ordinario es del orden del camino libre medio de las moléculas. En el viento solar, este camino libre medio (para los protones) es de 1 UA y dado que el grosor del choque terrestre es de entre 100 y 1000 km, las colisiones son despreciables en la dinámica del choque. A diferencia de los choques en gases ordinarios donde existen colisiones, en los plasmas no colisionales, como el del choque terrestre, el responsable de las interacciones entre partículas es el campo electromagnético. Además, en los plasmas no colisionales existe una gran variedad de ondas de plasmas magnetizados; mientras que en los gases ordinarios solo existen ondas de presión no dispersivas e isotrópicas (sonido).

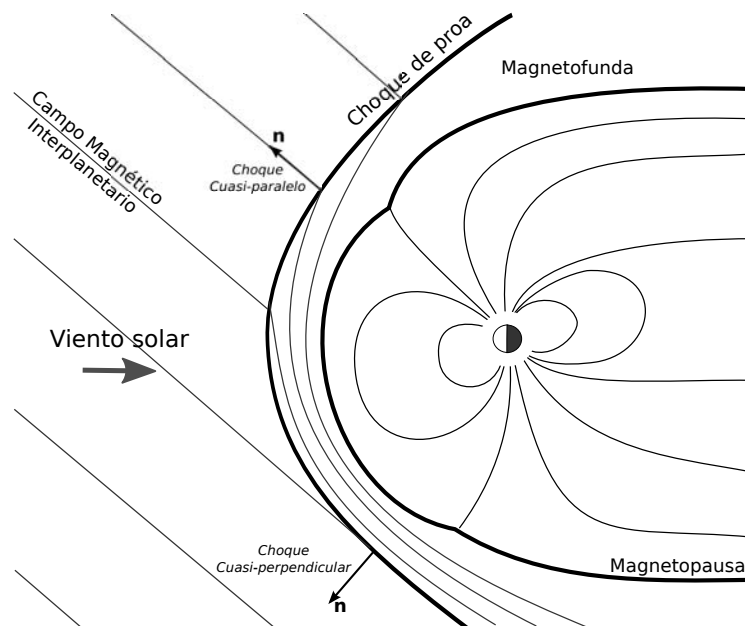


Figura 4: Esquema que muestra el acoplamiento viento solar - magnetósfera terrestre y sus principales regiones para un ángulo de la espiral de Parker de  $45^\circ$ .

Los choques son fenómenos bastante comunes en los plasmas espaciales y el ejemplo más estudiado de ellos es el *choque de proa* terrestre que se forma debido a que el viento solar supersónico se encuentra con el campo magnético de la Tierra, [Figura 4](#). En el choque el plasma del viento solar se desacelera, desvía y calienta aún antes de alcanzar el obstáculo magnético. La capa de viento solar deflectado detrás del choque se conoce como *magnetofunda* y la frontera entre la magnetósfera y el plasma del viento solar que es una superficie conductora es llamada *magnetopausa*.

### 1.3 MAGNETOFUNDA Y MAGNETOPAUSA

La magnetofunda y magnetopausa son regiones del sistema de acoplamiento viento solar/campo magnético terrestre ampliamente estudiados ([Song et al., 1995](#); [Song y Russell, 1997](#)), ver [Figura 4](#). La física de estas dos regiones depende directamente del comportamiento del choque, pero también los procesos que toman lugar en dichas regiones tiene efectos a nivel magnetosférico.

#### 1.3.1 Magnetofunda

Río abajo del choque, las líneas de campo magnético del plasma que ya ha sido comprimido, calentado y perturbado se enrollan alrededor del obstáculo (en este caso, del planeta y su campo magnético). Esta región que queda entre el choque y la magnetopausa, es conocida como magnetofunda ([Sonett y Abrams, 1963](#)) y sus propiedades (forma, extensión, compresión del campo y coexistencia de partículas provenientes del viento solar y de origen magnetosférico) dependen directamente de las propiedades del choque y por lo tanto de las condiciones del viento solar ([Dessler y Fejer, 1963](#)). En particular dependen de la presión dinámica del viento solar, así como de la intensidad y dirección del CMI.

Globalmente la dinámica de la magnetofunda puede describirse bastante bien usando modelos hidrodinámicos ([Spreiter et al., 1966](#); [Zwan y Wolf, 1976](#)), ver [Figura 5](#) y [Figura 6](#). Sin embargo, debido al alto grado de turbulencia del plasma que ha sido causada por la constante inyección de viento solar, resulta necesario considerar los elementos cinéticos en el estudio de la magnetofunda ([Southwood y Kivelson, 1992, 1995](#)). Además, debido a que la geometría del choque cambia a la largo de su superficie en función del ángulo  $\theta_{Bn}$  -cambiando de una configuración cuasiperpendicular a una cuasi-paralela, el calentamiento del plasma río abajo del choque es inhomogéneo dependiendo de la región del choque de la que se trate lo que lleva a que existan anisotropías térmicas del plasma en la magnetofunda. Estas anisotropías provo-

can el origen y crecimiento de distintas inestabilidades en el plasma y por lo tanto de ondas. Parte de la energía en la magnetofunda es disipada vía turbulencia o bien, por interacciones onda-partícula. De hecho, uno de los aspectos más importantes de la magnetofunda es que en esta región ocurre la transferencia de momento, y por tanto de energía, desde río arriba del choque de proa y hasta la magnetósfera.

En el modelo de [Spreiter et al. \(1966\)](#) el viento solar fluye a lo largo de la línea Sol-Tierra -tal como se ha observado que ocurre en la realidad-, alcanza el punto subsolar de la magnetopausa y luego se desvía radialmente desde este punto, [Figura 6](#). El modelo también predice que la velocidad del flujo disminuye desde el choque y hasta la magnetopausa, mientras que la densidad y la temperatura crecen alrededor de la región donde se apilan las líneas de flujo<sup>2</sup>, esto ya muy cerca de la magnetopausa.

A los flancos de la magnetofunda, tanto la densidad como la velocidad decrecen pero la temperatura aumenta a lo largo de perfiles radiales desde el choque y hacia el lado día de la magnetopausa. Tanto la magnetofunda como la magnetopausa se alargan hacia el lado noche de la Tierra, cerca de esta región el plasma alcanza velocidades mínimas y temperaturas máximas.

El comportamiento del plasma en la magnetofunda está fuertemente influenciado por la geometría del choque. En la región de la magnetofunda río abajo del choque, se genera una mayor anisotropía en la presión(temperatura) debido a la compresión del campo y a la reducción del plasma a lo largo de las líneas de campo ([Crooker y Siscoe, 1977](#); [Narita y Glassmeier, 2010](#); [Alexandrova et al., 2008](#), entre otros). La anisotropía que resulta es del tipo donde las presión (temperatura) perpendicular al campo magnético excede a la paralela. Esto proporciona la energía libre necesaria para el crecimiento de dos tipos de ondas: las ondas espejo y las ión-ciclotrón ([Lacombe y Belmont, 1995](#)). La anisotropía se incrementa conforme el plasma se desplaza hacia la magnetofunda pues el campo alineado enfría la componente paralela de la presión (temperatura). Por otro lado, en la región cuasi-paralela el plasma es igualmente turbulento río arriba y río abajo. Los cambios del plasma y/o del campo en la región río arriba tiene efectos que por más pequeños que sean, tienen un enorme efecto en la región río abajo. Es decir, el choque amplifica las variaciones.

Antes de continuar con la descripción de la magnetofunda es conveniente definir la magnetopausa para poder entender en su totalidad los procesos físicos de la magnetofunda.

---

<sup>2</sup> Las líneas de flujo se refieren a la región en un fluido relativa a un cuerpo sólido, para la cual el flujo es suave y menos turbulento.

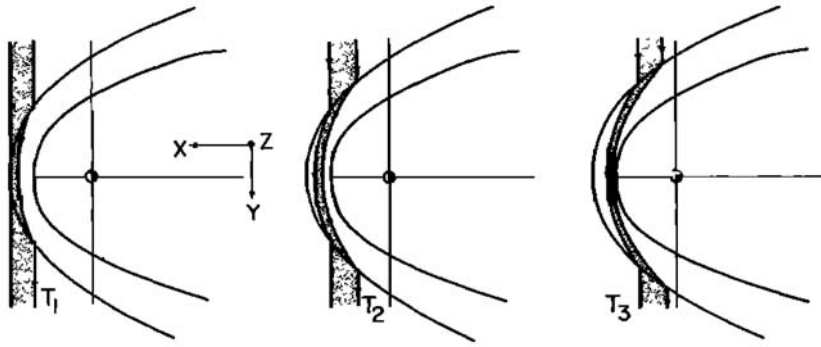


Figura 5: Esta imagen de [Zwan y Wolf \(1976\)](#) muestra que, de acuerdo a el modelo de los autores, el flujo de plasma del viento solar en un tubo de flujo que se mueve desde el choque de proa hacia la magnetopausa rodea la cavidad magnetosférica. Modelo conocido también como el *Modelo de la hoja de decremento* pues predice la existencia de dicha región.

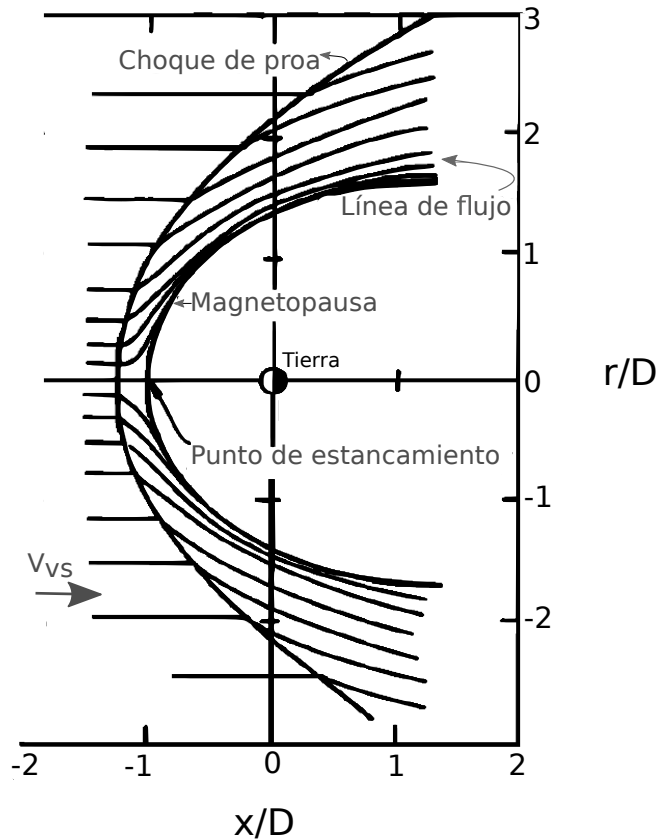


Figura 6: El modelo de gas dinámico de [Spreiter et al. \(1966\)](#) para la magnetofunda terrestre.

### 1.3.2 Magnetopausa

La magnetopausa marca la frontera entre la magnetósfera y el plasma chocado del viento solar, en esta frontera la presión del viento solar equilibra la presión del campo magnético planetario. A *grosso* modo se trata de una hoja de corriente de gran escala que separa el CMI del campo planetario según lo propuesto por Chapman y Ferraro (1931, 1932, 1933). Esta capa frontera es una discontinuidad y a diferencia del choque de proa, el flujo de plasma delante de la magnetopausa es subsónico (pues ya ha sido desacelerado en el choque).

A través de la magnetopausa se controla el transporte de masa, momento, energía y flujo magnético hacia la magnetósfera. Análogamente a la magnetofunda, el transporte tiene una dependencia de la topología magnética de la magnetopausa y se puede dar vía tres procesos: reconexión magnética (para la masa), interacción viscosa (para el momento) y pulsos de presión (para la energía) (Eastwood et al., 2014).

La dinámica de la magnetopausa queda determinada principalmente por procesos de reconexión magnética, inestabilidad Kelvin-Helmholtz y difusión (Hasegawa, 2012, y las referencias ahí incluidas), los cuales también pueden ocurrir en otras estructuras de plasmas espaciales.

Como ya se mencionó tanto la magnetofunda como la magnetopausa tienen una dependencia directa de los cambios del CMI. El campo magnético en la magnetofunda cambia de ser paralelo al CMI a enrollarse alrededor de la magnetopausa. Si el campo en la magnetofunda tiene orientación norte o sur, esto tiene importantes implicaciones físicas cuando este interactúa con el campo predominantemente norte en la región muy cercana a la magnetopausa. El carácter norte/sur del campo determina si existe o no reconexión en el lado día de la magnetopausa. La reconexión tiene un efecto sobre el flujo y la estructura de la magnetofunda.

Cuando el CMI es preferencialmente sur ocurre reconexión en la nariz de la magnetopausa, por lo que se transporta más eficientemente el plasma y el campo magnético en la dirección norte-sur.

En contraste, para un CMI norte no hay reconexión por lo que las líneas de campo se apilan frente a la magnetopausa en el punto de estancamiento<sup>3</sup>. Como la presión magnética se incrementa, la presión térmica decrece para conservar el balance de presiones y al disminuir la presión térmica, disminuye la densidad. El resultado es la formación de una capa conocida como *capa de decremento*, donde la densidad decrece y la intensidad del campo magnético aumenta, ver Figura 8. Esta región ya había sido predicha por

<sup>3</sup> Es el punto donde la velocidad del viento solar se reduce a cero.

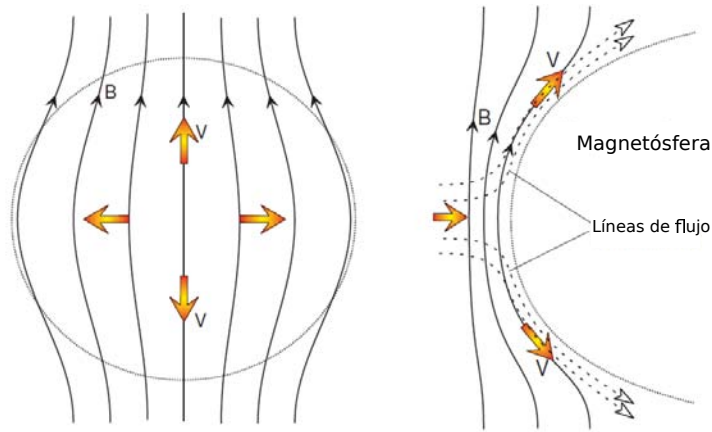


Figura 7: A la izquierda una vista bidimensional de las líneas de campo y el flujo de plasma del lado día. A la derecha una perspectiva 3D del flujo magnético estancado y el flujo del plasma. Adaptada de [Otto \(2006\)](#).

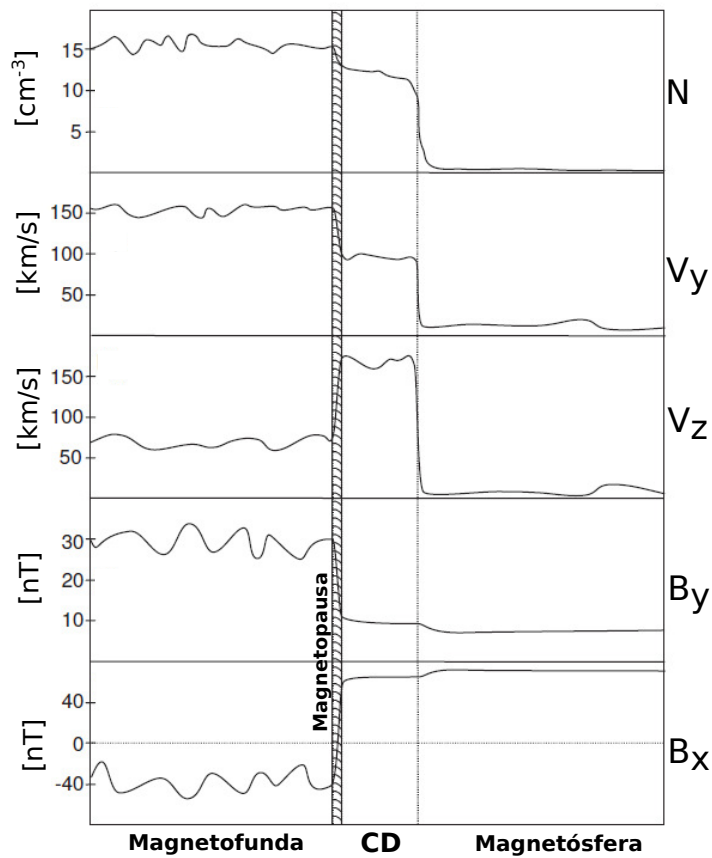


Figura 8: Perfil típico de densidad, velocidad y campo magnético de un cruce de la magnetopausa cuando el CMI es norte (por lo que se forma la capa de decremento, CD). Adaptada de [Otto \(2006\)](#).



Zwan y Wolf (1976) en términos de un efecto de *apachurramiento* por medio del cual el material salía expulsado debido a la compresión del campo. Los mismos autores identificaron que el significado físico de esta región es la de una onda de rarefacción modo lento.

Otra forma de explicar la formación de la capa de decremento es analizando el transporte de plasma. Este ocurre en tres dimensiones, es decir, ocurre tanto en las direcciones amanecer y anochecer, como en la dirección norte y sur. Sin embargo, el flujo magnético ocurre solo en dirección norte-sur, de manera que cuando el CMI es norte dicho flujo es arrastrado por el flujo de material hacia el amanecer y anochecer. Entonces, el plasma es transportado más eficientemente alejándolo del punto subsolar hacia los flancos por que tiene un grado de libertad adicional en comparación con el flujo magnético.

Esto se ilustra mejor en dos dimensiones y usando la [Figura 7](#), donde se considera a la Tierra como un cilindro y la magnetósfera como un dipolo bidimensional con una extensión infinita a lo largo de la dirección vertical. Bajo estas condiciones, el plasma puede seguir fluyendo alrededor de la magnetósfera mientras que el campo magnético se queda "atorado" enfrente del cilindro y no se puede desplazar si el CMI es norte. El flujo magnético, se apila frente a la magnetopausa (lo que se refleja en un aumento en la magnitud de campo magnético) mientras que el flujo del plasma se mueve rodeando el obstáculo (disminución en la densidad) y por tanto se genera la capa de decremento, [Figura 8](#). Si el CMI llega a tener orientación sur, se desconecta una línea de campo que puede ser entonces arrastrada hacia los flancos.

#### 1.3.2.1 *El tamaño de la magnetopausa*

Al ser una discontinuidad tangencial, la magnetopausa es una superficie de equilibrio total entre las presiones del plasma del viento solar/magnetofunda y el campo magnético confinado dentro de la magnetósfera. Ya que las presiones térmica y magnética del viento solar son pequeñas comparadas con la presión dinámica, estas pueden ser despreciadas en dicha región. El equilibrio de presiones se alcanza entonces, en el punto donde la presión dinámica del viento solar es igual a la suma de la presión magnética del campo magnético terrestre más la presión del plasma confinado por dicho campo ([Chapman y Ferraro, 1931](#)), ver [Figura 9](#).

El punto donde se alcanza el equilibrio se conoce como *punto de estancamiento* y alrededor de este la magnetopausa es simétrica, el campo magnetosférico es perpendicular al plano de la eclíptica y

la velocidad del viento solar se orienta en la eclíptica. De acuerdo a [Bagenal \(1992\)](#), este punto -denotado por  $R_{mp}$ - está dado por la relación  $R_{mp} = R_p (B_0^2 / 8\pi m_i n_{vs} V_{vs}^2)^{1/6}$ . Donde  $B_0$  es la intensidad del campo magnético a un radio del planeta a lo largo del ecuador,  $m_i$ ,  $n_{vs}$  y  $V_{vs}$  son la masa del ion, la densidad y la velocidad del flujo del viento solar, respectivamente. La relación anterior es independiente del obstáculo del que se trate, es válida para cualquier campo dipolar que interactúe con un flujo de plasma débilmente magnetizado. De manera, que puede aplicarse la misma relación a cualquier otra magnetósfera planetaria del sistema solar o bien, a estrellas y pulsares interactuando con vientos estelares o gases interestelares. Para condiciones típicas de viento solar, se calcula que en el caso terrestre  $R_{mp} = 10 R_E$  donde  $1 R_E = 6371.2$  km.

También es posible calcular el punto de equilibrio de presiones a los flancos de la magnetopausa ( $R_{mpf}$ ). De acuerdo a [Baumjohann y Treumann \(1996\)](#) se estima que para la magnetopausa terrestre  $R_{mpf} = 1.8 R_{mp}$ , lo que corrobora la asimetría de la magnetopausa.

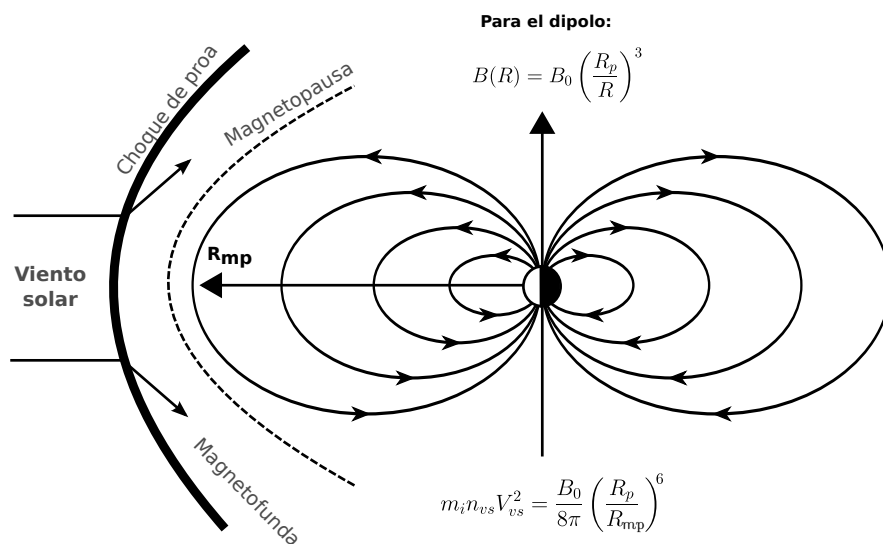


Figura 9: En el punto  $R_{mp}$  las presiones del viento solar y del campo magnético terrestre se equilibran. Debido a que las presiones térmica y magnética del viento solar son pequeñas comparadas con su presión dinámica, estas se desprecian. Adaptada de [Bagenal \(1992\)](#).

Es importante mencionar que la posición tanto de la magnetopausa como del choque no es fija sino que debido a los cambios de presión del viento solar, dichas fronteras se mueven hacia adelante y atrás. Para una menor presión del viento solar, ambas discontinuidades se adelantarán en posición resultando en una cavidad mag-

netosférica de mayor tamaño. Lo contrario ocurre cuando la presión del viento solar se incrementa. Para la magnetopausa se sabe que la distancia del punto subsolar puede disminuir(aumentar) hasta la mitad(el doble) para casos donde la presión del viento solar es extremadamente alta(baja), [The Sun to the Earth \(2003\)](#).

#### 1.4 MAGNETÓSFERA TERRESTRE

La formación de una cavidad magnetosférica alrededor de nuestro planeta no es un caso exclusivo en el universo. Si el obstáculo con el que se encuentra el viento solar tiene un campo magnético de origen interno, entonces el obstáculo posee una *magnetósfera intrínseca* asociada, ([Belenkaya, 2009](#)).

Como se mencionó en la sección anterior, [Chapman y Ferraro \(1931\)](#) sugirieron la relación entre la actividad geomagnética y el Sol. Esta idea llevó a los autores a mostrar que el flujo de plasma proveniente del Sol debería crear una hoja de corriente (magnetopausa) que comprimiera y confinara al campo magnético terrestre en una región; estableciendo así, un modelo para la magnetósfera terrestre en el que el tamaño de la cavidad formada quedaría determinado por el balance entre la presión dinámica del viento solar y la presión del campo magnético terrestre.

No fue sino años más tarde, que el término magnetósfera fue acuñado por [Gold \(1959\)](#) para describir la región por encima de la ionósfera en la cual el campo magnético intrínseco de la Tierra controla el movimiento de las partículas cargadas. Al igual que en el caso del descubrimiento del viento solar, no fue sino hasta el advenimiento de la era espacial que se pudo estudiar a detalle la magnetósfera terrestre a partir de datos *in situ*, ([Stern, 1996](#)).

La magnetósfera terrestre es la magnetósfera más estudiada ([Eastwood et al., 2014](#)) y dado que sus propiedades caen en un rango promedio de las propiedades en el sistema solar, podemos generalizar -a primera aproximación- la estructura de la magnetósfera terrestre para todos los planetas magnetizados. Cada magnetósfera tiene procesos que pesan más o menos, o bien procesos que no existen en otras magnetósferas. Así, por ejemplo, la magnetósfera joviana difiere de la terrestre por la existencia de fuentes de plasma al interior de la cavidad magnetosférica o por la interacción del plasma de origen planetario con los satélites naturales.

El plasma en la magnetósfera terrestre está compuesto básicamente de electrones y protones provenientes del viento solar y de la ionósfera. También existen iones de helio y oxígeno ionosféricos en proporciones muy pequeñas, así como una pequeña porción de partículas *alfa* del viento solar. Aunque el plasma al

interior de la magnetósfera no está equitativamente distribuido, sí está delimitado por regiones tomando en cuenta su diferente densidad o temperatura.

La [Figura 10](#) muestra las principales partes de la magnetósfera terrestre en un corte meridional. Debido a que el campo geomagnético es a primera aproximación un dipolo, la forma de la cavidad magnetosférica es asimétrica teniendo una forma achatada del lado día y elongada del lado noche. El resultado final es una magnetósfera que adquiere la forma de un paraboloides de revolución.

En el esquema de la [Figura 10](#) se hace una simplificación respecto al dipolo que se muestra alineado con la vertical, pues en realidad el dipolo terrestre se encuentra desviado aproximadamente  $11^\circ$  respecto al eje  $z$ , ([Bagenal, 1992](#)). La presión cinética del viento solar deforma la parte más externa del dipolo de nuestro planeta. En el frente (lado día) comprime al campo, mientras que del lado noche las líneas de campo son estiradas formando la cola magnética o *magnetocola*.

Detrás de la Tierra hay dos *lóbulos de la magnetocola* donde el plasma está ya muy rarificado, el campo magnético del lóbulo superior apunta hacia la Tierra y el campo del lóbulo inferior hacia la cola magnética. Estas líneas de campo entran y salen de la Tierra en regiones conocidas como *cuñas polares* las cuales varían en tamaño conforme varían las condiciones del viento solar. A bajas latitudes las cuñas se conocen con el nombre de *cascos polares*.

Entre los dos lóbulos fluye una hoja de corriente neutra y una hoja de plasma. En ésta última se concentra la mayoría del plasma de la magnetocola siendo este más caliente y denso que en sus alrededores. El grosor de la hoja de plasma es de unos  $10 R_E$ .

Más al interior de la magnetósfera, encontramos la plasmaesfera que se extiende unos  $15 R_E$  y que está llena de plasma frío que se inyecta desde la ionósfera a través de tubos de flujo. En esta región el plasma corrota con el planeta y las líneas de campo son cerradas.

A una distancia de  $4 R_E$  se encuentra la plasmopausa, una fina frontera donde la densidad disminuye drásticamente de  $\sim 100 \text{ cm}^{-3}$  a  $\sim 1 \text{ cm}^{-3}$ . Al exterior de la plasmopausa la circulación del plasma es definida por el viento solar. Las líneas dipolares cerradas del campo proveen espejos magnéticos en los cuales quedan atrapadas partículas energéticas (tanto iones como electrones) en los llamados *cinturones de radiación*, ([Baumjohann y Treumann, 1996](#)).

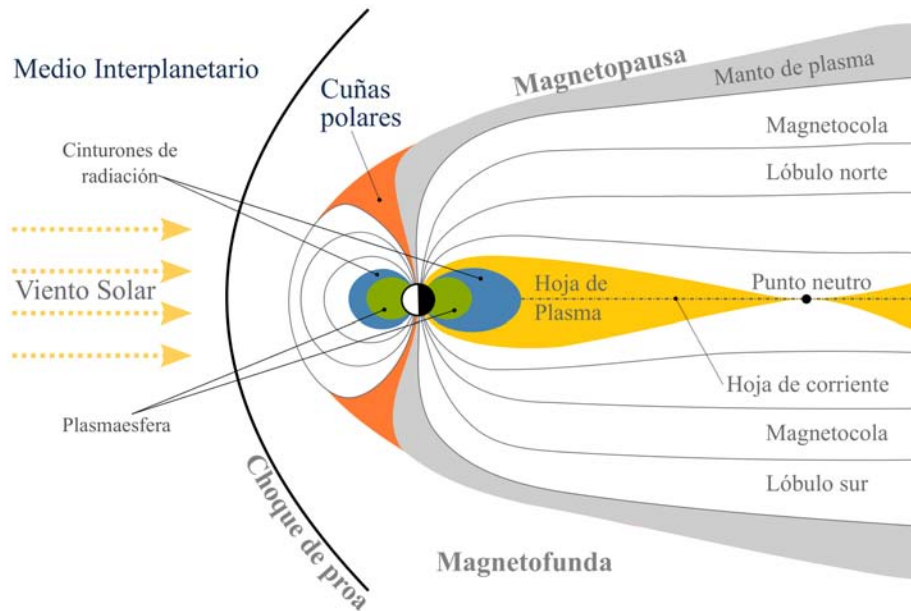


Figura 10: Esquema de la magnetósfera terrestre y las regiones que la componen, se trata de un corte meridional en el plano xz.

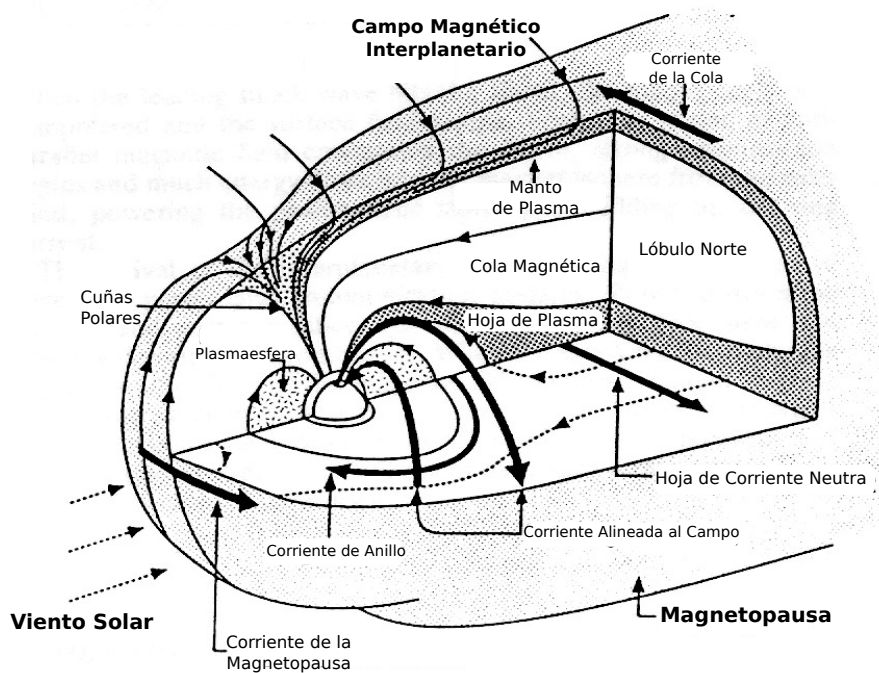


Figura 11: Corte de la magnetósfera en la que se muestran las principales regiones de plasma, así como los sistemas de corrientes al interior de la cavidad, derivadas del acoplamiento magnetósfera-ionósfera. Adaptada de [Russell y Luhmann \(1997\)](#).

Además, el acoplamiento entre el viento solar y la magnetósfera produce un sistema de corrientes, ver [Figura 11](#), que definen cómo circula el plasma magnetosférico. La *corriente de la magnetopausa* fluye debido al gradiente de presión en el plasma chocado cuando este alcanza el campo geomagnético. La *corriente de la cola* es la componente de la corriente de la magnetopausa, que conecta la corriente en la parte de la cola creando así dos regiones conocidas como *lóbulos norte y sur* que poseen campos magnéticos de direcciones opuestas. Por otro lado, las partículas energéticas de los cinturones de radiación generan una corriente llamada *corriente de anillo* la cual rodea al planeta. También hay corrientes que se desplazan a lo largo de la dirección del campo magnético, estas *corriente alineadas* transmiten esfuerzos de la magnetósfera externa a la ionósfera.

#### 1.4.1 La magnetósfera en números

Algunos de los parámetros numéricos a considerar para la magnetósfera terrestre de acuerdo a [Russell \(1991\)](#) son:

- Distancia desde el Sol = 1 UA
- Momento Magnético =  $1 M_E^4$
- Presión del viento solar = 3 nPa
- Distancia de la magnetopausa<sup>5</sup> =  $10 R_E$

La [Tabla 2](#) incluye propiedades típicas del plasma en la magnetofunda/manto, la magnetósfera externa/magnetocola y en la magnetósfera interna. Se enlistan densidad ( $n$ ), intensidad de campo magnético ( $B$ ), temperatura de electrones/iones ( $T_e/T_i$ ), frecuencia de los electrones del plasma ( $\omega_{pe}$ ), frecuencia de giro de electrones/iones ( $\omega_{ge}/\omega_{gi}$ ), la frecuencia de colisiones de electrones ( $\nu_{ei}$ ), la longitud de Debye de los electrones ( $\lambda_{De}$ ), la longitud inercial de los electrones/iones ( $\lambda_e/\lambda_i$ ), el radio de giro de electrones/iones ( $r_{ge}/r_{gi}$ ), la velocidad térmica de los electrones/iones ( $v_{te}/v_{ti}$ ), la velocidad de Alfvén ( $v_A$ ) y el número de partículas por esfera de Debye ( $N_D$ ).

<sup>4</sup> El *momento magnético*  $M_E$  para la Tierra se define como  $M_E = 7.906 \times 10^{15}$  Tesla·m<sup>3</sup>.

<sup>5</sup> Medida desde el centro del planeta

|                          | FUNDA/MANTO          | MS. EXTERNA/COLA                    | MS. INTERNA                |
|--------------------------|----------------------|-------------------------------------|----------------------------|
| $n$ [ $\text{cm}^{-3}$ ] | 10[1 – 100]          | 1[0.01 – 5]                         | $10^2$ [0.01 – $10^4$ ]    |
| $B$ [nT]                 | 20[5 – 100]          | 40[10 – 100]                        | $10^4$ [ $10^3$ – $10^5$ ] |
| $T_e$ [eV]               | 50[10 – $10^3$ ]     | 500[ $10^2$ – $10^3$ ]              | $10^3$ [1 – $10^4$ ]       |
| $T_i$ [eV]               | 100[10 – $10^3$ ]    | $2 \times 10^3$ [ $10^3$ – $10^4$ ] | $10^3$ [1 – $10^4$ ]       |
| $\omega_{pe}$            | $1.8 \times 10^5$    | $5.7 \times 10^4$                   | $5.6 \times 10^5$          |
| $\omega_{ge}$            | $3.5 \times 10^3$    | $7.0 \times 10^3$                   | $1.8 \times 10^6$          |
| $\omega_{gi}$            | $1.9 \times 10^0$    | $3.6 \times 10^0$                   | $9.6 \times 10^2$          |
| $\nu_{ei}$               | $6.2 \times 10^{-6}$ | $2.0 \times 10^{-8}$                | $7.0 \times 10^{-7}$       |
| $\lambda_{De}$ [m]       | $1.7 \times 10^1$    | $1.7 \times 10^2$                   | $2.3 \times 10^1$          |
| $\lambda_e$ [m]          | $1.7 \times 10^3$    | $5.3 \times 10^3$                   | $5.3 \times 10^2$          |
| $\lambda_i$ [m]          | $7.3 \times 10^4$    | $2.3 \times 10^5$                   | $2.3 \times 10^4$          |
| $r_{ge}$ [m]             | $8.4 \times 10^2$    | $1.3 \times 10^3$                   | $7.5 \times 10^0$          |
| $r_{gi}$ [m]             | $5.0 \times 10^4$    | $1.1 \times 10^5$                   | $3.2 \times 10^2$          |
| $\nu_{te}$ [m/s]         | $3.0 \times 10^6$    | $9.4 \times 10^6$                   | $1.3 \times 10^7$          |
| $\nu_{ti}$ [m/s]         | $9.8 \times 10^4$    | $4.4 \times 10^5$                   | $3.1 \times 10^5$          |
| $\nu_A$ [m/s]            | $1.4 \times 10^5$    | $8.7 \times 10^5$                   | $2.2 \times 10^7$          |
| $N_D$                    | $1.9 \times 10^{11}$ | $1.9 \times 10^{13}$                | $5.4 \times 10^{12}$       |

Tabla 2: Propiedades de la magnetósfera terrestre de acuerdo a [Otto \(2006\)](#).

### 1.5 CONSIDERACIONES FINALES

De la descripción del viento solar y su interacción con la magnetósfera terrestre hecha en este capítulo, es de particular interés para este trabajo la existencia del choque y antechoque terrestres. El primero se describió en este capítulo y dado que el segundo requiere estudiarse con mayor detalle para poder entender la dinámica en su interior, se deja esta descripción para el siguiente capítulo.

## IONES Y ONDAS EN EL ANTECHOQUE TERRESTRE

---

En el capítulo anterior se describió que delante de la magnetósfera terrestre se forma una onda de choque debido a que el viento solar es un fluido supermagnetosónico y que la geometría del CMI es importante en la dinámica del choque. Retomaremos esta descripción para establecer la definición del *antechoque terrestre* y mostrar los efectos cinéticos que hay sobre el plasma en esta región debido a la interacción entre las partículas y ondas que ahí coexisten.

### 2.1 EL ANTECHOQUE TERRESTRE

En las ondas de choque de plasmas sin colisiones, la naturaleza de la transición del fluido supersónico a subsónico, depende principalmente de dos parámetros: el  $M_{ms}$  y el ángulo  $\theta_{Bn}$ . Si bien la  $\beta$  del plasma también es importante, tiene un menor peso en este proceso. La dependencia del choque respecto al  $M_{ms}$  se describió en la [Sección 1.2](#), toca el turno de delinear la dependencia angular.

La forma en la cual el plasma que alcanza el choque es calentado y su energía es disipada depende del ángulo  $\theta_{Bn}$ , que es el ángulo entre el vector de campo magnético y la normal al choque. Cuando  $\theta_{Bn} < 45^\circ$  a lo largo de toda la superficie del choque se tiene un *choque cuasi-paralelo*; por otro lado, cuando  $\theta_{Bn} > 45^\circ$  se tiene el *choque cuasi-perpendicular*. Ambos ejemplos son mostrados en la [Figura 12](#).

La [Figura 13](#) muestra el flujo del viento solar (de izquierda a derecha) y la dirección promedio de las líneas del CMI río arriba del choque de proa para una configuración típica del viento solar a la altura de la órbita terrestre. A lo largo de la superficie del choque el ángulo  $\theta_{Bn}$  oscila entre  $\sim 0^\circ$  y casi  $90^\circ$ , es decir, va de una configuración cuasi-paralela en el lado amanecer a una cuasi-perpendicular en el lado anochecer. Los casos extremos se alcanzan cuando  $\theta_{Bn} = 0^\circ$  (*choque paralelo*) o  $\theta_{Bn} = 90^\circ$  (*choque perpendicular*).

La importancia de distinguir entre los choques cuasi-paralelo y cuasi-perpendicular es clara cuando se analiza el movimiento de las partículas en cada uno de estos choques pues eso determina cómo se comportará la partícula al aproximarse al choque. Para analizar este movimiento se utiliza el sistema de referencia



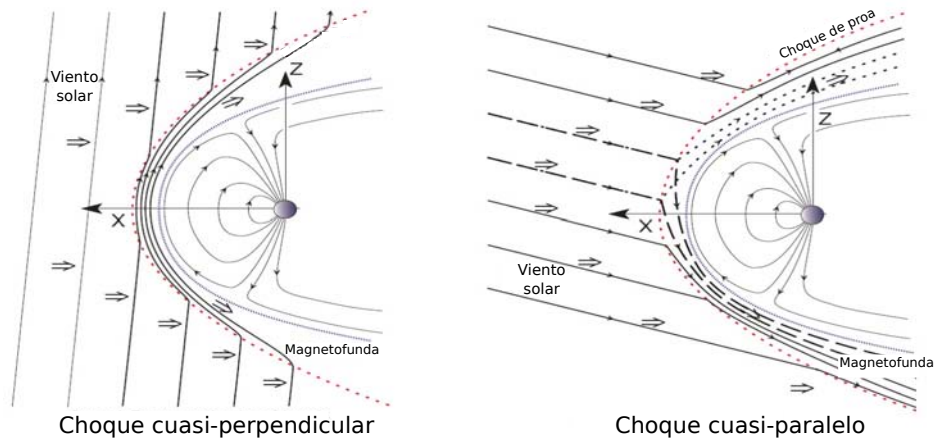


Figura 12: La configuración del choque terrestre depende en gran medida de su geometría. En el esquema se presentan los casos de un choque cuasi-perpendicular (izq) y cuasi-paralelo (der). Imagen adaptada de [Otto \(2006\)](#).

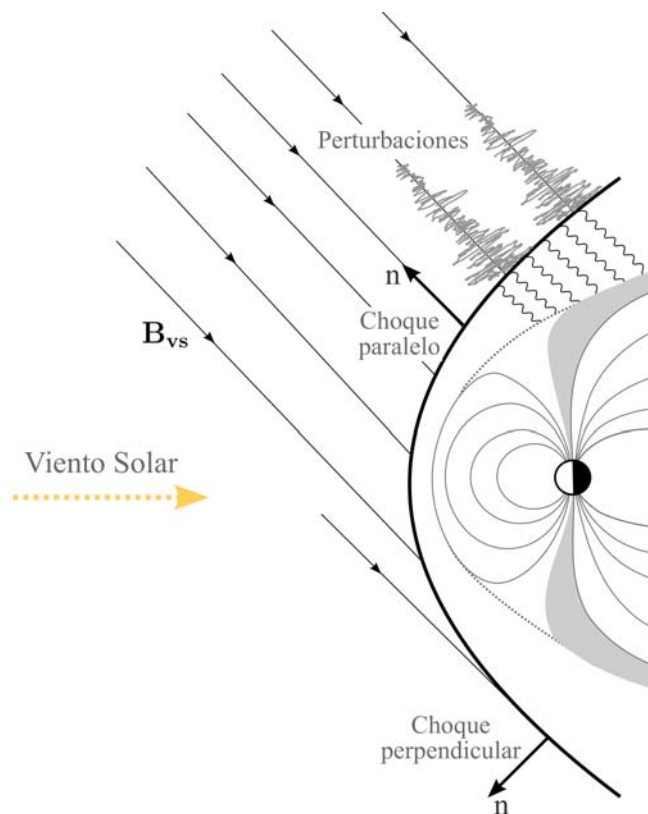


Figura 13: El ángulo  $\theta_{Bn}$  determina las regiones cuasi-paralela y cuasi-perpendicular río arriba del choque de proa. En el primero las partículas rebotadas perturban fuertemente el plasma del viento solar.

Hoffman-Teller (de Hoffmann y Teller, 1950) el cual se caracteriza por que en él, el campo eléctrico es nulo y el movimiento de la partícula tiene entonces solo dos componentes: un movimiento a lo largo de la dirección del campo magnético y un movimiento de giro alrededor de esa dirección (o sea un movimiento transversal al campo). Su combinación resulta en un movimiento tipo helicoidal.

En el caso del choque cuasi-paralelo la línea de campo puede "atravesar" el choque de manera que el movimiento a lo largo del campo lleva a la partícula lejos del choque alejándola de él, o bien la partícula que se mueve a lo largo de la línea del campo puede rebotar en el choque y regresar por las líneas de campo río arriba, ver Figura 14. Las partículas, tanto iones como electrones, que han sido reflejados en el choque llevan información al viento solar que aún no alcanza el choque de la existencia de este obstáculo; por lo que además de perturbar al viento solar, comienzan a frenarlo. Es por esto que a dicha región se le conoce como *antechoque* y el mecanismo de escape de las partículas en la porción cuasi-paralela es el responsable de su formación.

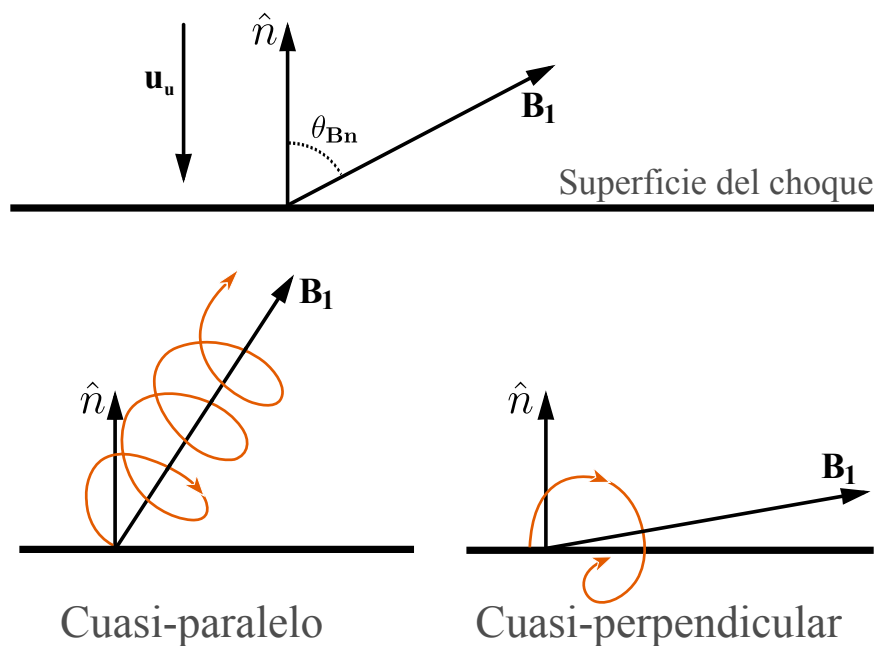


Figura 14: Las partículas experimentan distintos efectos sobre sus trayectorias dependiendo de si se encuentran con la región cuasi-paralela o cuasi-perpendicular del choque. El vector normal a la superficie del choque está indicado por  $\hat{n}$ ,  $\mathbf{B}_u$  es el vector unitario del CMI y  $\mathbf{u}_u$  es la velocidad del plasma.

En el caso del choque cuasi-perpendicular las líneas de campo son aproximadamente paralelas a la superficie del choque de manera que el movimiento de la partícula a lo largo de la línea de campo no puede llevar a la partícula a través del choque. De hecho el movimiento de giro de la partícula hace que permanezca en el choque.

Aunque para el choque cuasi-perpendicular el antechoque puede extenderse y ocupar las regiones entre  $40^\circ < \theta_{Bn} < 70^\circ$ <sup>1</sup>, eventualmente puede quedar restringido al pie del choque mientras que en la porción cuasi-paralela el antechoque cubre una región río arriba mucho más amplia y adquiere la estructura de un antechoque propiamente. En el caso cuasi-perpendicular ( $\theta_{Bn} > 45^\circ$ ), la transición del choque tiende a ser abrupta en el tiempo y espacialmente está bien definida como en el ejemplo de la [Figura 15](#). Mientras que en el caso cuasi-paralelo ( $\theta_{Bn} < 45^\circ$ ), la transición ocurre sobre una región más amplia llena de fluctuaciones magnéticas, ver [Figura 15\(a\)](#). La extensión del choque cuasi-paralelo resulta ser mayor debido a que hay una mayor interacción entre iones rebotados y iones provenientes del viento solar a diferencia del choque cuasi-perpendicular donde hay solo una pequeña porción de partículas rebotadas ([Kucharek et al., 2004](#); [Kucharek y Möbius, 2005](#)), de manera que los efectos sobre las partículas ahí presentes son menores y por lo tanto su extensión resulta ser menor que la del choque cuasi-paralelo.

En las gráficas (a) y (b) de la [Figura 15](#) se puede apreciar cómo cambia de manera típica la magnitud total del campo magnético a través de las transiciones de los choques cuasi-paralelo y cuasi-perpendicular, respectivamente. Los perfiles presentados fueron medidos por una de las naves de la misión *Cluster* y reportados por [Balogh et al. \(2005\)](#).

### 2.1.1 Antechoques de iones y electrones

Los iones son los que determinan la mayor parte de la estructura y dinámica de los choques sin colisiones debido a que al ser más masivos que los electrones, portan la mayoría de la masa y energía en los flujos del plasma. Cuando ambos tipos de partículas llegan al choque y son rebotadas, los electrones son llevados más lejos río arriba pues son ligeros; en cambio los iones que rebotan no llegan tan lejos como los electrones. Esto da pie a que exista una región conocida como el *antechoque de electrones*, donde se observan electrones rebotados pero casi ningún ion rebotado. De manera similar, los iones reflejados forman el *antechoque de iones*.

<sup>1</sup> Esto se sabe pues se han observado distribuciones de iones alineados al campo entre la región donde  $\theta_{Bn} > 40^\circ$  y  $\theta_{Bn} < 70^\circ$ , [Meziane et al. \(2005\)](#)

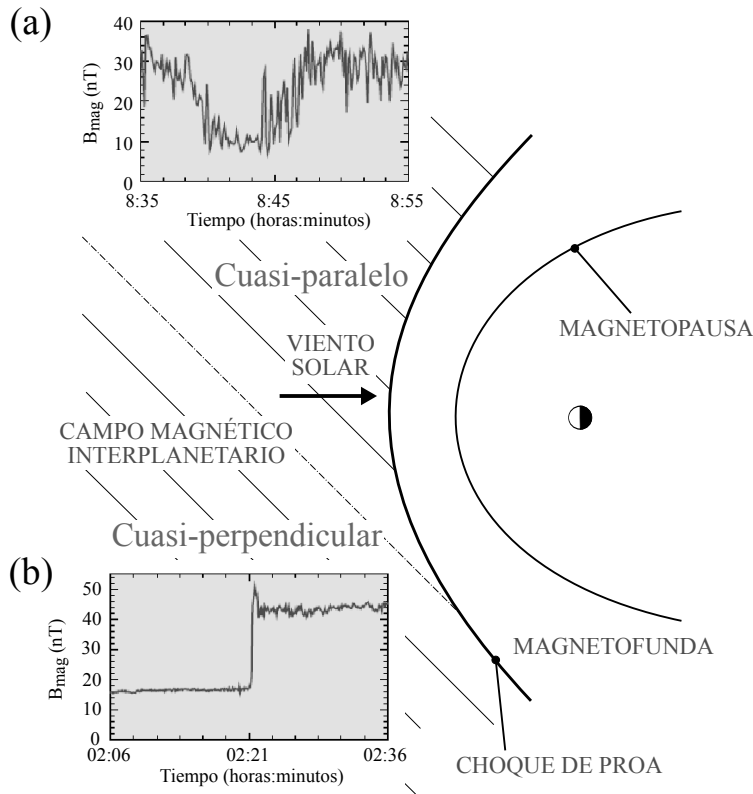


Figura 15: Las escalas de la transición del choque y las regiones de disipación son significativamente diferentes para los casos (a) cuasi-perpendicular y (b) cuasi-paralelo. Adaptada de [Balogh et al. \(2005\)](#).

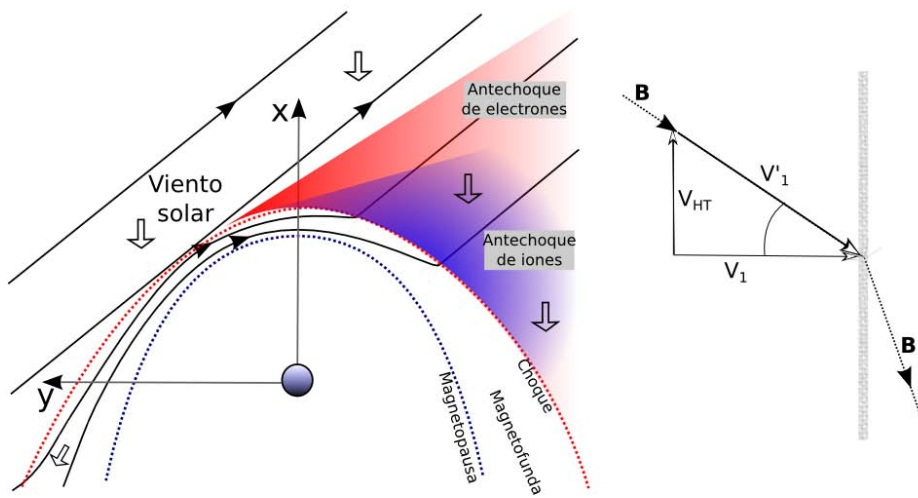


Figura 16: La dinámica de las partículas difiere a lo largo de la superficie del choque, formándose así el antechoque de iones y el de electrones.

El antechoque de electrones es una banda angosta que está casi siempre limitada de un lado por la línea tangente al campo, aunque en ocasiones este límite no coincide con dicha tangente. Esta región contiene electrones que han sido reflejados especularmente en el choque o que han sido calentados en la rampa del choque. Algunos electrones pueden tener velocidades a lo largo del campo magnético suficientemente grandes como para escapar hacia la región del viento solar y llegar lejos a lo largo de la línea tangente al campo.

Las partículas reflejadas interactúan con las partículas incidentes lo que provoca que el plasma sea inestable a ciertos modos y ondas. Así, por ejemplo, las ondas predominantes en el antechoque de electrones son *ondas de Langmuir* (Kasaba et al., 2000) y *ondas híbridas superiores*. Una vez que las ondas se han formado, los electrones se desaceleran y son dispersados formando una distribución isotrópica (Baumjohann y Treumann, 1996). En el antechoque de iones, los iones rebotados también provocan que el plasma sea inestable y se exciten ondas vía inestabilidades del haz de iones (Fairfield, 1969; Paschmann et al., 1979, 1981; Gary et al., 1981; Hoppe et al., 1981).

El estudio del antechoque terrestre está basado en el análisis de fenómenos cinéticos que tienen efectos en las propiedades macroscópicas del plasma. Dado que las descripciones cinéticas se centran en el análisis de las distribuciones de velocidades de las partículas, es conveniente describir aquellas que existen en el antechoque.

## 2.2 DISTRIBUCIONES DE IONES EN EL ANTECHOQUE

Gran parte del conocimiento que se tiene sobre el antechoque y los fenómenos ahí existentes son derivados de las mediciones *in situ* que han hecho distintas misiones espaciales. Las primeras observaciones, hechas por una sola nave, indicaron la existencia de distribuciones de iones río arriba del choque de proa que no podían ser clasificadas como las distribuciones típicas del viento solar o las pertenecientes a la magnetofunda. Conforme se dispuso de mayor información *in situ* se observó que la dinámica de las partículas en el choque era mucho más compleja de lo que se tenía pensado (ver Russell et al., 1971; Fairfield, 1974; Fuselier et al., 1986; Mazelle et al., 2003; Meziane et al., 2004b).

Las observaciones de las naves *ISEE-1* y *ISEE-2* contribuyeron de manera importante en las primeras descripciones de la dinámica del antechoque. Entre los avances hechos se identificaron distintas distribuciones de iones: *reflejados* o *alineados al campo* (IAC), los por ese tiempo conocidos *intermedios* y *difusos*. Esta división

fue hecha en base a las funciones de distribución de las velocidades en 2-D (Gosling et al., 1978) y espectrogramas de tiempo-energía (Paschmann et al., 1981, 1979). Es importante mencionar que los que fueron llamados iones intermedios en estas observaciones (cuyas distribuciones reproducían la forma de un "frijol"<sup>2</sup>), son actualmente conocidos como un tipo de iones *giratorios*, (Fuselier et al., 1986; Meziane et al., 2004b).

Los iones giratorios fueron identificados en observaciones posteriores a ISEE-1 y 2, estableciendo la existencia de dos poblaciones de iones giratorios: los de tipo *racimo* (Fuselier et al., 1986) y los originados por *reflexión especular* (Meziane et al., 2001, 2004a). Estas cinco distribuciones de iones no son las únicas presentes en el antechoque pero sí las más estudiadas ya que son las responsables de casi todas las ondas observadas en el entorno terrestre. A continuación haremos una revisión general de estas distribuciones.

### 2.2.1 Iones alineados al campo

Los iones alineados al campo -que en un principio se llamaron *reflejados*- tienen una distribución fría y se propagan a lo largo de las líneas del campo magnético por lo que su velocidad de bulto se encuentra alineada con respecto a la dirección del CMI.

La Figura 17a muestra un ejemplo de una distribución de IAC representada en una gráfica del espacio de velocidades, donde el plano está determinado por las componentes  $V_x$  y  $V_y$  de la velocidad (en el sistema GSE) y el eje vertical indica el número de cuentas. En el mapa se distinguen claramente dos picos: uno delgado y alto que corresponde al haz del viento solar, y otro más pequeño y ancho correspondiente a los IAC. En la Figura 17b se observa la misma distribución pero ahora lo que se muestra son los isocontornos de la densidad de iones en el espacio de velocidades. Como el campo magnético se encuentra *congelado* al flujo del viento solar, es posible representar la dirección del campo mediante una flecha con origen en el punto donde se localiza el pico de la distribución del viento solar (indicada por un punto negro).

Una característica importante de las distribuciones de IAC es que los isocontornos en gráficas como las mostradas en la Figura 17b tienen una forma elíptica donde el eje mayor de la elipse es perpendicular al campo. Esta firma es interpretada como que la temperatura del haz reflejado es anisotrópica pues la temperatura perpendicular supera a la paralela. Típicamente para los IAC se

<sup>2</sup> En la literatura en inglés se conocen como *kidney bean shape*, de ahí que su traducción directa al español sea *tipo frijol*

tienen anisotropías en su temperatura de  $T_{\perp}/T_{\parallel} \sim 2-3$ , (Paschmann et al., 1981).

Se sabe que los iones reflejados se originan principalmente mediante dos mecanismos. Una parte de los IAC resultan de la reflexión que sufre una fracción de la distribución del viento solar ( $\sim 1\%$ ) en el choque cuasi-perpendicular<sup>3</sup>, la cual luego es acelerada río arriba por el campo eléctrico interplanetario ( $\vec{v} \times \vec{B}$ ). Otra fracción de los iones reflejados corresponden simplemente a iones calientes que han escapado de la magnetofunda.

En relación a las características cuantitativas de los iones alineados al campo sabemos que sus energías típicas son de apenas unos keV y no suelen sobrepasar los 10 keV. Para observar esta clase de distribuciones es necesario que exista conexión magnética al choque de proa, por lo que se encuentran en regiones donde  $40^{\circ} \leq \theta_{Bn} \leq 70^{\circ}$ . La región donde suelen observarse es una capa delgada con un espesor del orden de  $0.4 R_E$  que se encuentra en la orilla del antechoque de iones. Su densidad es de alrededor del 1% de la densidad del viento solar, su velocidad térmica promedio es de 2-3 veces la velocidad del viento solar y su temperatura paralela es de  $\approx 10$  veces la del viento solar, por lo que son más calientes (Bonifazi y Moreno, 1981; Meziane et al., 2004b).

### 2.2.2 Iones Intermedios y Giratorios

Las observaciones de ISEE 1 y 2 mostraron distribuciones con forma de "frijol" en el espacio fase que se detectaban justo después de la región de IAC, Figura 17c. La forma de frijol obedecía al hecho de que una parte de los iones rebotados que se movían alineados al campo, habían sufrido cierto grado de dispersión (por la presencia de ondas de *frecuencia ultra baja*, FUB) por lo que se extendían sobre un mayor rango angular que los IAC. La Figura 17d muestra que el radio de curvatura de los isocontornos de esta nueva distribución coincide con el punto donde se proyecta el pico de la velocidad del viento solar. Dado que estas partículas correspondían a un estado intermedio o de transición entre los IAC y los iones difusos se les conoció originalmente como *iones intermedios*, (Paschmann et al., 1979).

Actualmente, las distribuciones tridimensionales obtenidas por la misión espacial *Cluster* han mostrado que no hay evidencia clara de que los iones intermedios tengan distribuciones con formas de media luna. En lugar de estos, haces de IAC más calientes o de distribuciones que muestran una firma de iones giratorios se observan más frecuentemente río abajo de la región con IAC fríos. El esquema actual nos dice entonces, que la orilla del antechoque de

<sup>3</sup> De ahí que históricamente se les conoció primero como "Iones Reflejados"

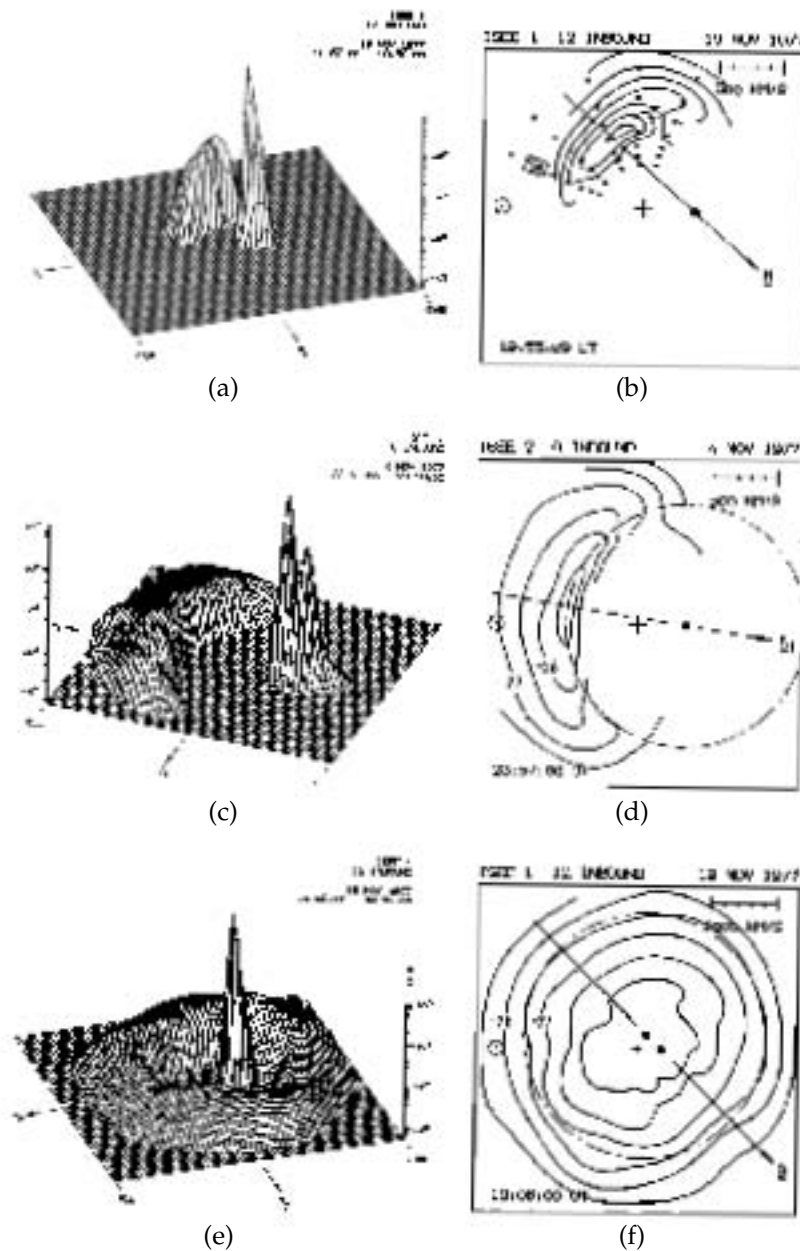


Figura 17: Los gráficos de la columna izquierda corresponden a datos de distribuciones de iones en el espacio de velocidades y los gráficos a la derecha son los respectivos isocontornos de densidad, ambos conjuntos de datos de naves ISEE 1 y 2. Las figuras (a) y (b) muestran una distribución de IAC acompañando a la distribución del viento solar, ambas observadas río arriba del choque de proa terrestre. El pico delgado y alto corresponde al VS, el pico corto y ancho es la población de IAC. En las figuras (c) y (d) la distribución presentada es de tipo intermedia que se identifica por la forma de media luna alrededor del VS. Finalmente (e) y (f) muestran una distribución de iones difusos con una forma de anillo que rodea al pico del VS. Adaptada de [Paschmann et al. \(1981\)](#).



iones está permeada por IAC fríos seguida de una región río abajo donde haces giratorios de racimo (no-girotropicos) bien definidos están presentes, [Meziane et al. \(2005\)](#).

#### 2.2.2.1 Iones Giratorios

Cerca de la frontera del antechoque de iones, en la región río abajo de donde se detectan IAC, se han observado haces de iones de varios keV con un movimiento de giro alrededor de las líneas de campo magnético, es decir, con un movimiento en el que la componente perpendicular de la velocidad de bulto es distinta de cero. Debido a este movimiento característico reciben el nombre de distribuciones giratorias y pueden ser de dos tipos: girotropicas y no-girotropicas. Varios han sido los mecanismos propuestos que expliquen el origen de los iones giratorios, siendo los más aceptados el de *reflexión especular* ([Gosling et al., 1978](#); [Fuselier et al., 1986](#); [Meziane y D'Uston, 1998](#); [Mazelle et al., 2003](#)) y el *atrapamiento de fase*.

#### *Reflexión especular*

Los iones reflejados especularmente, al igual que los IAC, se originan en la región cuasi-perpendicular del choque. En la reflexión especular la componente de la velocidad del viento solar que es normal al choque es invertida, mientras que la componente tangencial permanece igual; por lo que al final la magnitud de la velocidad total permanece constante. La distribución resultante tiene una mayor componente de su movimiento perpendicular al campo magnético río arriba y es no-girotropica pues el vector de dirección de los iones reflejados es independiente de la dirección del campo río arriba, ([Fuselier, 1994, 1995](#)).

Para la reflexión especular, el movimiento del centro guía y el movimiento de giro dependen solamente de la velocidad del flujo incidente y de la geometría del choque. De hecho, los iones especularmente reflejados en el choque cuasi-perpendicular regresarán al choque cuando  $39^\circ < \theta_{Bn} < 45^\circ$ , ([Schwartz et al., 1983](#)).

La [Figura 18a](#) muestra un ejemplo de una distribución de iones reflejados especularmente observada cerca de la porción cuasi-perpendicular del choque. El gráfico exhibe isocontornos de densidad en el espacio de fase y la cruz en el centro corresponde a la velocidad cero en el sistema de referencia de la nave. La distribución es girotropica, pues - como es claro de la figura - la dirección de los iones reflejados no está asociada a la dirección del campo como en el caso de las distribuciones de IAC (ver [Figura 17b](#)) por lo que la distribución está alrededor de la dirección del campo.

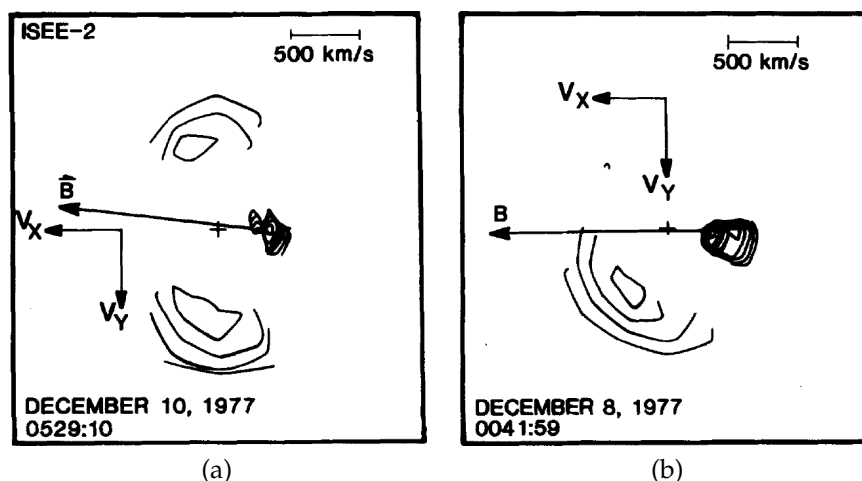


Figura 18: Isocontornos de densidad de una distribución de iones reflejados especularmente (a) y de una distribución de iones giratorios de tipo racimo detectadas por las naves ISEE 1 y 2. Tomada de [Fuselier et al. \(1986\)](#).

### *Atrapamiento de fase*

El otro mecanismo mediante el cual se sugiere que se originan las distribuciones giratorias es el atrapamiento de fase mediante el cual ondas FUB (producidas vía inestabilidades cinéticas por los mismos iones que regresan río arriba del choque) atrapan IAC que luego hacen girar alrededor de la dirección promedio del campo con la misma frecuencia de las ondas que los atraparon; de ahí que también este mecanismo sea conocido como *rompimiento del haz*.

La [Figura 18b](#) muestra una distribución de iones giratorios originada mediante este mecanismo, los cuales también son conocidos como iones giratorios de tipo racimo. Si bien de la [Figura 18a](#) y la [18b](#) no es sencillo diferenciar los iones giratorios originados por reflexión especular de los creados vía rompimiento del haz, es conveniente apuntar dos características que nos ayudan a distinguirlos: su densidad y región de observación.

La densidad de los iones giratorios tipo racimo (rompimiento del haz) es del orden del 1% la del VS, mientras que la densidad de los iones reflejados especularmente es mayor. De hecho, [Paschmann et al. \(1982\)](#) reportaron aumentos de densidad que alcanzaban el 30% de la densidad del VS en el caso de los iones giratorios producidos en regiones cuasi-perpendiculares del choque. Dado que los tipo racimo requieren de ondas que los atrapen y a las ondas les lleva cierto tiempo crecer, estos iones son observados río abajo de la frontera del antechoque de iones mientras que los especularmente reflejados se observan dentro de una banda cer-

ca del choque cuasi-perpendicular con una extensión de un radio de giro. La dependencia de la distancia al choque es la distinción más importante entre las distribuciones girotrópicas de racimo producidas por rompimiento del haz lejos del choque y las distribuciones no-girotrópicas producidas por reflexión especular en el choque.

Para finalizar con los iones giratorios cabe mencionar que debido a las altas densidades y temperaturas que adquieren las distribuciones de iones que han sido reflejados especularmente, se considera que las distribuciones giratorias contribuyen en mayor medida al calentamiento de los iones en choques supercríticos, como el de la Tierra.

### 2.2.3 Iones Difusos

Las primeras observaciones disponibles de las partículas río arriba del choque de proa hicieron pensar que las distribuciones de iones alineados originados en el choque cuasi-perpendicular que sufrían dispersión evolucionaban en una distribución intermedia, la que a su vez seguía experimentando dispersión dando como resultado final una distribución de iones difusos (ver por ejemplo Gosling et al., 1978; Paschmann et al., 1979). La Figura 17e muestra un ejemplo de una distribución difusa que ha sufrido dispersión en su totalidad, esta se observa ya como un anillo bien formado con energías de alrededor de 150 keV que rodea al haz del viento solar. Las energías que alcanza la distribución difusa indican que además de la dispersión angular de la distribución también hay dispersión de energía a partir de la distribución inicial (IAC e intermedios) que tenía una energía del orden de 1 keV. Notemos también que los iones difusos son detectados en todas las direcciones.

En la Figura 17f se observa que el centro de las curvas de contorno está ligeramente desplazado del centro del haz del viento solar, esto significa que los iones difusos exhiben un movimiento de bulto con poca velocidad a lo largo de la dirección del campo. La velocidad de bulto en el marco del viento solar está dirigida río arriba a lo largo de la dirección del campo, pero la componente que va en dirección Sol es menor que la velocidad del viento solar. En el marco de referencia de la nave el movimiento de bulto de los iones difusos está dirigido hacia el choque de proa. Esta situación explica la anisotropía de los protones con energías superiores a los 30 keV reportadas por Scholer et al. (1979) para casos donde el campo estaba casi alineado a lo largo de la línea Sol-Tierra.

Aunque se sabe que las distribuciones intermedias y giratorias de racimo se han formado a partir de IAC, estos últimos no pueden

ser la única fuente de iones difusos en la porción cuasi-paralela del choque. Esto se ha concluido a partir de tres evidencias observacionales. La primera evidencia está relacionada con el ángulo de cono o ángulo del CMI medido a partir de línea Sol-Tierra); si este ángulo es cero entonces no hay convección de iones reflejados del lado amanecer hacia el lado anochecer y por tanto, las distribuciones (como los IAC producidos en la región cuasi-perpendicular) no entrarán en la región cuasi-paralela. Sin embargo, la evidencia observacional muestra que sí se detectan iones difusos en el choque cuasi-paralelo bajo estas condiciones.

La segunda evidencia está ligada a las partículas que componen las distribuciones difusas. Estas tienen un alto contenido de  $\text{He}^{2+}$ , lo que sugeriría que se trata más bien de una distribución de origen solar pues los IAC están conformados en su mayoría por protones y la fracción de partículas alfa es muy pequeña. Al respecto, se sabe a partir de datos *in situ* que la concentración de  $\text{He}^{2+}$  en las distribuciones de IAC es de al menos 2 órdenes de magnitud por debajo de la del viento solar, mientras que la composición de las distribuciones difusas poseen alrededor de un 4 % de las partículas alfa del viento solar, (Ipavich et al., 1984).

Finalmente, la tercer evidencia se refiere a las ondas producidas por las distribuciones. En la región cuasi-paralela del choque se han observado ondas empujadas, compresivas y de gran amplitud asociadas a los iones difusos, pero este tipo de ondas no pueden ser generadas localmente a partir de distribuciones de IAC por lo que la fuente de los iones difusos tendría que ser otra.

Los iones difusos del choque cuasi-paralelo provienen de distribuciones de iones reflejados especularmente que, aunque originalmente no eran girotrópicas en las cercanías del choque, se isotropizaron al alejarse del choque de manera que evolucionaron a una distribución difusa como las que se observan ya al interior del antechoque y que se deben a las ondas electromagnéticas de baja frecuencia que ahí existen. Es justamente el alto grado de girotropía lo que distingue esta población de iones reflejados especularmente de los iones giratorios tipo racimo que se observan como consecuencia del rompimiento del haz del viento solar, Figura 18b. Estas últimas distribuciones permanecen no-girotrópicas debido al entrampamiento ocasionado por las ondas, en tanto que los iones reflejados especularmente en el choque cuasi-paralelo no generan ondas que los capturen (Fuselier, 1994).

#### 2.2.4 Evolución de las distribuciones de iones

Hasta aquí hemos revisado las distribuciones de iones en la región río arriba del choque de proa terrestre, en particular en el ante-

choque. Es conveniente analizar algunas figuras que resumen lo presentado en esta sección dándonos información precisa de gran utilidad.

La [Figura 19](#) (adaptada de [Fuselier, 1995](#)) muestra un esquema del origen y evolución de las distintas distribuciones de iones en el antechoque hecho a partir de la información de ISEE 1 y 2. El recuadro punteado indica la porción del choque donde están localizadas las distribuciones en función del ángulo  $\theta_{Bn}$ . En la orilla río arriba del antechoque, IAC muy energéticos son producidos por la aceleración de deriva que sufre río arriba una pequeña fracción del viento solar. Río abajo de esta frontera, pero aún río arriba del choque cuasi-perpendicular, IAC menos energéticos son producidos tanto por reflexión de una parte del viento solar como por el escape de parte del viento solar chocado proveniente de la magnetofunda. Conforme estos haces se alejan del choque, generan ondas de baja frecuencia las cuales primero atrapan a los haces para formar distribuciones de iones giratorios de racimo y luego dispersan angularmente las distribuciones para formar poblaciones intermedias. También es incluido en el esquema el hecho de que los iones difusos son resultado de la evolución de iones reflejados especularmente en la región cuasi-paralela del choque.

En la [Figura 20](#), [Fuselier \(1994\)](#) presenta la localización espacial típica de las distribuciones de iones en las regiones cuasi-perpendicular y cuasi-paralela del choque de proa. El antechoque de iones está acotado por el choque de proa y la frontera del antechoque de iones. La frontera del antechoque no es paralela al campo magnético por que las velocidades de los haces de iones a lo largo del campo magnético ( $V_b$ ) son comparables con la velocidad de movimiento del viento solar ( $V_{vs}$ ). Los IAC usualmente son observadas río arriba del choque cuasi-perpendicular. Lo que en principio se pensó eran distribuciones de iones intermedios, y que ahora se conocen como IAC, se observan en la orilla del antechoque de iones río arriba del choque cuasi-perpendicular mientras que los iones giratorios -con una amplia dispersión en el espacio de velocidades centrado en el campo magnético- son observados justo río abajo de la región donde se ven los IAC.

Finalmente las distribuciones de iones difusos pueblan la región río arriba del choque cuasi-paralelo. En la magnetofunda se observan iones reflejados especularmente en la región cuasi-perpendicular de ella, mientras que en su región cuasi-paralela se observan iones difusos y reflejados especularmente.

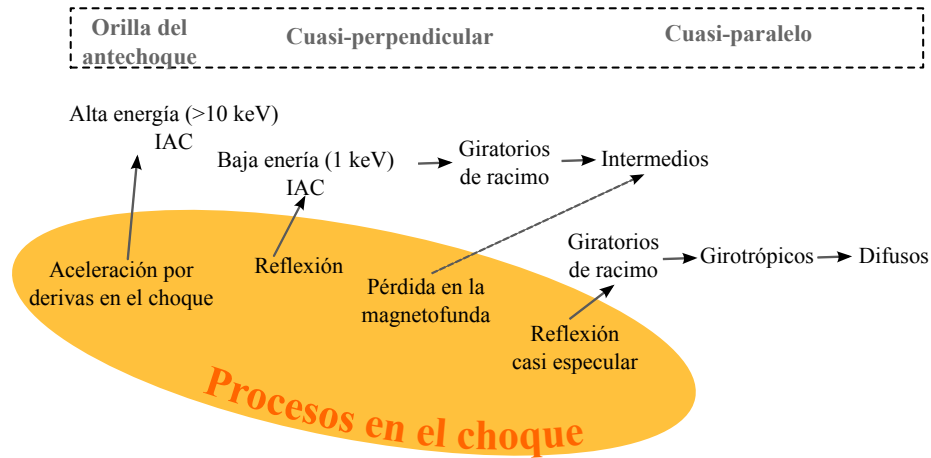


Figura 19: Los IAC son creados por iones reflejados que son acelerados y por poblaciones de iones supertérmicas que existen río abajo del choque. Los IAC de menor energía eventualmente evolucionan en distribuciones intermedias a través de interacciones onda-partícula. La reflexión especular crea distribuciones giratorias de tipo racimo que escapan río arriba del antechoque y que pueden en algún momento formar distribuciones de iones difusos. Adaptada de Fuselier (1995).

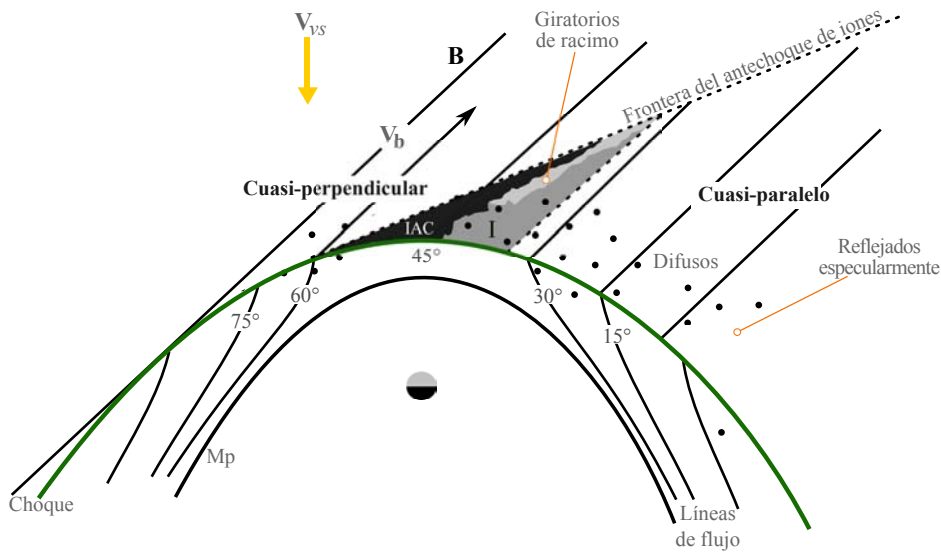


Figura 20: Esquema del antechoque y la magnetofunda a partir de datos de ISEE 1 y 2 donde el CMI tuvo un  $\theta_{Bn} = 45^\circ$ . Las líneas de flujo río abajo del choque están etiquetadas con su correspondiente ángulo  $\theta_{Bn}$  y en la región del antechoque se observan las diferentes poblaciones de iones. Adaptada de Fuselier (1994).

### 2.3 ELECTRONES EN EL ANTECHOQUE

Comparados con los iones, los electrones rebotados tienen una variedad en sus propiedades mucho menor que los iones. Aunque pequeño, el rol de los electrones no es menos importante pues debido a su poca masa ellos son los que portan la mayor parte del flujo de calor, el cual es primordial para la expansión de la corona solar.

Los electrones rebotados que fluyen río arriba del antechoque tienen su origen en una fracción de los electrones del viento solar que han sido reflejados especularmente en el choque y otra parte corresponde a electrones de la magnetofunda que han escapado río arriba, (Fitzenreiter, 1995).

A lo largo de la línea de campo tangente al choque se encuentran electrones energéticos, de más de 1 keV, mientras que más adentro del antechoque los electrones encontrados son de menores energías. Esto se puede entender en términos de la deriva del campo eléctrico convectivo del viento solar. El campo eléctrico adquiere mayor importancia en el caso de los electrones de menor energía.

Los electrones rebotados existen como una cola de alta energía en la distribución principal del viento solar lo que produce ondas de Langmuir a la frecuencia electrónica del plasma; en particular en la parte de la orilla del antechoque de electrones más cercana al choque donde los electrones rebotados tienen mayor energía. Más adentro en el antechoque de electrones la frecuencia de la onda es corrida más allá de la frecuencia electrónica del plasma y entonces se encuentran armónicos de ésta frecuencia que corresponden a ondas electromagnéticas.

No profundizaremos a detalle en la descripción de la distribución típica de los electrones, pero si mencionaremos de manera general cómo está conformada. Se compone de tres partes principales: un núcleo frío y casi isotrópico (que es aproximadamente un 96 % de la distribución), una población caliente llamada *halo* (~ 4 %) y un delgado haz de electrones alineados al campo conocida como *strahl* que generalmente se observa cuando el viento solar incidente es rápido. La componente del *strahl* es muy anisotrópica y sesgada respecto al campo magnético. La distribución típica de electrones es del tipo de *abultamiento en la cola*<sup>4</sup> es modelada por dos funciones bi-Maxwellianas en la que el segundo pico de la distribución corresponde a la componente *strahl*.

La Figura 21 (columna izquierda) muestra una distribución de electrones con un delgado *strahl* observado por la misión *Helios* a 0.3 UA dentro de una corriente rápida de viento solar con  $V =$

<sup>4</sup> En la literatura es conocida por su nombre en inglés: *bump on tail*.

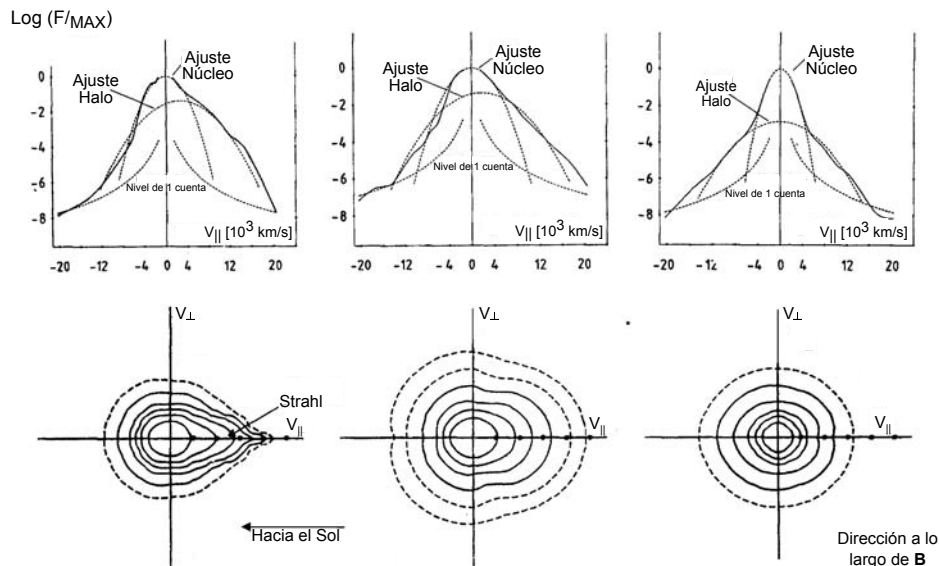


Figura 21: Funciones de distribución de la velocidad de electrones para tres distintos tipos de viento solar: lento (derecha), velocidad intermedia (centro) y rápido (derecha). Los gráficos del renglón superior muestran el espectro de energía que revela la estructura núcleo-halo de la distribución; los paneles del renglón inferior muestran los isocontornos en el espacio de velocidades y en la proyección sobre el plano de la eclíptica. Las distribuciones son girotrópicas, pero fuertes desviaciones desde la Maxwelliana ocurren para el viento rápido en forma de una cola de flujo caliente, o *strahl*, a lo largo de la dirección del campo (panel inferior izquierdo). Tomada de [Pilipp et al. \(1987\)](#).

691 km/s, [Pilipp et al. \(1987\)](#). Una distribución moderadamente anisotrópica con el *strahl* más ancho (columna del centro) se observó a 0.7 UA en la frontera delantera de una corriente rápida con  $V = 491 \text{ km/s}$ . La distribución casi isotrópica (columna derecha) fue medida para una corriente un poco más lenta de viento solar con  $V = 419 \text{ km/s}$ . El sistema coordenado en cada gráfica de contornos está centrado en el máximo de cada distribución y el eje positivo  $V_{||}$  apunta a lo largo de la dirección del campo. Se observa que las distribuciones decrecen conforme la velocidad del viento solar aumenta, lo que se identifica en los gráficos como isocontornos de menor anchura. Las gráficas del renglón superior muestran la densidad del espacio fase de los electrones *versus* la componente paralela de la velocidad de las partículas y los ajustes hechos para las componentes térmica (núcleo) y supertérmica (halo) de la distribución. En el panel superior derecho de la [Figura 21](#) es donde se observa mejor la distinción entre la componente del núcleo y el halo.



## 2.4 ONDAS EN EL ANTECHOQUE TERRESTRE

A la par del descubrimiento de todas las poblaciones de iones presentes río arriba del choque de proa terrestre, se comenzaron a detectar ondas de gran amplitud y baja frecuencia en gran parte del antechoque que se encontraba conectado magnéticamente con el choque de proa. Aparentemente existía una asociación entre las ondas de baja frecuencia ahí presentes y las partículas rebotadas del antechoque lo que sugirió que eran esas poblaciones de iones rebotados las que daban origen a las ondas, (Greenstadt et al., 1968). Los primeros estudios sugirieron que los mecanismos de generación de ondas asociados a iones rebotados eran las inestabilidades cinéticas (Gary (1993) dispone de una descripción detallada al respecto).

Una vez que las ondas se han formado, éstas se propagan y sufren modificaciones en su trayectoria. Si las ondas permanecen en regiones donde no son amortiguadas entonces pueden crecer y mantenerse durante cierto tiempo, pero si las ondas entran a regiones donde sufren amortiguamiento entonces se debilitarán hasta desaparecer. Lo que detectan las naves es que existen corrimientos Doppler en la frecuencia e inversión del sentido de polarización debido a que la propagación de las ondas se sobrepone a la convección en el sistema de referencia del plasma.

Los modos de ondas presentes en el antechoque se originan a partir de interacción entre las partículas del plasma isotrópico del viento solar y/o de las partículas energéticas (rebotadas en el choque). También se debe considerar las interacciones onda-partícula que modifican las funciones de distribución de las partículas que ya existían ahí, los procesos no lineales entre las ondas e incluso la modulación que pueden sufrir las partículas inyectadas en el antechoque por procesos propios del choque o bien por las mismas ondas. El resultado final es que la dinámica de ondas y partículas del antechoque resulta ser muy compleja.

Las frecuencias de las ondas observadas en el antechoque van desde los  $10^{-3}$  Hz hasta los  $10^5$  Hz; las bajas frecuencias oscilan entre 5 mHz y 100 Hz mientras que las altas frecuencias están entre 1 y 100 kHz, (Burgess, 1997). En particular, para este trabajo son de interés las ondas FUB (5 mHz – 0.1 Hz) pues son las que predominan en el antechoque terrestre y al igual que los iones éstas evolucionan espacialmente en dicha región.

Como se había mencionado en la [Subsección 2.1.1](#), cerca de la orilla delantera del antechoque de electrones se observan oscilaciones electrónicas del plasma (ondas de Langmuir) a la frecuencia local de los electrones del plasma ( $\sim 30$  kHz en el viento solar nominal) las cuales suelen intensificarse en los alrededores de la

línea de campo tangente al choque, es decir, en la orilla delantera del antechoque de electrones. Estas ondas se identificaron como oscilaciones de los electrones del plasma y sus características coinciden con lo esperado para ondas originadas a partir de inestabilidades entre dos flujos que ocurren entre los electrones rebotados y los electrones incidentes del viento solar.

Más al interior del antechoque, el ancho de banda de estas ondas se incrementa y sus frecuencias sufren un corrimiento. En la orilla delantera del antechoque de electrones los haces de iones rebotados son muy energéticos pero hacia el interior del antechoque sus energías son comparables con la energía térmica de los electrones incidentes dando como resultado la distribución de abultamiento en la cola, que incluye el *strahl*. A partir de esta distribución se crean ondas con frecuencias  $f$  del orden de la mitad de la frecuencia del plasma.

### Ondas de 1 Hz

También cerca del choque cuasi-perpendicular se observan las ondas de 1 Hz y aunque reciben este nombre por sus frecuencias típicas, en realidad comprenden un rango de 0.5 a 4 Hz. Se trata de ondas con un amplitud pequeña ( $\delta B/B_0 \sim 0.2$ ) que se propagan aproximadamente a  $20^\circ$  y hasta a  $40^\circ$  de la dirección del campo magnético, ver [Figura 22](#), ([Fairfield, 1974](#); [Orlowski y Russell, 1995](#)). Aunque se han observado con polarización izquierda y derecha (dependiendo de la dirección de propagación relativa al flujo) se piensa que naturalmente tienen polarización derecha, [Hoppe et al. \(1981\)](#).

Los primeros estudios de las ondas de 1 Hz ([Fairfield, 1974](#)) atribuyeron su origen al choque mismo pero más adelante se propuso que se originaban por inestabilidades en los haces de iones rebotados ([Wong y Goldstein, 1987](#)); esto en función de que se observaban distribuciones de iones rebotadas junto con las ondas de 1 Hz. Sin embargo, esta teoría fue puesta en duda pues en ocasiones no se observaban iones junto con las ondas. [Sentman et al. \(1983\)](#) propuso, a partir de resultados de simulaciones y observaciones de ISEE-1, que estas ondas eran originadas por los electrones rebotados en el choque. Hasta el momento se desconoce con exactitud el origen de las ondas de 1 Hz pero la teoría de su origen en el choque parece ser la más probable ([Tsurutani et al., 2001](#)).

### Ondas de 3s

Otro tipo de ondas son las llamadas *ondas de 3 segundos* que fueron reportadas por primera vez por ([Le et al., 1992](#)). Estas ondas se

propagan casi en la misma dirección del campo magnético, tienen períodos de 3s en el sistema de la nave y son observadas en plasmas con altas *betas*,  $\beta > 1$ . [Le et al. \(1992\)](#) también reportaron que aparecen en paquetes de ondas con una amplitud variable, que son circularmente polarizadas con orientación derecha en el sistema de la nave y que son arrastradas río abajo del choque por el viento solar. Su longitud de onda va de los 1000 a los 2400 km y como se aprecia en [Figura 22](#) se trata de ondas no compresivas.

Las ondas de 3s son parecidas a los paquetes de ondas FUB empujadas aunque con polarización contraria. Se ha concluido que estas ondas corresponden a ondas ion-ciclotrón y aparecen con distintos grados de evolución en diferentes regiones del choque: las que se encuentran en un estado de evolución intermedio se hallan río arriba de la porción cuasi-perpendicular del choque por lo que se asocian a distribuciones de IAC e intermedios, mientras que las ondas ya más evolucionadas se encuentran en la porción cuasi-paralela donde se observan poblaciones de iones difusos.

La polarización intrínseca de las ondas de 3s, y por lo tanto su mecanismo de creación, han sido objeto de discusión pues aunque originalmente se atribuía su origen a los haces de iones rebatidos luego se propuso que eran resultado de una inestabilidad no-resonante derecha, [Blanco-Cano et al. \(1999\)](#). Hasta el momento en que se realizó esta investigación no hay un consenso al respecto del origen de estas ondas.

### Ondas de 30s

Las ondas FUB que han sido las más estudiadas son las llamadas *ondas de 30 segundos*, ([Hoppe et al., 1981](#); [Hoppe y Russell, 1983](#); [Eastwood et al., 2005](#)). Estas ondas son cuasi-monocromáticas y predominantemente transversales con una longitud de onda del orden de  $1R_E$ ; como su nombre lo indica tienen periodos de 30s y pueden o no ser compresivas, ([Fairfield, 1969](#)). Su polarización puede ser circular o elíptica, izquierda o derecha en el sistema de la nave, es decir, aunque intrínsecamente tienen polarización izquierda(derecha) al propagarse río arriba con velocidades inferiores a las del viento solar terminan siendo arrastradas hacia el choque y por tanto la nave las detecta con polarización inversa. Estas ondas se han identificado como ondas magnetosónicas con frecuencias de  $0.1 \Omega_{gp}$ . Estas ondas suelen encontrarse en regiones con poblaciones de IAC y de iones giratorios de tipo racimo, ([Thomsen et al., 1985](#); [Fuselier, 1994](#)). Ver [Figura 22](#).

### Ondas FUB río arriba - Observaciones de Cluster

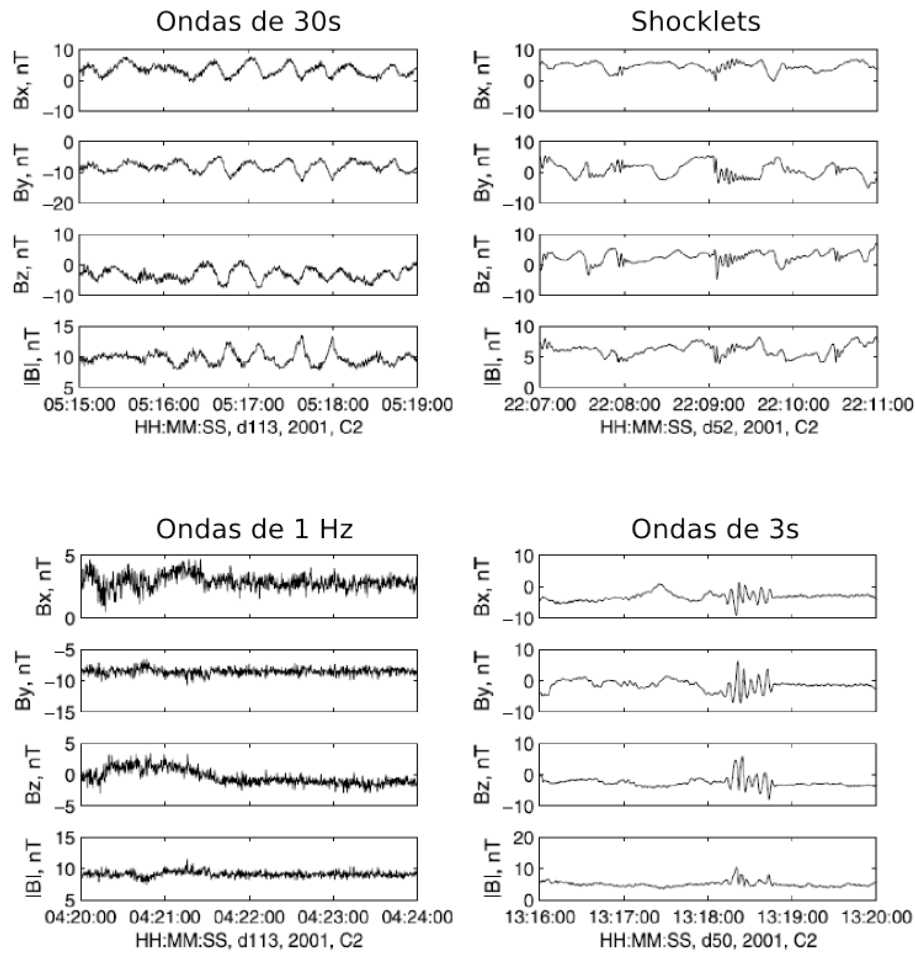


Figura 22: Los cuatro paneles muestran ejemplos típicos de ondas de frecuencia ultra baja detectadas en el antechoque terrestre por la misión espacial Cluster. De arriba a abajo cada panel muestra las componentes  $B_x$ ,  $B_y$  y  $B_z$  y la magnitud total del campo  $|B|$ . Adaptada de [Eastwood et al. \(2005\)](#).

## Shocklets

Además de las ondas 30s existe otro tipo de fluctuaciones que también ha sido objeto de numerosos estudios, se trata de los *shocklets*<sup>5</sup>. Son ondas empinadas asociadas a distribuciones de iones difusos. Pueden poseer polarización izquierda o derecha y sus frecuencias son menores a la frecuencia ciclotrón. Fueron reportadas por [Hoppe y Russell \(1983\)](#) como fluctuaciones de gran amplitud que aparecían tanto en modo magnetosónico como en un modo alfvénico y que se propagaban de forma oblicua al campo. Estas ondas suelen acompañarse de trenes de ondas de alta frecuencia (o *paquetes discretos de ondas*) ([Omidí y Winske, 1990](#)) como los que se observan en el panel superior derecho de la [Figura 22](#). Estos paquetes discretos tiene polarización derecha de manera natural, como las ondas FUB cuasi-sinusoidales que se observan cerca de la orilla del antechoque de iones. Los shocklets suelen observarse al interior del antechoque asociados a iones difusos.

## Antechoque de ondas

En el antechoque existe una gran variedad de ondas, de ellas las que poseen frecuencias ultra bajas son muy importantes. Estadísticamente los diferentes tipos de ondas tienen una dependencia de la geometría del choque de proa que es determinada por el ángulo entre las líneas de campo y la dirección normal al choque,  $\theta_{Bn}$ . De ahí que se ha podido establecer, con relativa exactitud, las poblaciones de iones a las que están asociados cada tipo de ondas. [Eastwood et al. \(2005\)](#) sintetiza satisfactoriamente esta asociación: las distribuciones de IAC no están relacionadas con ondas FUB, las poblaciones difusas están asociadas con los shocklets y los paquetes de onda discretos y las distribuciones girotrópicas e intermedias se asocian a ondas de 30s.

Las ondas FUB se observan de manera común en la región oblicua ( $25^\circ < \theta_{Bn} < 50^\circ$ ) y cuasi-paralela del antechoque ( $\theta_{Bn} < 35^\circ$ ), donde no se observan IAC ([Meziane et al., 2011](#)). Sin embargo también es común que los IAC tengan asociadas ondas tipo *whistler* con frecuencias típicas de 1 Hz.

Así como los iones y electrones ocupan ciertas regiones del antechoque, las ondas FUB también lo hace y quedan confinadas a la región conocida como *antechoque de ondas FUB*, ver [Figura 23](#).

Los primeros trabajos en torno a la ubicación de la región poblada por ondas FUB fueron en realidad estudios de eventos aislados ([Greenstadt, 1972](#); [Greenstadt et al., 1970](#)) por lo que aunque

<sup>5</sup> Aunque la traducción del inglés es *choquecitos*, en la literatura suele usarse convencionalmente su nombre en inglés.

se hablaba de la existencia del antechoque de ondas, no se tenía la certeza de que fuera una región que se formara intrínsecamente. Los análisis estadísticos que siguieron, [Diodato et al. \(1976\)](#); [Diodato \(1976\)](#) y [Greenstadt y Baum \(1986\)](#), fueron concluyentes no solo respecto a la existencia de la región sino que además plantearon que estaba acotada por una frontera (*frontera del antechoque de ondas FUB*) de la cual también se reportó su ubicación.

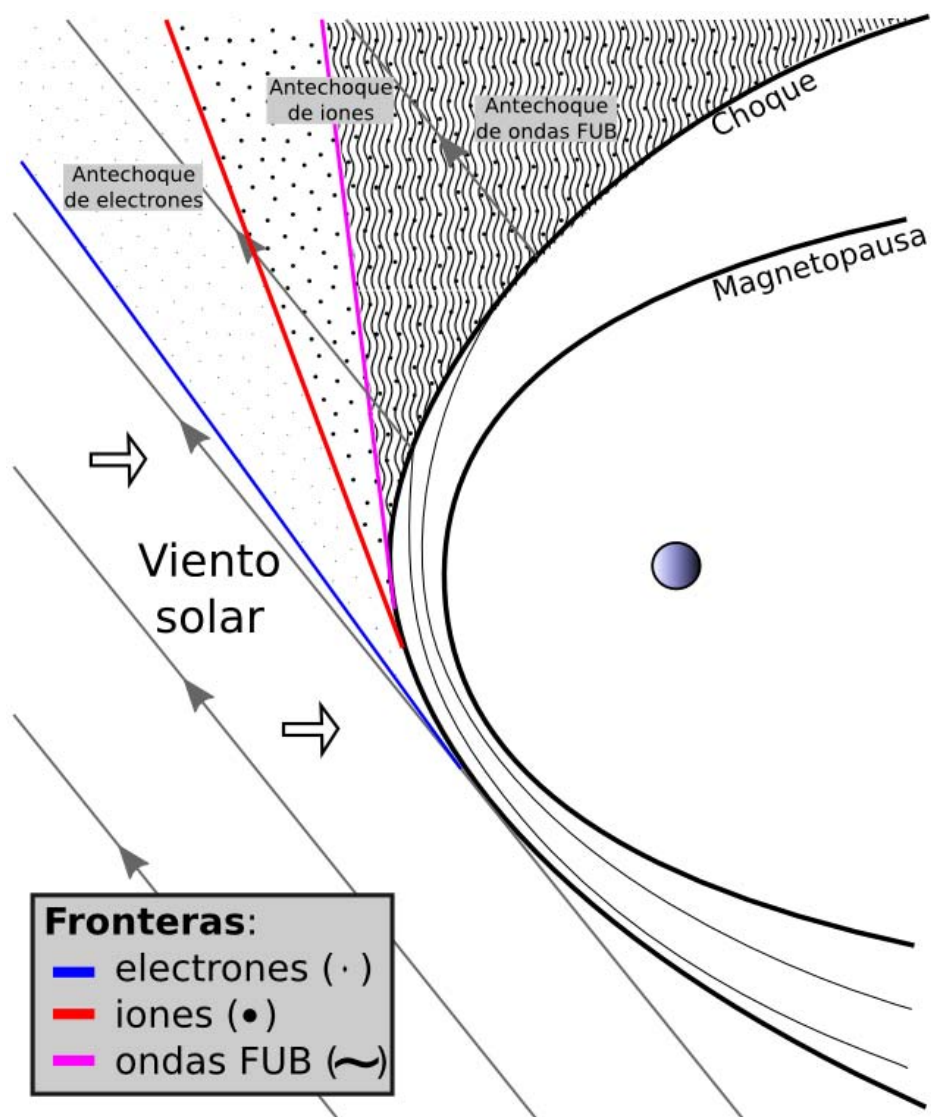


Figura 23: En este esquema se muestran las regiones al interior del antechoque terrestre que son ocupadas por electrones, iones y ondas de frecuencia ultra baja.

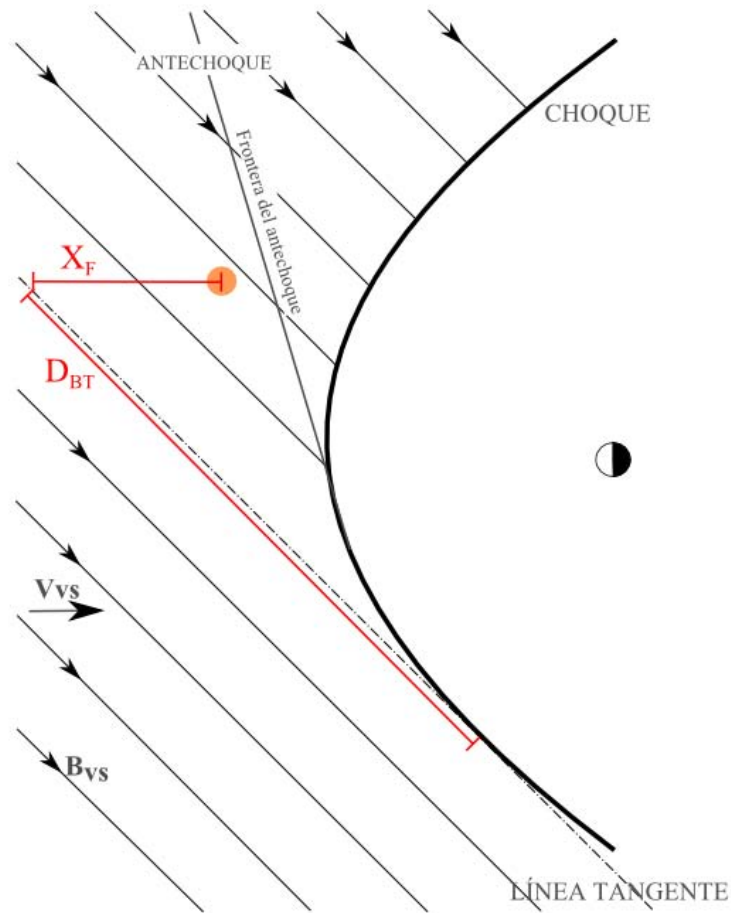


Figura 24: En el sistema de coordenadas del antechoque, la posición de un punto está determinada por las coordenadas  $X_F$  y  $D_{BT}$ . La primera es la distancia, en la dirección del flujo del viento solar, desde un punto río arriba de la línea tangente al punto en cuestión (evento).  $D_{BT}$  es la distancia desde ese punto río arriba hasta el punto de tangencia, medido a lo largo de la línea tangente.

Greenstadt y Baum (1986) definieron el *sistema de coordenadas solares del antechoque* mediante el cual se podía conocer la región de crecimiento de las ondas FUB y además, conocer la ubicación de cualquier punto o evento respecto a la frontera de ondas. En la [Figura 24](#) se muestra una sección transversal del choque en un plano que contiene el vector del CMI y el vector de velocidad del viento solar. En este plano, se define un punto por sus coordenadas  $X_F$  y  $D_{BT}$ , donde  $D_{BT}$  es la distancia a lo largo de la línea tangente al campo desde el punto de tangencia hasta un punto inmediatamente río arriba del evento. En tanto que  $X_F$  es la distancia, a lo largo de la dirección del flujo del VS, desde ese punto al evento. En virtud de que las partículas reflejadas regresan a lo largo de las líneas de campo y derivan a lo largo del mismo, entonces las trayectorias en el nuevo sistema son líneas rectas. Además, partículas de una cierta energía solo pueden alcanzar una determinada región por debajo de una frontera.

Le y Russell (1992) calcularon en base a observaciones de ISEE 1 y 2, que la frontera de ondas FUB se localiza a  $\theta_{Bn} \sim 50^\circ$ ; por lo que el antechoque de ondas FUB llena toda la región río arriba del choque que está magnéticamente conectada con él. Además los autores reportaron que la frontera quedaba muy bien delimitada para ángulos de cono mayores a  $45^\circ$ , no así para ángulos pequeños.

## 2.5 CONSIDERACIONES FINALES

La región frente al choque de proa es una zona donde coexisten ondas y partículas. La dinámica que le imprimen las poblaciones de partículas y ondas resulta muy compleja y aunque se han logrado grandes avances a partir del análisis de datos *in situ* aún hay incógnitas y debates por resolver. Es claro que si bien se pueden analizar por separado los iones y las ondas, al final todos los procesos involucrados están directamente relacionados pues no es posible dissociar estos componentes. Como se mencionó en este capítulo, es importante notar que los mecanismos de interacción entre las ondas y las partículas que se dan a pequeña escala (fenómenos de tipo cinético) terminan modificando la estructura macroscópica del plasma pudiendo observar ahora fenómenos de gran escala desde el punto de vista magnetohidrodinámico. La pregunta obligada es si es posible que los fenómenos de gran escala causen cambios en la estructura microscópica del plasma. La respuesta es afirmativa, se ha analizado por ejemplo cómo la interacción del choque de proa con discontinuidades interplanetarias perturba la distribución del viento solar originando mecanismos de respuesta puramente cinéticos que se manifiestan mediante ondas o bien, la respuesta del plasma se manifiesta como variaciones



en el campo y en la densidad del plasma. En este sentido se han reportado la existencia de distintas estructuras magnéticas, como las cavidades del antechoque (Billingham et al., 2008), que se forman como resultado de estos cambios en las propiedades del plasma.

Al ya de por sí complejo sistema choque-antechoque formado por partículas y ondas se suman las estructuras magnéticas. Así como al analizar las ondas del antechoque es necesario hablar de las partículas y viceversa, no es posible caracterizar las estructuras magnéticas del antechoque sin caracterizar las ondas y partículas que se encuentran en las vecindades de las estructuras. De aquí que al ser nuestra línea de investigación la caracterización de las estructuras magnéticas conocidas como *fronteras compresivas del antechoque*, resulte importante hacer una revisión de las partículas y ondas que pueblan el antechoque terrestre.

## Parte II

### FRONTERA COMPRESIVA DEL ANTECHOQUE TERRESTRE

El sistema choque de proa-antechoque es caracterizado por complejos procesos físicos de interacción entre las partículas y ondas que ahí cohabitan. Además de las partículas y ondas, existen estructuras magnéticas, como las cavidades o la frontera compresiva del antechoque, que diversifican mucho más la dinámica del acoplamiento entre el viento solar y la magnetosfera.



## FRONTERAS COMPRESIVAS DEL ANTECHOQUE TERRESTRE OBSERVADAS POR CLUSTER

---

El material presentado en este capítulo es una versión en español de los trabajos [Rojas-Castillo et al. \(2013b,a\)](#), publicados originalmente en inglés en las revistas *Journal of Geophysical Research - Space Physics* y *AIP Conference Proceedings*.

### 3.1 RESUMEN

Recientemente, en resultados de simulaciones globales híbridas<sup>1</sup> de la interacción del viento solar con la magnetósfera terrestre, se ha reportado la existencia de una nueva estructura a las orillas del antechoque llamada *Frontera Compresiva del Antechoque* (FCA) ([Omidí et al., 2009](#)). La FCA está asociada con una fuerte compresión de la magnitud del campo magnético y de la densidad, seguida de importantes decrementos en ambas propiedades. Esta estructura representa una región de transición que separa el plasma altamente perturbado del antechoque del plasma del viento solar. Las simulaciones híbridas han mostrado que la formación e intensidad de la FCA depende de la generación y evolución no-lineal de ondas de frecuencia ultra baja, que a su vez han sido producidas por la interacción de iones reflejados en el choque con el viento solar incidente. En este capítulo se presentan el análisis hecho a partir de datos de campo magnético y plasma de la misión espacial Cluster, con el objetivo de mostrar que la FCA existe y es frecuentemente observada en la región del antechoque. Se estudian las propiedades durante 36 cruces para diferentes geometrías del CMI y velocidades del viento solar. Los resultados aquí presentados revelan que las FCA se forman para diferentes condiciones del viento solar (ángulo de cono y velocidad) y que son estructuras altamente no-lineales con amplitudes  $\delta B/B_0$  y  $\delta n/n_0$  de cerca del 40% de los valores de campo magnético y densidad en el viento solar ambiente. Encontramos que la FCA en ocasiones es una región de transición entre el plasma del viento solar prístino y el plasma del antechoque; pero otras veces, separa una región de ondas de gran amplitud de regiones con ondas de alta frecuencia y baja amplitud. Los resultados de las distribuciones de iones muestran que en algunos casos la FCA puede

---

<sup>1</sup> En este tipo de simulaciones, los electrones se tratan como un fluido sin masa, mientras que a los iones se les analiza usando Teoría Cinética.

coincidir con la frontera de ondas FUB y en otros, con la *frontera de iones intermedios*. Los datos de Cluster también muestran que el flujo del viento solar es desacelerado y desviado cuando cruza la FCA

### 3.2 INTRODUCCIÓN

El antechoque es una región compleja permeada de partículas reflejadas en el choque (iones y electrones). Los iones rebotados se originan por la reflexión de una fracción del plasma del viento solar en el choque y algunos también son resultado del escape de iones de la magnetósfera, (Fuselier et al., 1986; Gosling et al., 1978; Greenstadt et al., 1980; Paschmann et al., 1979). También están presentes los electrones reflejados: aquellos asociados al choque y los provenientes de la magnetósfera (Fitzenreiter, 1995). Dentro del antechoque los haces de iones y las ondas coexisten (Hoppe et al., 1981; Paschmann et al., 1981), estas últimas originadas de diversas inestabilidades de los haces de iones que pueden crecer en esta región (ver por ejemplo Blanco-Cano y Schwartz, 1997).

Tanto el choque de proa como el antechoque son regiones de transición entre diferentes estados del plasma y, como se había visto en la Sección 2.1, la mayoría de sus características varían con el ángulo  $\theta_{Bn}$ . Dentro del antechoque, los antechoques de iones (Fuselier, 1994, 1995) y electrones (Fairfield, 1974) quedan delimitados por la frontera del antechoque de iones y la frontera del antechoque de electrones.

Simulaciones globales híbridas (Sibeck et al., 2008; Omidi et al., 2009) han mostrado recientemente la existencia de una nueva estructura a las orillas del antechoque, caracterizada por un perfil fuertemente compresivo llamada *Frontera Compresiva del Antechoque*. El panel (a) de la Figura 25 muestra la magnitud de campo magnético de una simulación global híbrida 2.5-D (2 dimensiones espaciales y 3 en corrientes y campos electromagnéticos) para una corrida de 100 periodos de giro de protón. Es notorio que a este tiempo el choque de proa aún no ha alcanzado el equilibrio. La figura muestra el plano  $xy$ , donde  $x$  apunta en dirección anti-Sol a lo largo de la línea Sol-Tierra. El viento solar es continuamente inyectado en la caja de la simulación desde la frontera izquierda a lo largo de la dirección  $x$ , mientras que las otras tres fronteras permanecen abiertas. Una frontera reflectora circular (círculo negro en la figura) es usado como un obstáculo para el flujo del viento solar, para así formar el choque de proa y el antechoque. El CMI y la velocidad de bulbo del viento solar apunta radialmente a lo largo de la dirección positiva de  $x$  y el número de Mach alfvénico

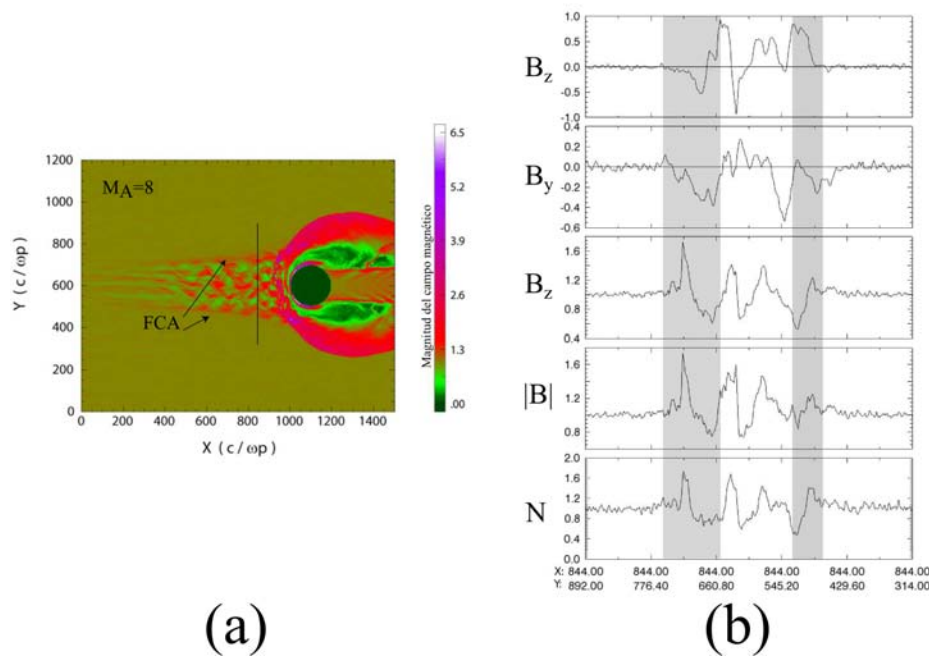


Figura 25: (a) Gráfica del campo magnético total de una simulación híbrida global para un CMI radial. Para esta configuración del CMI, la FCA se forma a ambos lados del antechoque. (b) Componentes de campo y densidad de la trayectoria (línea negra vertical) en (a). Adaptada de [Omidi et al. \(2009\)](#)

co del viento solar fue 8. Para más detalles de las simulaciones referidas, puede consultarse el trabajo de [Omidi et al. \(2009\)](#).

Las flechas en la [Figura 25](#) indican dos FCA rodeando la región del antechoque. En el panel (b) de la figura, se muestra las componentes y magnitud total del campo magnético, y la densidad para la trayectoria correspondiente a la línea vertical en el panel (a). Las regiones sombreadas indican las FCA.

El panel (a) de la [Figura 25](#) muestra a una gráfica del campo magnético total de una simulación híbrida global para un CMI radial y un flujo de viento solar con  $M_A = 8$ . Para esta configuración del CMI la FCA se forma a ambos lados del antechoque y delimita el plasma del antechoque del plasma prístino del viento solar. El panel (b) corresponde a un corte vertical para la simulación donde se muestran las componentes del campo  $B_z$ ,  $B_y$  and  $B_x$ , el campo total  $|B|$  y la densidad. Los incrementos en campo y densidad están correlacionados, lo que indica que la FCA está en un modo magnetosónico rápido. Las coordenadas en el eje horizontal de la gráfica indican los puntos de inicio y fin de la trayectoria considerada, la cual es la mostrada como una línea sólida negra en la gráfica de intensidad de color.

De acuerdo a las simulaciones de [Omidi et al. \(2009\)](#), la FCA puede separar el viento solar prístino del plasma del antechoque (como en la [Figura 25](#)), o bien puede quedar dentro del antechoque de iones, en cuyo caso separa el plasma altamente perturbado del antechoque del plasma con ondas de gran amplitud del plasma menos perturbado con oscilaciones de alta frecuencia y baja amplitud. Las FCA están asociadas con la compresión del campo magnético y la densidad, seguida de decrementos en ambos parámetros. Los resultados numéricos muestran que el origen e intensidad de las FCA puede atribuirse a la generación y evolución no-lineal de ondas FUB derivadas de la interacción en el antechoque del viento solar con los iones reflejados.

Los resultados iniciales de la simulación mostraban la formación de la FCA considerando un CMI estacionario sin discontinuidades ([Omidi et al., 2009](#)). Sin embargo, [Omidi et al. \(2013\)](#) han demostrado que las FCA pueden formarse también para configuraciones no-estacionarias del campo magnético cuando una discontinuidad rotacional existe. De hecho, aún bajo condiciones estacionarias del CMI, las FCA no son estructuras en estado estacionario y tanto el plasma como los parámetros del CMI cambian a través de ellas. Y aún más, la dirección del campo magnético cambia considerablemente en el antechoque perturbado debido a la presencia de ondas FUB lo que provoca que el ángulo de cono cambie a través de la FCA aún cuando no existan discontinuidades en el viento solar.

Como puede observarse en el panel (b) de la [Figura 25](#) el campo magnético rota dentro de la frontera en respuesta a los cambios del plasma y el campo en el antechoque. Dado que entonces las FCA pueden formarse para condiciones estacionarias y no-estacionarias del CMI, resulta desafiante saber si hay una discontinuidad en el viento solar asociada a las FCA observadas.

A lo largo del estudio del antechoque, se han identificado históricamente otras dos fronteras: la frontera de ondas FUB (que definimos en la [Sección 2.4](#)) y la *frontera de iones intermedios*. De acuerdo a [Greenstadt y Baum \(1986\)](#) la frontera de ondas FUB separa regiones sin perturbaciones (o muy pequeñas) del CMI de regiones donde se detectan ondas FUB. En la literatura esta frontera no ha sido definida ni identificada en términos de perfiles compresivos del campo magnético y la densidad, como las asociadas a las FCA. En un trabajo posterior, [Le et al. \(1992\)](#) reportó que las ondas FUB solamente se observan para la región del antechoque donde  $\theta_{Bn} \leq 50^\circ$ . Por otro lado, la llamada frontera de iones intermedios fue encontrada al analizar las distribuciones de iones en el antechoque con datos de la misión Cluster ([Meziane et al., 2005, 2004b,a](#)). Esta frontera separa dos poblaciones de iones distintas:

los IAC y los iones giratorios; además coincide con la frontera del antechoque de ondas FUB para ángulos de cono cercanos a  $45^\circ$ .

Es posible que exista una relación entre las FCA y las fronteras internas del antechoque. Para el estudio del antechoque, es de interés saber si las diferentes fronteras están relacionadas.

Muchos trabajos previos han reportado los cambios que el CMI y el plasma del viento solar sufren en el antechoque. Estos cambios fueron primero observados como una desviación y desaceleración del plasma del viento solar y los iones difusos (Bonifazi et al., 1980b,a, 1983). En el trabajo de Wibberenz et al. (1985) se menciona que a las orillas del antechoque, la magnitud del campo magnético muestra aumentos seguidos de decrementos ya dentro del choque. El mismo resultado fue encontrado en las simulaciones de Skadron et al. (1986).

Incrementos similares del campo y densidad fueron reportados por Sibeck et al. (2001, 2002) justo a las orillas (fuera) de las cavidades del antechoque. Las cavidades fueron primero interpretadas como resultado de la interacción del viento solar con los iones reflejados en el choque, cuando un conjunto de líneas de campo magnético se conectaban con la región del choque cuasi-paralelo (Wibberenz et al., 1985; Sibeck et al., 2002; Schwartz et al., 2006). En estudios posteriores, las cavidades también han sido explicadas como encuentros transitorios con la FCA (Sibeck et al., 2008; Omidí et al., 2013).

Las cavidades del antechoque pueden observarse como estructuras aisladas o como decrementos cerca de las orillas del antechoque. Es posibles que estén relacionadas con las FCA. Recientemente, simulaciones de Omidí et al. (2013) han mostrado que las FCA pueden ser las orillas que delimitan las cavidades del antechoque.

En este estudio se usan datos de campo magnético y plasma de la misión Cluster para mostrar que la FCA existe y es frecuentemente observada en la región del antechoque. El estudio que a continuación se describirá está estructurado así: en la Sección 3.3 se presentan las observaciones de la nave Cluster-1. En la Subsección 3.3.1 se describen brevemente los datos y criterios de selección usados para los eventos aquí reportados, también se presentan cuatro estudios de caso de FCA observadas por Cluster-1. En la Sección 3.4 se reportan propiedades estadísticas (tiempo de cruce, amplitud y orientación) para una muestra de 36 FCA observadas por Cluster-1 durante diferentes geometrías del CMI y velocidades del viento solar. La discusión de los resultados se presenta en la Sección 3.5 y finalmente las conclusiones son descritas en la Sección 3.6.



### 3.3 DATOS Y CRITERIOS DE SELECCIÓN

En el presente estudio se analizan 18 días entre los años 2001–2005 durante los cuales la nave Cluster-1 cruzó el antechoque. La selección de estos días fue hecha en base a cruces reportados en la literatura. Se usan datos de campo magnético del magnetómetro *FMG*<sup>2</sup> a bordo de la nave. Los datos de campo usados tienen resolución de 5 vectores por segundo y 1 vector cada 4 segundos (que corresponde al tiempo de un giro de la nave) (Balogh et al., 2001). Para los momentos del plasma y los espectros de energía de las partículas, se usaron datos obtenidos del instrumento de plasma llamado *HIA*<sup>3</sup> a bordo del espectrómetro de iones *CIS*<sup>4</sup> (Rème et al., 2001). El instrumento *HIA* proporciona las distribuciones completas tridimensionales de los iones y los momentos del plasma en el rango de energías entre 5 eV y 32 keV con una resolución temporal de 4 segundos. También se usaron datos con resolución de giro del instrumento *RAPID*<sup>5</sup>, que mide flujos de iones tridimensionales en el rango de energías por encima de  $\sim 30$  keV, (Wilken et al., 2001). El lector interesado en una descripción de la misión Cluster puede consultar Escoubet et al. (1997, 2001) y las referencias ahí incluidas..

En el estudio de Omidi et al. (2009) las FCA fueron identificadas como estructuras con incrementos en el campo magnético y la densidad, seguidos de depresiones en ambos parámetros en regiones de transición entre dos regímenes de plasma (o magnéticos) con diferentes propiedades. En este estudio se usan los mismos criterios para identificar las FCA en datos de Cluster-1. Los dos regímenes en cuestión pueden ser identificados al inspeccionar las propiedades del plasma y el campo magnético (magnitud y componentes). En particular, las ondas observadas en las dos regiones (viento solar y antechoque) son muy diferentes. Mientras que en el plasma del antechoque se observan ondas FUB compresivas y de gran amplitud, en la región del viento solar prístino no hay ondas FUB (aunque en ocasiones se pueden observar ondas de alta frecuencia y amplitud pequeña). Los iones supertérmicos también proporcionan información sobre el régimen de plasma. Para el viento solar prístino no se observa un amplio espectro de iones supertérmicos, mientras que flujos continuos de estos se observan en el antechoque. Además, solo se toman en cuenta aquellos eventos que satisfagan simultáneamente las condiciones  $\delta B/B_{vs}, \delta n/n_{vs} \geq 0.08$ .

2 Las siglas corresponden a su nombre en inglés: *Flux Gate Magnetometer*

3 Las siglas corresponden a su nombre en inglés: *Hot Ion Analyzer*

4 Las siglas corresponden a su nombre en inglés: *Cluster Ion Spectrometer*

5 Las siglas corresponden a su nombre en inglés: *Adaptive Particle Imaging Detectors*

| FECHA<br>(dd/mm/aa) | HORA (TU)<br>(hh:mm:ss) | $t_c$<br>[s] | $V_{vs}$<br>[km/s] | $\theta_{BV}(vs)$<br>[°] | $\theta_{BV}(AC)$<br>[°] | $\frac{\delta B}{B_{vs}}$<br>- | $\frac{\delta n}{n_{vs}}$<br>- | $\frac{\delta V}{V_{vs}}$<br>- | $M_A$<br>-  |
|---------------------|-------------------------|--------------|--------------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|-------------|
| 02/02/01            | 22:32:22                | 58           | 358                | 51                       | 50                       | 0.37                           | 0.27                           | 0.04                           | 10.0        |
| 02/02/01            | 22:47:00                | 59           | 359                | 61                       | 49                       | 0.93                           | 0.93                           | 0.11                           | 9.3         |
| 02/02/01            | 22:57:15                | 31           | 360                | 61                       | 50                       | 0.50                           | 0.32                           | 0.07                           | 10.0        |
| 15/02/01            | 00:15:15                | 48           | 565                | 52                       | 32                       | 0.48                           | 0.57                           | 0.11                           | 5.7         |
| 15/02/01            | 00:37:03                | 29           | 578                | 76                       | 54                       | 0.29                           | 0.41                           | 0.08                           | 5.1         |
| 11/02/02            | 10:35:13                | 27           | 483                | 81                       | 62                       | 0.14                           | 0.18                           | 0.13                           | 5.9         |
| 11/02/02            | 16:12:26                | 37           | 583                | 76                       | 46                       | 0.21                           | 0.45                           | 0.13                           | 6.0         |
| <b>11/02/02</b>     | <b>20:41:40</b>         | <b>60</b>    | <b>526</b>         | <b>33</b>                | <b>28</b>                | <b>0.37</b>                    | <b>0.40</b>                    | <b>0.05</b>                    | <b>6.1</b>  |
| 11/02/02            | 23:03:05                | 100          | 555                | 66                       | 29                       | 0.21                           | 0.36                           | 0.08                           | 6.6         |
| 12/02/02            | 04:20:35                | 89           | 551                | 78                       | 25                       | 0.23                           | 0.34                           | 0.09                           | 8.1         |
| 12/02/02            | 06:19:15                | 150          | 530                | 76                       | 24                       | 0.37                           | 0.33                           | 0.04                           | 9.5         |
| <b>12/02/02</b>     | <b>06:43:19</b>         | <b>86</b>    | <b>508</b>         | <b>33</b>                | <b>31</b>                | <b>0.08</b>                    | <b>0.13</b>                    | <b>0.02</b>                    | <b>7.1</b>  |
| 12/02/02            | 09:37:12                | 43           | 507                | 67                       | 41                       | 0.46                           | 0.56                           | 0.06                           | 7.8         |
| 12/02/02            | 11:18:20                | 23           | 486                | 61                       | 57                       | 0.24                           | 0.18                           | 0.02                           | 6.5         |
| 12/02/02            | 15:48:10                | 44           | 509                | 64                       | 40                       | 0.66                           | 0.58                           | 0.10                           | 7.3         |
| 13/02/02            | 15:33:14                | 18           | 507                | 82                       | 66                       | 0.60                           | 0.73                           | 0.09                           | 8.5         |
| 13/02/02            | 15:49:46                | 20           | 523                | 82                       | 58                       | 0.11                           | 0.21                           | 0.04                           | 8.0         |
| 13/02/02            | 16:11:26                | 32           | 510                | 81                       | 56                       | 0.14                           | 0.11                           | 0.15                           | 8.2         |
| 13/02/02            | 21:29:40                | 95           | 475                | 39                       | 26                       | 0.24                           | 0.20                           | 0.09                           | 7.1         |
| 18/02/02            | 09:04:26                | 87           | 367                | 51                       | 45                       | 0.52                           | 0.48                           | 0.10                           | 5.1         |
| 18/02/02            | 10:33:32                | 101          | 365                | 49                       | 38                       | 0.64                           | 0.30                           | 0.09                           | 7.2         |
| 20/02/02            | 17:52:18                | 24           | 461                | 69                       | 36                       | 0.77                           | 0.45                           | 0.13                           | 7.2         |
| <b>21/02/02</b>     | <b>21:14:57</b>         | <b>48</b>    | <b>428</b>         | <b>57</b>                | <b>21</b>                | <b>0.44</b>                    | <b>0.42</b>                    | <b>0.19</b>                    | <b>5.1</b>  |
| <b>27/03/02</b>     | <b>07:25:33</b>         | <b>70</b>    | <b>454</b>         | <b>61</b>                | <b>45</b>                | <b>0.70</b>                    | <b>0.51</b>                    | <b>0.11</b>                    | <b>11.1</b> |
| 01/03/03            | 10:34:00                | 61           | 426                | 74                       | 49                       | 0.35                           | 0.37                           | 0.09                           | 7.6         |
| 02/03/03            | 14:51:00                | 50           | 414                | 69                       | 30                       | 0.11                           | 0.11                           | 0.10                           | 6.0         |
| 13/03/03            | 06:10:26                | 22           | 463                | 49                       | 41                       | 0.25                           | 0.12                           | 0.10                           | 4.0         |
| 13/03/03            | 09:50:43                | 64           | 448                | 63                       | 33                       | 0.24                           | 0.35                           | 0.10                           | 5.9         |
| 13/03/03            | 19:17:42                | 79           | 477                | 50                       | 30                       | 0.11                           | 0.11                           | 0.07                           | 6.3         |
| 01/03/05            | 06:26:35                | 14           | 634                | 62                       | 38                       | 0.24                           | 0.08                           | 0.02                           | 9.4         |
| 01/03/05            | 06:46:27                | 73           | 630                | 57                       | 38                       | 0.77                           | 0.83                           | 0.06                           | 9.1         |
| 01/03/05            | 08:49:11                | 29           | 656                | 58                       | 52                       | 0.50                           | 0.48                           | 0.22                           | 7.7         |
| 02/03/05            | 08:41:44                | 25           | 628                | 57                       | 43                       | 0.39                           | 0.29                           | 0.06                           | 9.0         |
| 02/03/05            | 10:31:03                | 84           | 653                | 66                       | 50                       | 0.91                           | 0.68                           | 0.28                           | 10.4        |
| 02/03/05            | 10:56:59                | 57           | 641                | 58                       | 40                       | 0.99                           | 0.96                           | 0.16                           | 11.2        |
| 02/03/05            | 12:14:16                | 42           | 603                | 42                       | 43                       | 0.44                           | 0.30                           | 0.21                           | 11.6        |

Tabla 3: Lista de FCA observadas por Cluster-1 donde se indica la fecha y hora de observación (primera y segunda columna), así como otros parámetros calculados para cada evento. Estos son: tiempo de cruce, velocidad del viento solar, ángulo de cono en la región del viento solar (VS) y dentro del antechoque (AC); amplitudes de campo, densidad, velocidad y número de Mach alfvénico. Los renglones resaltados en negritas corresponden a los casos presentados en el capítulo.

En el estudio de [Greenstadt y Baum \(1986\)](#) se requiere que los cruces de la frontera del antechoque de ondas FUB ocurran en ausencia de rotaciones o saltos bruscos del campo magnético promedio. Sin embargo, como se mostró en las simulaciones de la [Figura 25](#) puede haber una rotación del campo en la FCA. Así que no se restringen los eventos de este estudio a casos sin rotación del CMI. Lo que es más, mientras que los resultados de [Omidi et al. \(2009\)](#) son para un CMI estacionario, simulaciones más recientes ([Omidi et al., 2013](#)) muestran que las FCA también se pueden formar cuando el CMI promedio cambia debido a la presencia de una discontinuidad rotacional.

Usando estos criterios, se encontraron 36 eventos en los 14 de los 18 días analizados. En la [Tabla 3](#) se reportan las fechas y horas de observación para cada FCA. Además el tiempo de cruce, velocidad del viento solar, ángulo de cono en la región del viento solar y dentro del antechoque; así como las amplitudes de campo, densidad, velocidad y el número de Mach alfvénico. De esta lista se presentan a detalle cuatro de estos eventos.

### 3.3.1 Estudios de caso

En este apartado se presenta el análisis de cuatro FCA observadas por Cluster-1 bajo diferentes condiciones del viento solar.

#### *Caso 1: 21 de Febrero de 2002*

La [Figura 26](#) muestra una FCA observada el 21 de Febrero del 2002 a las 21:14:57 horas del tiempo universal (TU). Los paneles mostrados son, de arriba a abajo: densidad de partículas por centímetro cúbico ( $\text{cm}^{-3}$ ), magnitud del campo y sus componentes en nanoTeslas (nT), velocidad de bulto del flujo  $|V|$  en kilómetros por segundo (km/s), componentes de la velocidad del viento solar  $V_x$ ,  $V_y$  (línea negra) y  $V_z$  (línea roja) en (km/s), temperatura de los iones paralela en millones de grados Kelvin (MK), la presión total (térmica del viento solar más magnética) en nanoPascuales (nPa), ángulo de cono  $\theta_{BV}$  en grados. Los tres paneles inferiores corresponden a los espectros de energía omnidireccionales de los iones medidos por el sector de alta sensibilidad (HS)<sup>6</sup> del instrumento CIS en electrón-Volts (eV), espectro de energías de iones medido por el sector de baja sensibilidad (LS)<sup>7</sup> en (eV) y el flujo omnidireccional de protones medido por RAPID en  $\text{s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{keV}^{-1}$ .

En los dos paneles superiores de la [Figura 26](#) la FCA (región sombreada) es claramente observada como una región que delimita el

<sup>6</sup> Por sus nombre en inglés *High Sensitivity*

<sup>7</sup> Por sus nombre en inglés *Low Sensitivity*

plasma del antechoque del plasma del viento solar prístino. Los datos muestran el perfil compresivo de la FCA en la densidad y el campo a aproximadamente las 21:15:16 TU, seguido de decrementos de ambos parámetros a las ~21:15:20 TU. Al tiempo de la FCA, la nave se encontraba río arriba del choque, al sur de la región del mediodía en las coordenadas (16.67, 0.20, -5.58)  $R_E$  en el sistema GSE. El instrumento CIS operó en un modo de viento solar denominado SW-C2. Río arriba de la FCA, la velocidad promedio del viento solar era de 428 km/s y no mostró grandes perturbaciones. La intensidad promedio del campo magnético calculada para esta región fue de 9.5 nT y el número de Mach alfvénico,  $M_A = V_{vs}/V_A$ , fue 5.1.

La FCA comienza como una región muy compresiva (21:14:57 TU) seguida de una fuerte depresión. Para delimitar la FCA se consideran dos orillas o bordes de la estructura: una orilla da a la región del viento solar y la otra da al antechoque. La primera corresponde al punto donde el campo y la densidad comienzan a ser comprimidos, mientras que la segunda orilla marca el momento en el que el campo y la densidad alcanzan valores similares a los valores promedios del plasma del antechoque (correspondiente a 21:15:45 TU). Se calculan los valores promedios del campo magnético y la densidad a ambos lados de la FCA durante intervalos de al menos 5 minutos que precedan/sigan las FCA. El tiempo que le llevó a la nave cruzar la estructura fue de 48 segundos.

Dentro de la FCA la densidad primero disminuyó en un 42 % con respecto al valor ambiente río arriba y alcanzó un valor máximo de  $8.9 \text{ cm}^{-3}$ , luego disminuyó a  $1.05 \text{ cm}^{-3}$  en la depresión de la FCA. El campo magnético total se incrementó en un 44 % sobre el valor en el viento solar y la caída en el perfil del campo magnético total representa un decremento del 82 % por debajo del valor en el viento solar ambiente. La componente del campo magnético  $B_y$  cambia su valor de -13.5 nT en la región del viento solar a 6.3 nT en el antechoque. Al interior del antechoque las componentes  $B_y$  y  $B_z$  oscilan entre -5 nT y 5 nT. La componente  $B_x$  cambia a través del frontera de 4 nT a 8.5 nT.

La magnitud de la velocidad dentro del antechoque (antes de las 21:14:30 TU) decreció un 7 % con respecto a la velocidad del viento solar (después de las 21:16:00 TU). La presión total (térmica más magnética) exhibe un comportamiento similar al del campo magnético. La configuración del CMI cambia de  $\theta_{BV} = 57^\circ$  a  $\theta_{BV} = 21^\circ$  dentro del antechoque.

El espectro omnidireccional de energía de los iones medido por HIA-HS, muestra principalmente dos poblaciones de iones, una con un rango de energías de 400 eV a 1 keV que corresponde al haz del viento solar, y otra población con energías de 2 keV a 30

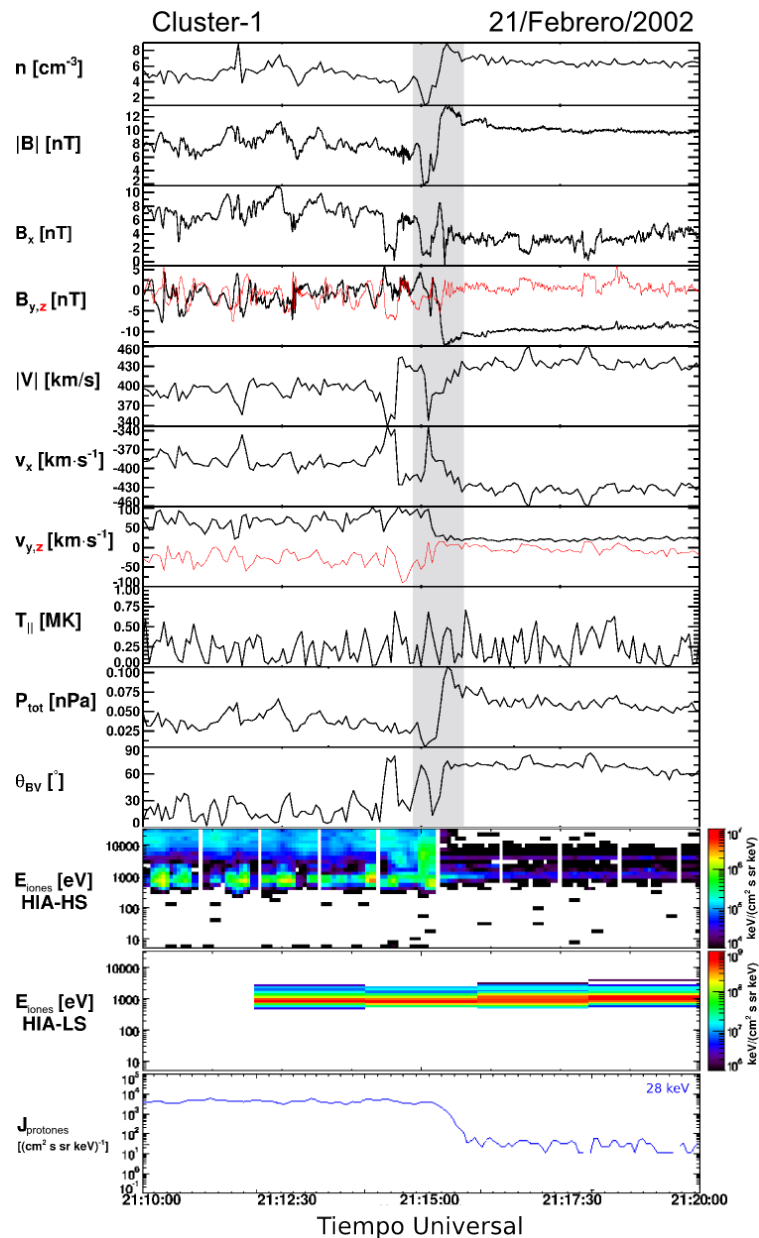


Figura 26: Esta figura ilustra una FCA observada por Cluster-1 a las  $\sim 21:14:57$  TU el 21 de Febrero del 2002. El evento está indicado por la región sombreada. Los paneles son, de arriba a abajo: densidad, magnitud del campo magnético y sus componentes  $B_x$ ,  $B_y$  (línea negra) y  $B_z$  (línea roja), velocidad de bulto del flujo  $|V|$  y sus componentes  $V_x$ ,  $V_y$  (línea negra) y  $V_z$  (línea roja), temperatura paralela de los iones, presión total (térmica más magnética), ángulo de cono  $\theta_{BV}$ , espectro omnidireccional de energía de los iones del HIS-HS (eV), espectro omnidireccional de energía de los iones del HIS-LS (eV), y finalmente flujo omnidireccional de protones. La velocidad del viento solar fue aproximadamente 5 veces la velocidad de Alfvén  $V_{vs}/V_A = 5.1$ ,  $V_{vs} = 428$  km/s y  $\theta_{BV} = 57^\circ$ .

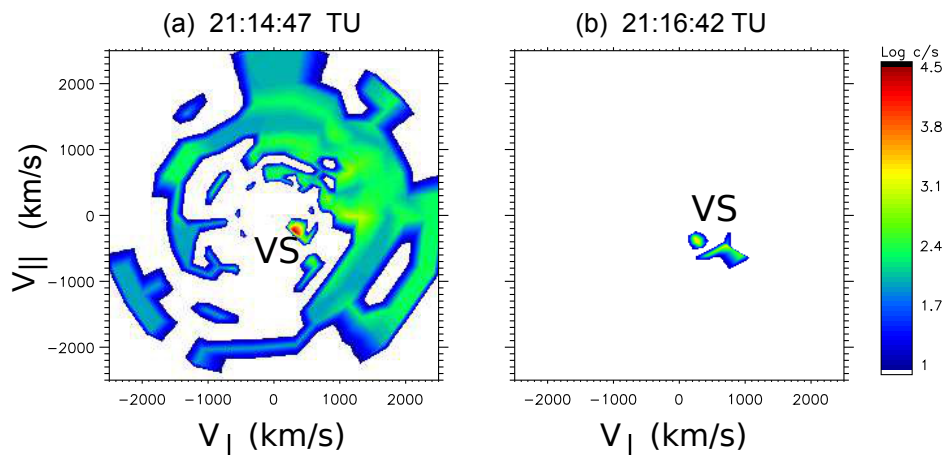


Figura 27: Distribuciones de partículas para (a) región río arriba de la FCA (21:14:49 TU) que muestra el haz del viento solar más algunos iones supertérmicos. La distribución en (b), medido río abajo de la FCA (21:16:42 TU), muestra la distribución del viento solar. Los ejes  $x$  y  $y$  corresponden a las componentes perpendicular ( $V_{\perp}$ ) y paralela ( $V_{\parallel}$ ) de la velocidad de bulto.

keV que corresponde a una población supertérmica. El espectro muestra que dentro de la FCA, algunos segundos después de las 21:15:00 TU, hay una disminución abrupta de iones supertérmicos. La distribución del viento solar medida por el sector HIS-LS muestra este haz centrado a una energía de aproximadamente 1 keV.

El análisis de las distribuciones de iones revela una población difusa dentro del antechoque (21:10:00 a ~21:15:00 TU), ver panel (a) de la [Figura 27](#), mientras que río arriba de la FCA no hay iones supertérmicos acompañando la distribución del haz del viento solar, panel (b) de [Figura 27](#).

El flujo de protones medido por RAPID disminuye a través de la FCA de valores  $4 \times 10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ keV}^{-1}$  dentro del antechoque a flujos de  $30 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ keV}^{-1}$  fuera de esta región. Finalmente, es posible notar que al interior del antechoque el campo magnético muestra ondas con formas irregulares.

#### Caso 2: 12 de Febrero de 2002

La [Figura 28](#) muestra otra frontera compresiva del antechoque que fue observada el 12 de Febrero de 2002 a las 06:43:19 TU. La nave se encontraba en  $(17.30, 3.77, -4.40) R_E$ , es decir, Cluster-1 se hallaba río arriba del choque al sur de la región después del mediodía. La velocidad del viento solar fue mayor que en el caso pasado  $V_{vs} = 508 \text{ km/s}$ . El  $M_A$  fue 7.1 y el CMI promedio fue  $7.3 \text{ nT}$ . La

firma de este evento en el perfil del campo magnético está mejor definida que en la densidad. De la [Figura 28](#) es posible ver que esta FCA no está separando viento solar prístino del plasma del antechoque, sino que más bien está separando regiones con diferentes tipos de ondas.

Cuando se comparan las propiedades del viento solar y el CMI antes y después del intervalo de plasma altamente perturbado del antechoque (esto es entre las 06:40:30 TU y 06:43:00 TU), resultan permanecer prácticamente sin cambios. Lo mismo ocurre con el ángulo de cono,  $\theta_{BV}$  que adquiere valores de  $31^\circ$  y  $33^\circ$  antes y después del antechoque, respectivamente. Es decir, el cambio del ángulo de cono es de solo  $2^\circ$  lo que indica que el CMI casi no rota lo que sugiere que no existe una discontinuidad en el viento solar previo a su encuentro con la nave. Las posiciones de las otras naves de Cluster no fueron adecuadas como para comprobar esto, así que se usaron datos de las naves *ACE*<sup>8</sup>, *Geotail* y *Wind* para revisar si existía o no una discontinuidad en el viento solar. Estas naves se encuentran en el *punto de Lagrange L1* (punto de equilibrio gravitacional entre el Sol y la Tierra y sus alrededores), lo que los hace unos muy buenos monitores del viento solar. Desafortunadamente, el nuevo análisis tampoco fue concluyente, nuevamente, debido a las inapropiadas posiciones de las naves.

Dentro de la FCA se observan rotaciones moderadas de sus componentes ( $B_x$ ) debidas a la presencia de ondas en el antechoque. Esta FCA es útil para mostrar que aun cuando el CMI no tiene una rotación (o es muy pequeña), se puede formar la FCA y además es posible observar rotaciones del campo dentro de la estructura (de manera similar a las mostradas en el panel (b) de la [Figura 25](#).

Esta frontera fue observada durante 86 s y las amplitudes relativas de campo y densidad en la orilla río arriba de la estructura (06:43:19 TU) son  $\delta B/B_{vs} = 0.08$  y  $\delta n/n_{vs} = 0.13$ . Después los parámetros decrecen en 37% y 15%, respectivamente, en relación a los valores en el viento solar. Mientras que el cambio de la velocidad a través de la FCA fue de solo un 2%. El espectrograma de energía del sector LS muestra de manera parcial (pues hay falta de datos) un haz centrado alrededor de 1.5 keV después de las ~06:40:00 TU que corresponde con la distribución del viento solar. Antes de esta hora no hay datos disponibles. Dentro del antechoque hay presencia de iones supertérmicos con energías de entre 1 keV y ~20 keV.

La [Figura 29](#) muestra dos distribuciones de iones medidas por el instrumento CIS a las 06:42:25 TU y 06:46:27 TU. Las distribuciones están graficadas en el espacio de velocidades donde el eje *y* apunta a lo largo de la dirección de la componente de la veloci-

8 Por sus siglas en inglés, *Advanced Composition Explorer*

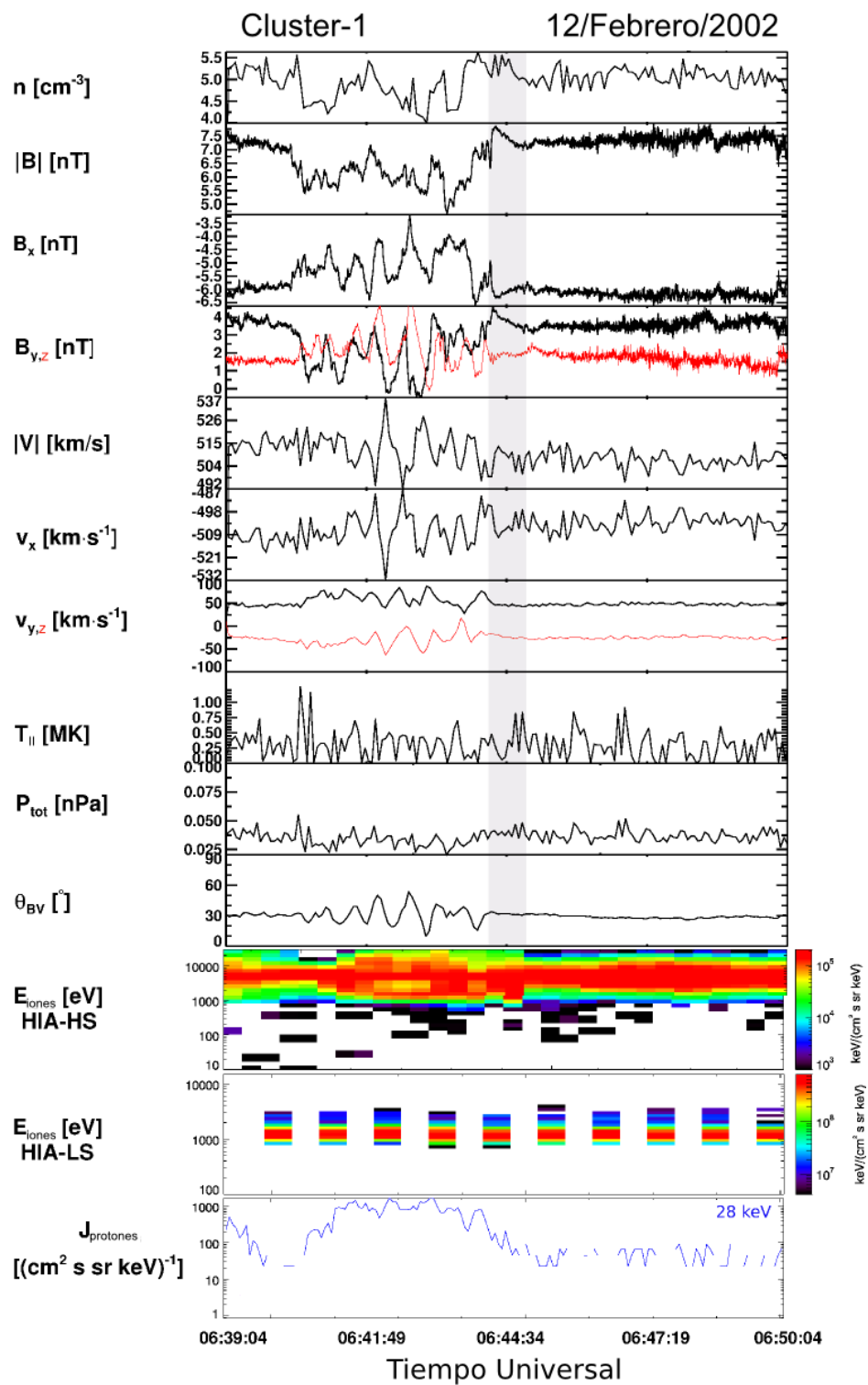


Figura 28: FCA observada por Cluster-1 el 12 de Febrero de 2002 cuando el CMI tenía un ángulo de cono  $\theta_{VB} = 33^\circ$  y la velocidad el viento solar era  $V_{vs} = 508$  km/s. Este evento se formó para un número de Mach alfvénico de 7.1.



dad paralela al campo magnético; mientras que el *eje x* apunta a lo largo de la dirección perpendicular al campo. La primera distribución (izquierda en Figura 29) fue medida río abajo de la FCA y muestra una población de iones giratorios. Río arriba de la FCA, a las 06:46:27 TU (derecha en Figura 29), además de la población giratoria se observa el haz del viento solar. Esto es, la frontera está separando una región con IAC de una región con iones giratorios. Consecuentemente, la FCA observada en este caso coincide con la frontera de iones intermedios. Debe notarse que a diferencia de la frontera intermedia (Meziane et al., 2004b), la FCA está asociada -por definición- a una firma fuertemente compresiva en el campo magnético y la densidad.

Tomando en cuenta los espectrogramas de energía y las distribuciones de energía es posible afirmar que en este caso la FCA coincide con la frontera de iones intermedios. Esto, más el hecho de que existen ondas de alta frecuencia y baja amplitud río arriba de la FCA, indican que esta frontera compresiva se formó río abajo de la frontera de iones.

El flujo de protones dentro de la FCA medidos por RAPID, se incrementó en el canal de 28 keV y permanece a ese nivel dentro del antechoque.

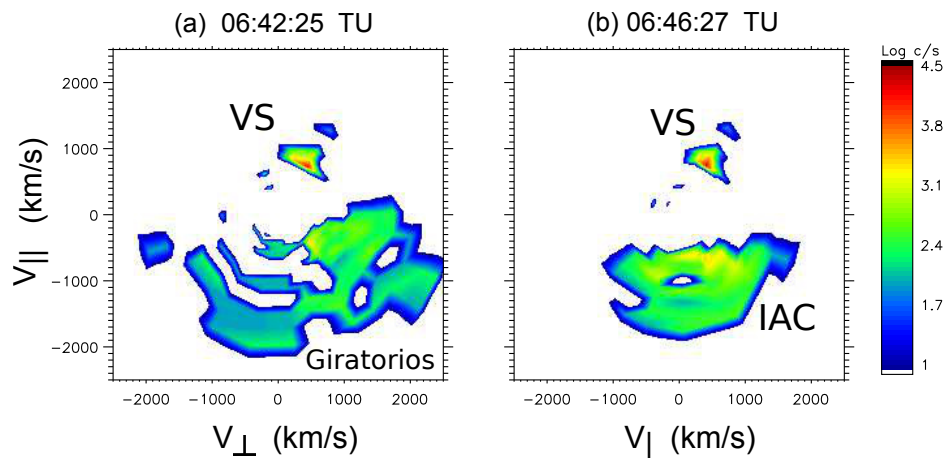


Figura 29: Distribuciones de iones en el espacio de velocidades medido por el instrumento CIS dentro del antechoque a las 06:42:17 TU (izquierda) y río arriba de la FCA a las 06:46:27 TU (derecha).

En la región del antechoque (06:41:00 TU a 06:43:00 TU) los paneles de campo magnético muestran ondas de gran amplitud (panel (a) de Figura 30). Dichas amplitudes tienen valores de  $\delta B_x/B_0 \sim 0.20$ ,  $\delta B_y/B_0 \sim 0.93$ ,  $\delta B_z/B_0 \sim 0.87$  y  $\delta B/B_0 \sim 0.18$ . El análisis de

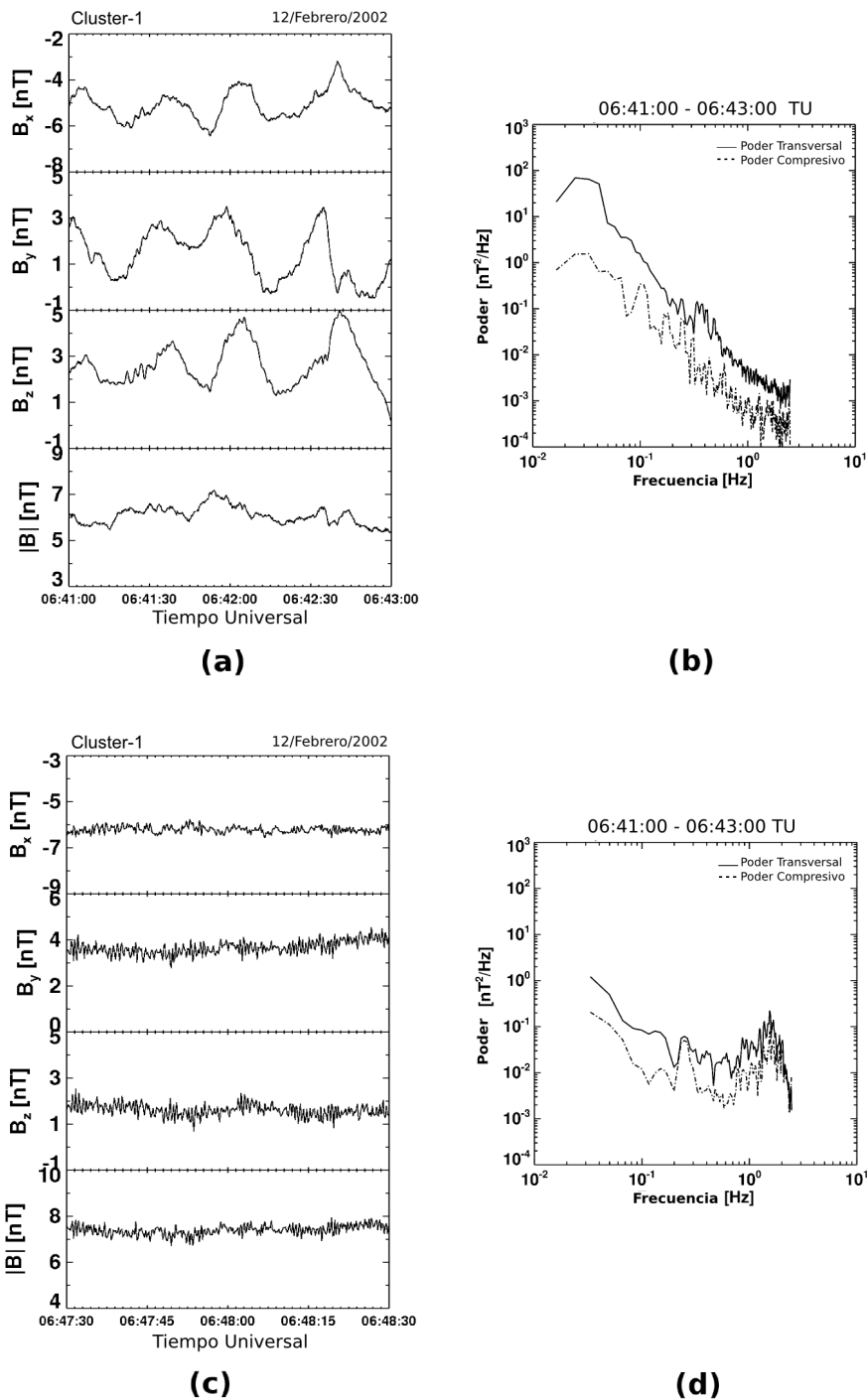


Figura 30: El panel (a) muestra la magnitud del campo magnético y sus componentes para el intervalo de tiempo 06:41:00 – 06:43:00 TU el 12 de Febrero del 2002 después de haberse observado la FCA. En (b) se muestra el espectro de potencias para el mismo intervalo. En (c) y (d) los gráficos son para el intervalo 06:47:30 – 06:48:30 TU durante el cual la nave estaba en el viento solar. Los datos de campo magnético tienen una resolución de 5 vectores por segundo.

Fourier<sup>9</sup> mostrado en el panel (b) de la [Figura 30](#) muestra ondas predominantemente transversales con dos frecuencias principales: 0.03 Hz (33 s) y  $\sim 0.35$  Hz ( $\sim 3$  s). Las oscilaciones de densidad tienen amplitudes de  $\delta n/n_0 \sim 0.14$ .

Río arriba de la FCA el plasma del viento solar estaba perturbado por ondas de alta frecuencia. El panel (c) de la [Figura 30](#) muestra que las ondas observadas entre las 06:47:30 TU y 06:48:30 TU tienen amplitudes pequeñas  $\delta B_x/B_0 \sim 0.06$ ,  $\delta B_y/B_0 \sim 0.11$ ,  $\delta B_z/B_0 \sim 0.32$  y  $\delta B/B_0 \sim 0.04$ . El poder espectral del panel (d) muestra un pico principal en las componentes transversal y compresiva en  $\sim 1.7$  Hz (0.6 s).

Las ondas de alta frecuencia y baja amplitud asociadas con los IAC son similares a ondas previamente reportadas en la literatura ([Hoppe et al., 1981, 1982](#)).

### *Caso 3: 27 de Marzo del 2002*

Un tercer ejemplo de FCA fue observado el 27 de Marzo del 2002 (ver la [Figura 31](#)). Esta frontera se formó cuando el viento solar tuvo  $V_{vs} = 454$  km/s y un número de Mach alfvénico de  $\sim 11$ .

La posición de Cluster-1 en el momento de la observación fue (11.96,-8.69,-7.17)  $R_E$ , río arriba del choque en el lado anochecer. Este evento se caracterizó por una FCA con una orilla río arriba muy empinada, de tipo choque (ver  $|B|$ ,  $B_y$  y los paneles de densidad a las 07:26:43 TU). La estructura empinada implica una gran compresión en el campo y la densidad,  $\delta B/B_{vs} = 0.70$  y  $\delta n/n_{vs} = 0.51$ .

De las 07:27:00 TU a las 07:32:30 TU el CMI no mostró ninguna perturbación. Su magnitud promedio fue de 3.8 nT. Dentro del antechoque (07:00:00 – 07:25:25 TU) el campo y la densidad mostraron ondas muy compresivas con amplitudes de  $\delta B/B_0 \sim 0.42$  y  $\delta n/n_0 \sim 0.35$ .

El flujo de protones de RAPID que se muestra en la [Figura 31](#) muestra que el flujo de protones de 28 keV disminuye algunos segundos después de que se cruza la FCA al salir del antechoque; y el espectrograma de energía de CIS-HS muestra una población supertérmica significativa dentro del antechoque.

Para este caso el análisis de las distribuciones de iones, [Figura 32](#), revela la presencia de iones difusos río abajo de la FCA (07:19:30 – 07:24:00 TU); una distribución de este intervalo está mostrada en el panel (a). Justo dentro de la FCA, panel (b) de [Figura 32](#),

<sup>9</sup> El lector interesado a detalle en el método de la Transformada de Fourier Rápida que se usó para este análisis espectral puede consultar [Eriksson \(1998\)](#) y las referencias ahí incluidas.

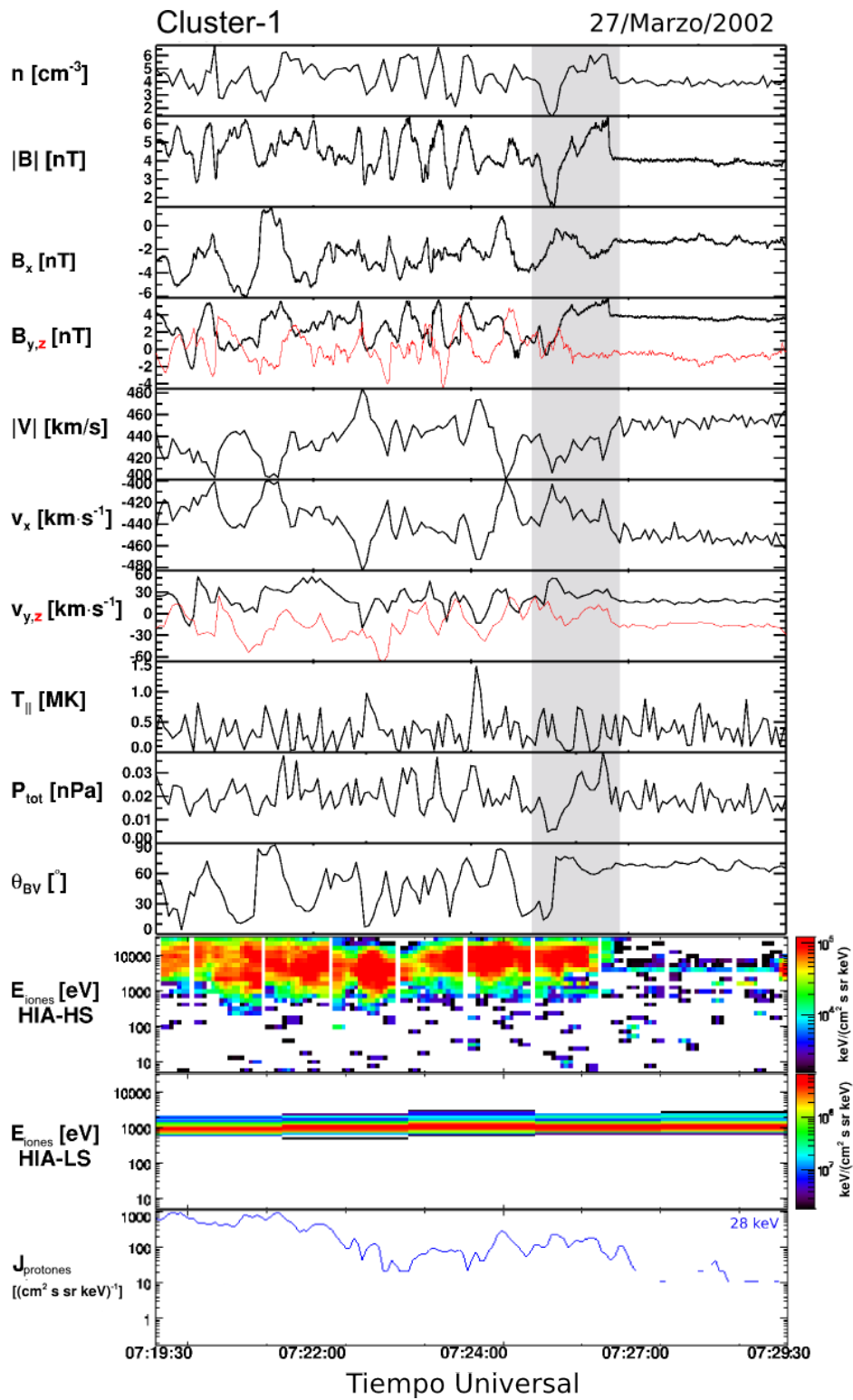


Figura 31: FCA observada por Cluster-1 el 3 de Marzo del 2002 cuando el CMI tenía un  $\theta_{VB} = 61^\circ$  y la velocidad del viento solar era  $V_{vs} = 454$  km/s. El número de Mach alfvénico para este evento fue de  $\sim 11$ .

la distribución es giratoria; en tanto que solo la distribución del viento solar se observa río arriba de la frontera, panel (c) [Figura 32](#). El tiempo de cruce de la FCA fue de 70 s. Antes de la FCA, el CMI tuvo un ángulo de cono de  $61^\circ$  y dentro de la región del antechoque este cambió a  $45^\circ$ .

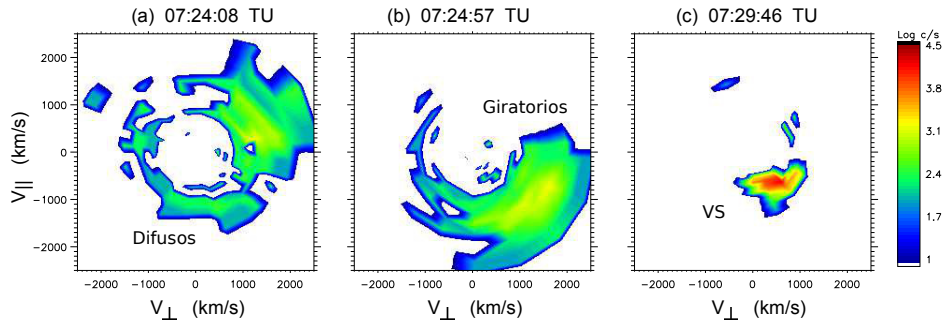


Figura 32: Distribuciones de iones para el *Caso 3*. El panel (a) es una distribución medida río abajo de la FCA, mientras que (b) fue medida justo dentro de la estructura. En tanto (c) fue medida en la región río arriba de la frontera.

#### *Caso 4: 11 de Febrero del 2002*

El último caso de estudio que se presenta es un evento observado el 11 de Febrero del 2002 a las 20:41:40 TU ([Figura 33](#)). Durante las primeras horas de este día, la nave estuvo localizada en la magnetósfera y luego en la magnetofunda, donde permaneció hasta aproximadamente las 10:00:00 TU cuando salió de la magnetofunda y detectó el choque y la región del antechoque. Los datos de Cluster revelaron que la nave cruzó el antechoque en varias ocasiones entre las 10:00:00 TU y las 24:00:00 TU; tiempo durante el cual se observaron cuatro FCA, Ver [Tabla 3](#). Una de estas FCA es presentada como caso en este estudio.

Antes de que la nave observara el evento, detectó un breve cruce del antechoque (20:31:00 TU) después del cual salió a la región del viento solar donde permaneció por 3 minutos (20:32:00 – 20:35:00 TU). Las propiedades del flujo del viento solar en esta región fueron  $\theta_{BV} = 20^\circ$ ,  $M_A = 6.3$ ,  $V_{vs} = 521$  km/s,  $n = 3.9$  cm $^{-3}$  and  $|B| = 7.5$  nT. La nave entró nuevamente en el antechoque a las  $\sim 20:35:00$  TU, en la [Figura 33](#) se indica por la leyenda CA (cruce del antechoque) y se mantuvo en esa región por 6 minutos hasta las 20:41:40 TU, cuando la FCA fue finalmente detectada. Dentro del antechoque el CMI y las propiedades del plasma fueron  $\theta_{BV} = 27^\circ$ ,  $M_A = 6.0$  y  $V_{vs} = 517$  km/s. La región del viento

solar después de la FCA tuvo  $\theta_{BV} = 33^\circ$ ,  $M_A = 6.1$ ,  $V_{vs} = 526$  km/s,  $n = 4.2 \text{ cm}^{-3}$  y  $|B| = 8.1$  nT. El tiempo de cruce de la estructura fue de 60 s. El ángulo de cono cambió  $6^\circ$  del viento solar al antechoque. Las amplitudes de campo y densidad de la frontera fueron  $\delta n/n_{vs} = 0.40$  y  $\delta B/B_{vs} = 0.37$ .

El flujo de plasma experimentó una desaceleración mínima (5 %) dentro de la FCA. Los datos de campo magnético muestran ondas muy compresivas en el intervalo del antechoque, entre las 20:39:30 TU y 20:41:30 TU. Estas fluctuaciones tuvieron picos de frecuencias a  $\sim 0.05$  Hz (20 s) y 0.15 Hz ( $\sim 7$  s), véanse los paneles (a) y (b) de la [Figura 34](#). El poder compresivo de las ondas de 0.05 Hz es un orden de magnitud más grande que el poder de las ondas de 0.15 Hz. Una vez que la FCA fue cruzada ( $\sim 20:42:00$  TU), la nave detectó perturbaciones de alta frecuencia y baja amplitud en el campo magnético. Las ondas en la región comprendida entre las 21:42:30 y las 21:44:00 TU son menos compresivas que las ondas dentro del antechoque y sus frecuencias principales fueron 0.09 Hz (11 s), 0.25 Hz (4 s) y 0.35 Hz (3 s).

Los espectros de energía ([Figura 33](#)) muestran la existencia de poblaciones de iones con energías entre 700 eV y 20 keV a lo largo de los 20 minutos de observación presentados en la gráfica (véase el panel de alta sensibilidad). En la región del antechoque se observa un incremento grande de la intensidad de iones supertérmicos. Este incremento es mayor dentro de la región delimitada por el CA y la FCA. El panel de baja sensibilidad muestra que la energía de las partículas del viento solar está centrada en  $\sim 1.5$  keV. Por otro lado, el panel de alta muestra que rodeando el haz del viento solar también hay partículas energéticas (20:35:30 – 20:42:00 TU). Una vez que se cruzó la FCA (después de las  $\sim 20:42:00$  TU) no hay iones energéticos.

Las ondas de alta frecuencia (0.35 Hz) observadas entre las 21:42:30 TU y 21:44:00 TU no están asociadas con iones supertérmicos y desafortunadamente no hay datos de electrones disponibles para explorar si estas partículas son las responsables de esas perturbaciones de alta frecuencia. La inspección de las distribuciones de iones muestra que en la región del antechoque (delimitada por el CA y la FCA) solo la distribución del viento solar es observada. El flujo de protones de RAPID muestra información relevante en el canal de 28 keV. A esta energía el flujo de protones se incrementó considerablemente dentro del antechoque (20:35:00 – 20:41:00 TU) como era de esperarse, con flujos de  $\sim 3500 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{keV}^{-1}$ . Después de este tiempo, cuando la FCA fue cruzada, el flujo de protones disminuyó a un promedio de  $20 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{keV}^{-1}$ .

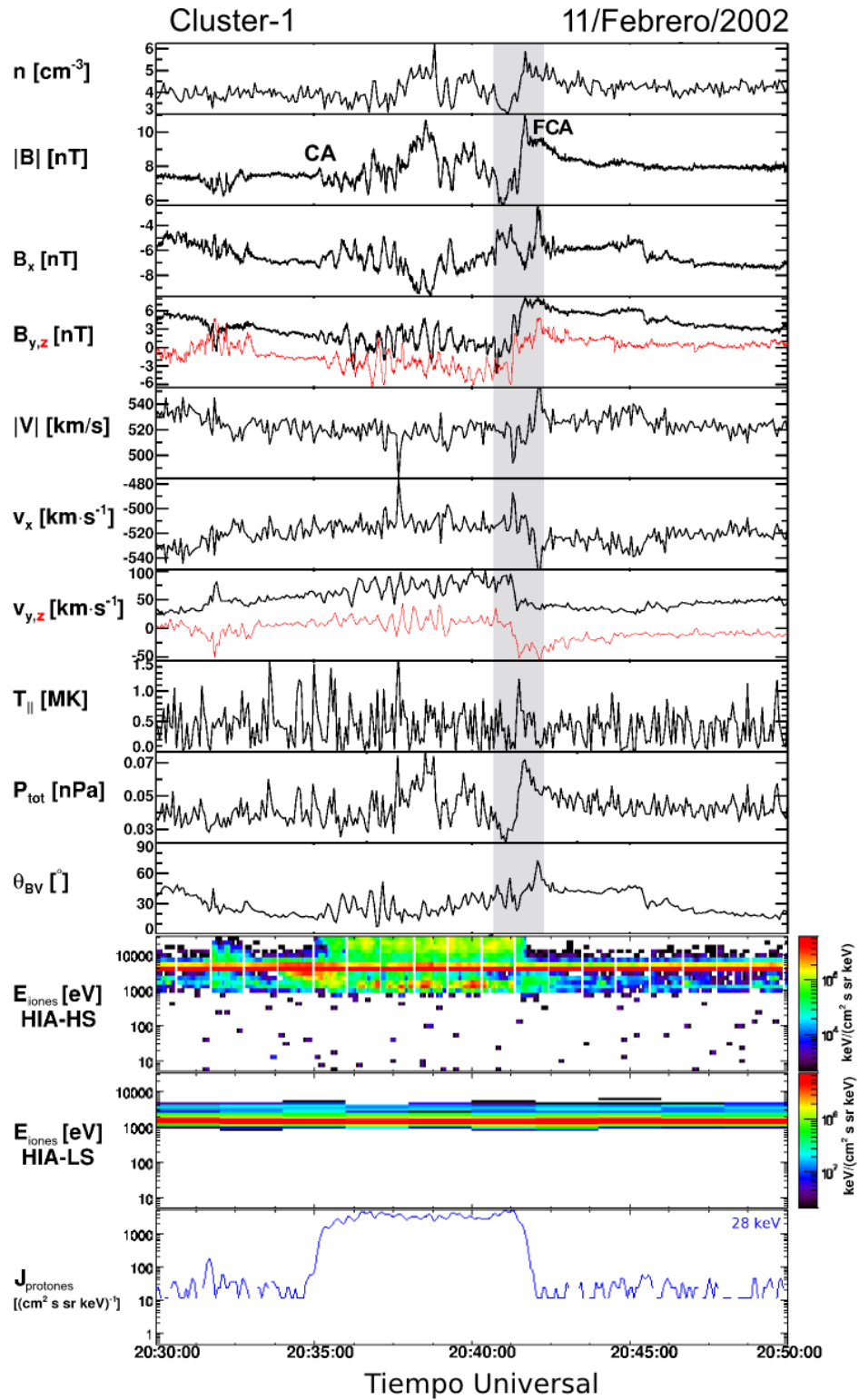


Figura 33: Cruce de una FCA observada el 11 de Febrero del 2002. Un cruce del antechoque (CA) se observó 6 minutos antes de que en un segundo cruce, sí se observara la FCA. Durante este día se detectaron varios cruces del antechoque pero no todos tuvieron FCA asociadas. La FCA del ejemplo se formó para  $M_A = 6.1$  y  $\theta_{\text{BV}} = 33^{\circ}$ .

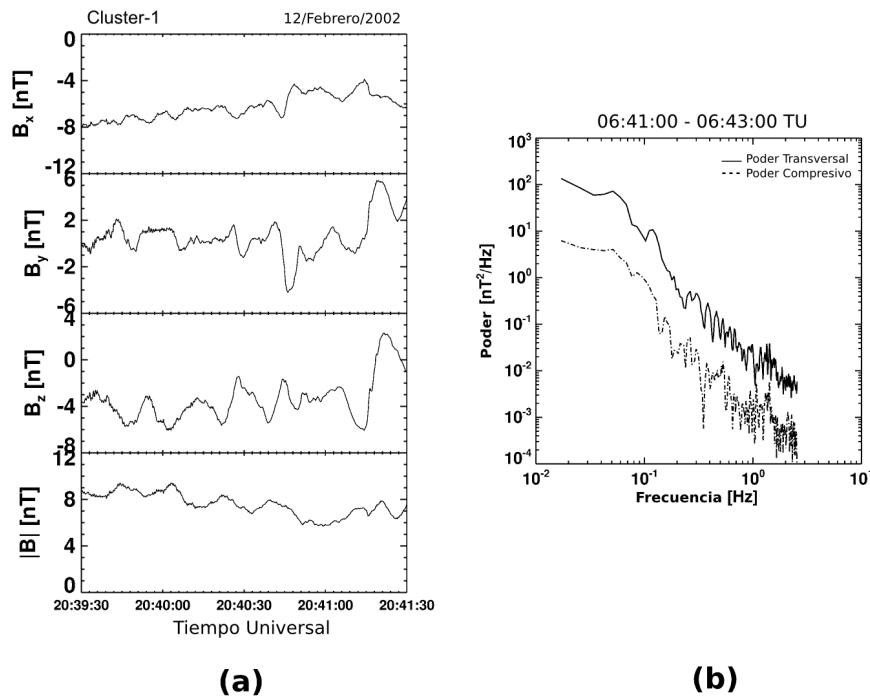


Figura 34: Datos de campo magnético y poder espectral para dos diferentes intervalos de tiempo alrededor de la FCA presentada como cuarto caso. El panel (a) corresponde a una región del antechoque (20:39:00 – 20:41:30 TU) previa a la FCA. El poder espectral en (b) muestra dos picos a las frecuencias de 0.05 Hz y 0.15 Hz.

### 3.3.2 Evolución de las distribuciones de iones

En los estudios de caso anteriores, se mostró que las FCA pueden estar separando plasma del antechoque de plasma del viento solar prístino, o bien que pueden estar dentro del antechoque separando dos regiones con diferentes tipos de ondas. A continuación, se presenta un evento que ilustra claramente esta condición.

#### *Caso A: 13 de Marzo del 2003*

Esta FCA observada el 13 de Marzo del 2003 (Figura 35) separa una región de plasma de viento solar casi sin perturbaciones de una región de plasma del antechoque altamente procesado. Las amplitudes del campo y la densidad para este evento son  $\delta B/B_{vs} = 0.25$  y  $\delta n/n_{vs} = 0.12$ .

Para los cuatro tiempos indicados en la Figura 35 por las líneas verticales: 06:07:24 TU, 06:10:36 TU, 06:11:01 TU y 06:13:25 TU, se



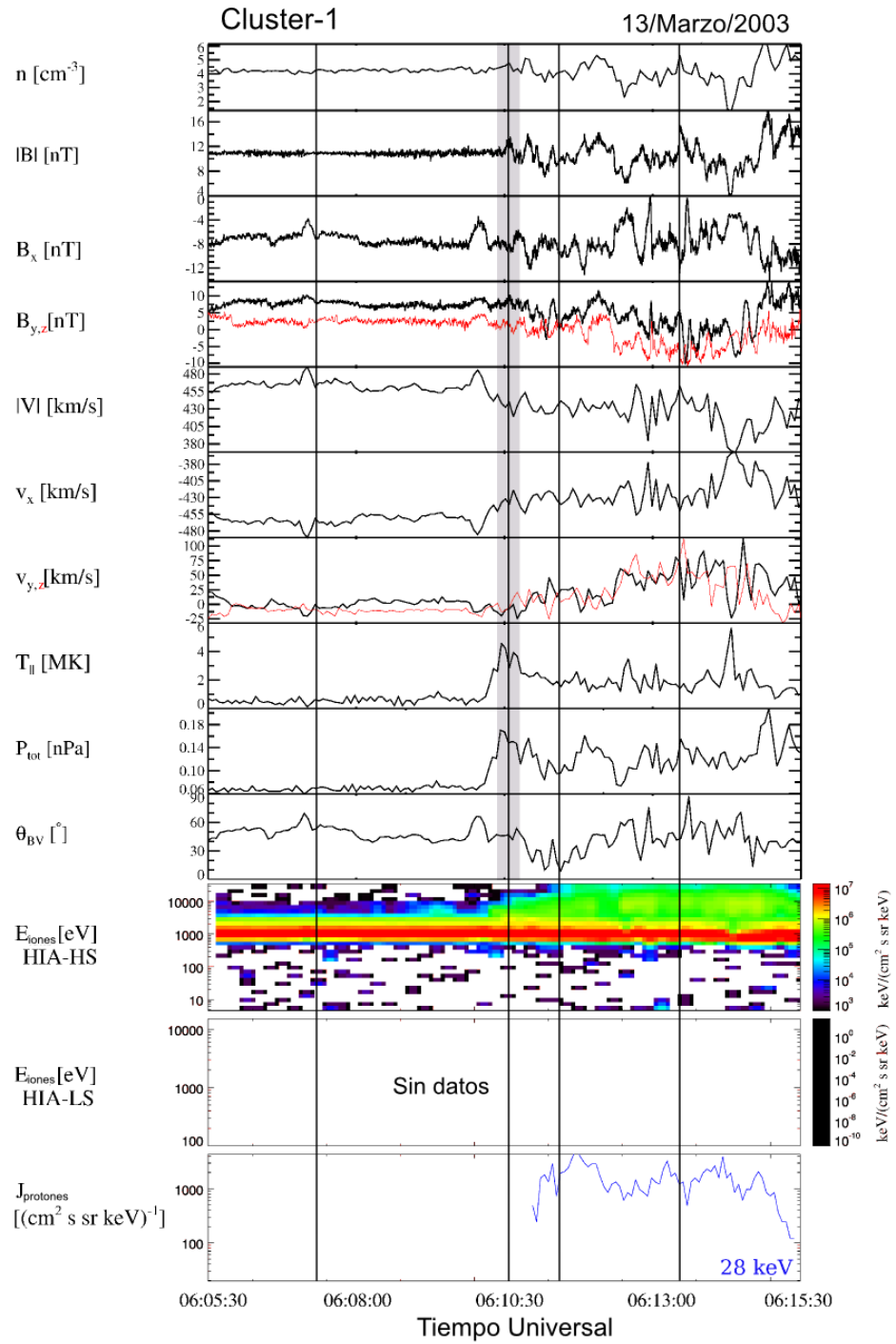


Figura 35: Evento observado el 13 de Marzo del 2003 con amplitudes de campo y densidad moderadas:  $\delta B/B_{vs} = 0.25$  y  $\delta n/n_{vs} = 0.12$ .

graficaron las distribuciones de iones que muestran la evolución que experimentaron las partículas (Figura 36).

Río arriba de la FCA, panel (a) de la Figura 36, HIA detectó solo el haz correspondiente al viento solar. Cuando la nave cruzó la FCA entonces detectó, además del haz del viento solar, una población de iones alineados al campo, panel (b). Río abajo de la FCA, la población e IAC evolucionó a una población giratoria, panel (c), que minutos más tarde llegó a ser una población de iones difusos, panel (d).

La evolución que siguió la población de iones permite concluir que, efectivamente, esta frontera separa la región del viento solar de una región de plasma muy perturbado del antechoque.

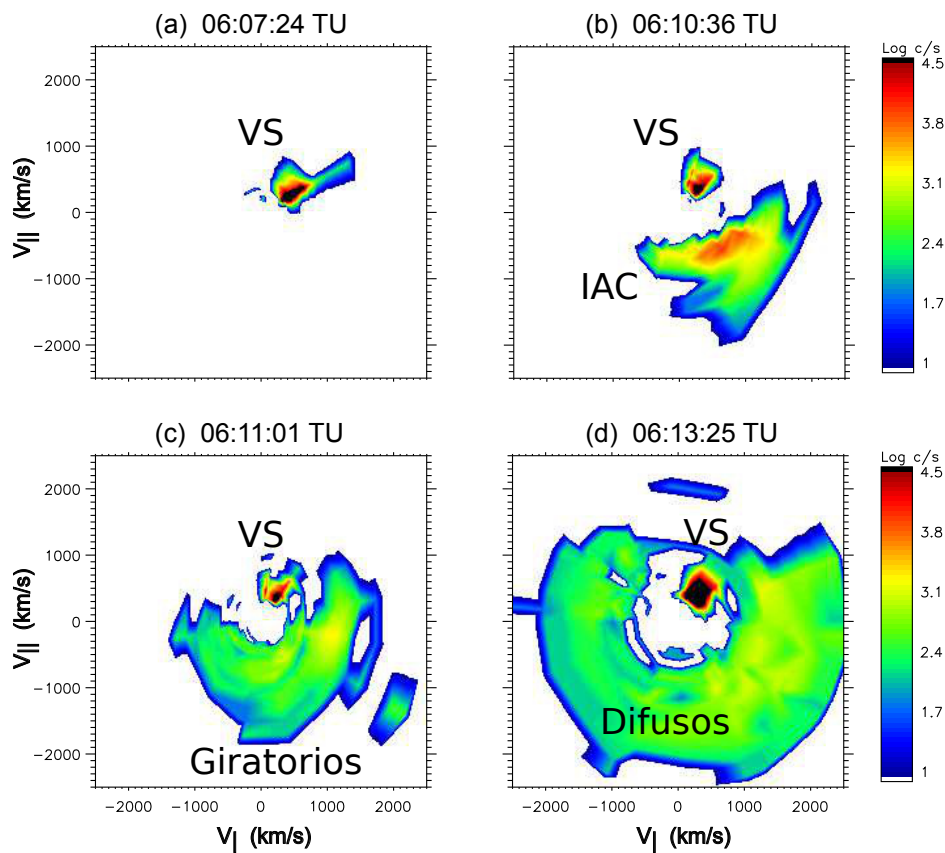


Figura 36: Distribuciones de iones observadas durante el evento del 13 de Marzo del 2003 a los tiempos: (a) 06:07:24 TU, (b) 06:10:36 TU, (c) 06:11:01 TU y (d) 06:13:25 TU,

### 3.4 ANÁLISIS ESTADÍSTICO

#### 3.4.1 Condiciones del viento solar

Se calcularon histogramas de las propiedades de plasma y campo magnético para el viento solar río arriba de las FCA. Durante los 14 días en los que se encontraron los 36 eventos estudiados, la magnitud del CMI tuvo valores de entre  $\sim 3$  nT y  $\sim 11$  nT, siendo el promedio 6.2 nT. Mientras que los valores de densidad variaron de  $1 \text{ cm}^{-3}$  a  $10 \text{ cm}^{-3}$  con un valor promedio de  $4.2 \text{ cm}^{-3}$ . La velocidad de bulto total osciló entre 358 km/s y 656 km/s y la velocidad promedio fue de  $\sim 506$  km/s. Finalmente, el número de Mach alfvénico exhibió valores entre 4 y 11.6 con un promedio de  $\sim 7.7$ . El primer renglón de la [Figura 37](#) muestra la distribución de los parámetros del viento solar (densidad de los iones, velocidad, ángulo de cono y  $M_A$ ) medidos río arriba de los 37 eventos de la muestra.

El segundo renglón de la [Figura 37](#) muestra histogramas para 85 promedios de 1 hr de las propiedades del viento solar y del CMI para el periodo de estudio. De estos, los histogramas de densidad y ángulo de cono muestran la misma tendencia que los correspondientes río arriba de las FCA. La magnitud del CMI muestra valores moderados, mayormente entre 4 nT y 8 nT. La distribución de los valores de la velocidad de bulto del viento alcanza su máximo en el intervalo  $400 \text{ km/s} < |V| < 500 \text{ km/s}$ , y 55 % de las FCA fueron observadas para  $|V| < 500 \text{ km/s}$ . El número de Mach Alfvénico río arriba de las FCA mostró preferencia por valores de  $M_A$  entre 7 y 8. En contraste, el histograma de  $M_A$  en el segundo renglón muestra que el  $M_A$  más común fue entre 6 y 7 para intervalos del viento solar.

El renglón inferior de la [Figura 37](#) muestra los parámetros de las FCA normalizados por los promedios de 1 hr del viento solar para cada intervalo de clase. Esto significa que se dividió el número de FCA (paneles superiores) entre el número de promedios de 1 hr (paneles del medio) para cada intervalo de clase. Este cálculo muestra si las FCA ocurren de manera preferente para un cierto rango de parámetros del viento solar. Sin embargo, debe tenerse cuidado con *picos o máximos falsos* en estos nuevos histogramas (paneles inferiores). Estos picos pueden ocurrir cuando hay igual número de FCA y de intervalos de 1 hr del viento solar, aun para un número pequeño de eventos. Este es el caso de los dos picos en los histogramas de densidad y  $M_A$ . Para estos picos hay 6 FCA y 6 promedios de 1 hr en el mismo intervalo de clase de manera que el número normalizado es 1. Aún con esta normalización, el resultado en estos dos casos no es confiable pues solo 6 de los 36 eventos de la muestra siguen este comportamiento. Sin considerar

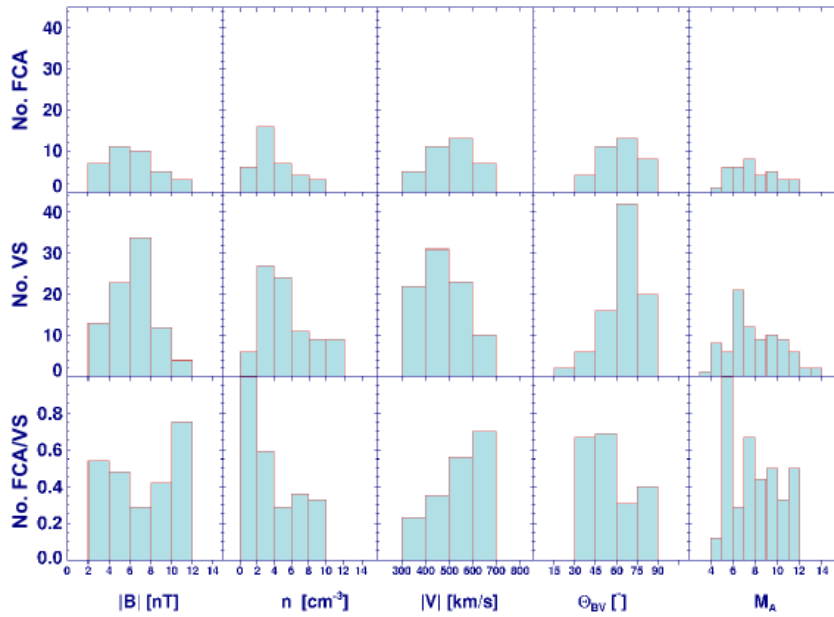


Figura 37: Histograma de (izquierda a derecha): magnitud del campo magnético, densidad de iones, magnitud de la velocidad, ángulo de cono y número de Mach alfvénico para los 36 cruces de FCA (renglón superior), para 85 promedios de 1 hr medidos en el viento solar durante el periodo de estudio (renglón medio) y valores promedios de las FCA normalizados al viento solar (renglón superior).

estos falsos picos, el resto de los histogramas sí son confiables. La distribución del campo magnético es casi plana, de manera que no muestra ninguna preferencia para los valores de la magnitud del campo. De manera similar, la densidad no exhibe un patrón claro de preferencia. El histograma de la velocidad muestra una tendencia a que las FCA se formen para condiciones de viento solar rápido que hayan sido observadas para ángulos de cono de entre  $30^\circ$  y  $60^\circ$  (ver el histograma de  $\theta_{BV}$ ). La distribución del ángulo de cono comienza en el intervalo de  $30^\circ$ , pues no hubo ninguna FCA observada para  $\theta_{BV}$  inferiores. Por otro lado, los resultados de simulaciones sugieren que también debe haber presencia de FCA para ángulos de cono pequeños. El número de Mach alfvénico muestra una tendencia menos clara que las distribuciones de la velocidad y  $\theta_{BV}$ . Sin embargo, es posible ver que las FCA fueron observadas preferencialmente para  $M_A$  entre 4 y 8. Estas tres tendencias ( $|V|$ ,  $\theta_{BV}$  y  $M_A$ ) indican que las 36 FCA de este estudio se formaron bajo condiciones típicas del viento solar a 1 UA.

### 3.4.2 Posición de las FCA y del choque

La [Figura 38](#) muestra la posición de las 36 FCA observadas, en los planos  $xz$ ,  $xy$  y  $zy$  del sistema de coordenadas GSE. También se muestran las órbitas a lo largo de las cuales se observaron los eventos y como referencia se graficó un choque nominal considerando el modelo parabólico usado por [Narita et al. \(2004\)](#). Con base en las observaciones, en el modelo se consideraron una velocidad y densidad de  $V_{vs} = 506$  km/s y  $n = 4.2$  cm<sup>-3</sup>. Todos los eventos se localizaron a distancias de entre  $13 R_E$  y  $20 R_E$ .

El plano  $xz$  de la [Figura 38](#) muestra que la mayoría de las fronteras se localizan en la nariz del choque de proa y están distribuidas en un patrón parabólico. Esto último debido a un efecto de las órbitas de la nave. La simetría de la distribución de posiciones respecto a  $z = 0$  es notable.

### 3.4.3 Campo magnético y densidad

Los paneles (a) y (b) de la [Figura 39](#) muestra la distribución de las amplitudes  $\delta B/B_{vs}$  y  $\delta n/n_{vs}$  dentro de las FCA. Los valores son calculados como la diferencia entre el valor máximo alcanzado dentro de la FCA y el valor promedio del mismo parámetro en la región del viento solar. La [Tabla 4](#) muestra los valores medios para la densidad y las componentes del campo magnético.

Las amplitudes de  $\delta n/n_{vs}$  y  $\delta B/B_{vs}$  varían entre  $0.8 - 0.96$  y  $0.8 - 0.99$ , respectivamente. Los valores de  $\delta n/n_{vs}$  están por debajo de 0.4 en 55 % de los casos. La mediana de esta amplitud es  $\mu_{\delta n} = 0.36$ . En tanto los valores de  $\delta B/B_{vs}$  están por debajo de 0.8 en 33 eventos (o 92 % de los casos). Como se muestra en el panel (a) de la [Figura 39](#), 20 de las 36 FCA (es decir, el 60 % de los eventos) tiene amplitudes de campo magnético inferiores a 0.40. La mediana de las amplitudes de campo fue 0.37.

Las amplitudes promedio de campo y densidad fueron  $\langle \delta B/B_{vs} \rangle = 0.42$  y  $\langle \delta n/n_{vs} \rangle = 0.39$ . Estos valores concuerdan con los resultados de simulaciones de [Omidi et al. \(2009\)](#), quienes reportaron variaciones de campo y densidad del 40 % y 50 %.

Al estudiar las amplitudes de los momentos del plasma se debe considerar el modo de operación del instrumento CIS-HIA. En modos de viento solar o modos SW, los momentos del plasma son medidos por el sector LS que analiza el haz del viento solar. Para modos magnetosféricos (o modos MAG), los momentos del plasma son medidos por el sector HS que detecta el haz del viento solar y los iones supertérmicos. Cuando el instrumento opera en modos SW, todos los momentos del plasma están bien medidos para la distribución del viento solar. En cambio en modos

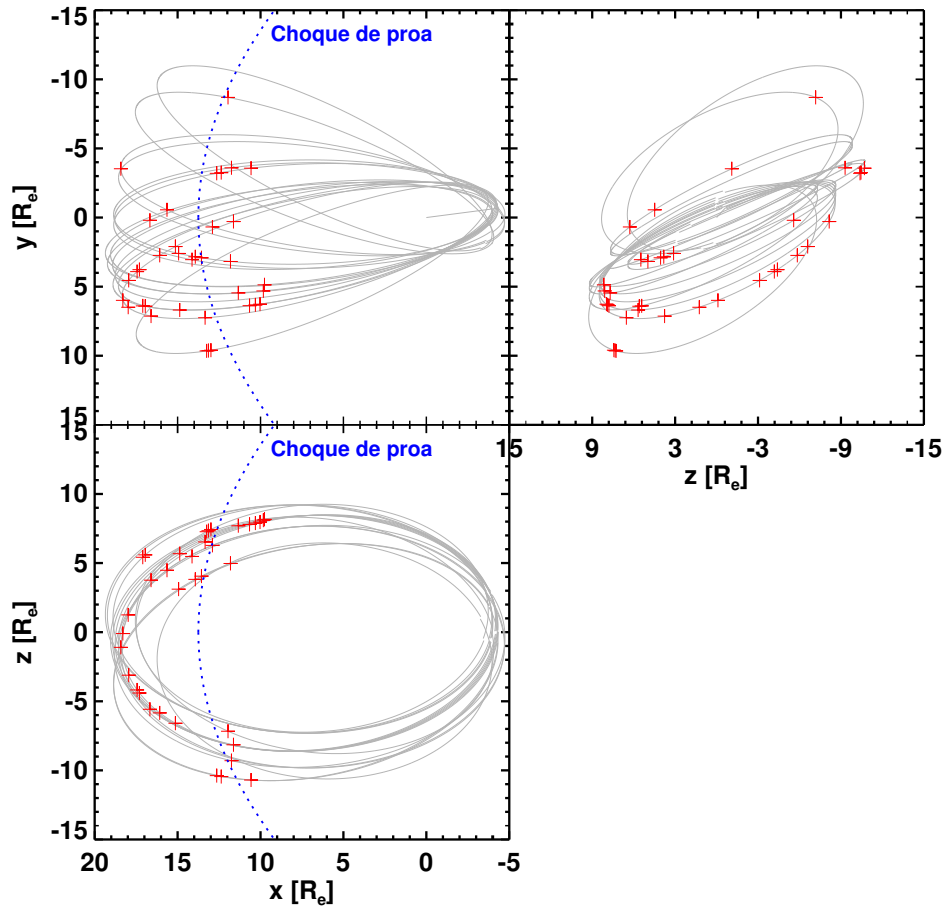


Figura 38: Esta gráfica muestra tres paneles correspondientes a los planos  $xz$  (abajo),  $xy$  (arriba izquierda) y  $zy$  (arriba derecha) del sistema de coordenadas GSE. Las proyecciones de la posición de las 36 FCA están indicadas con cruces. Las órbitas de Cluster-1 en las cuales se detectaron FCA también son mostradas en líneas sólidas. La línea discontinua es el choque nominal de acuerdo al modelo parabólico usado por [Narita et al. \(2004\)](#).

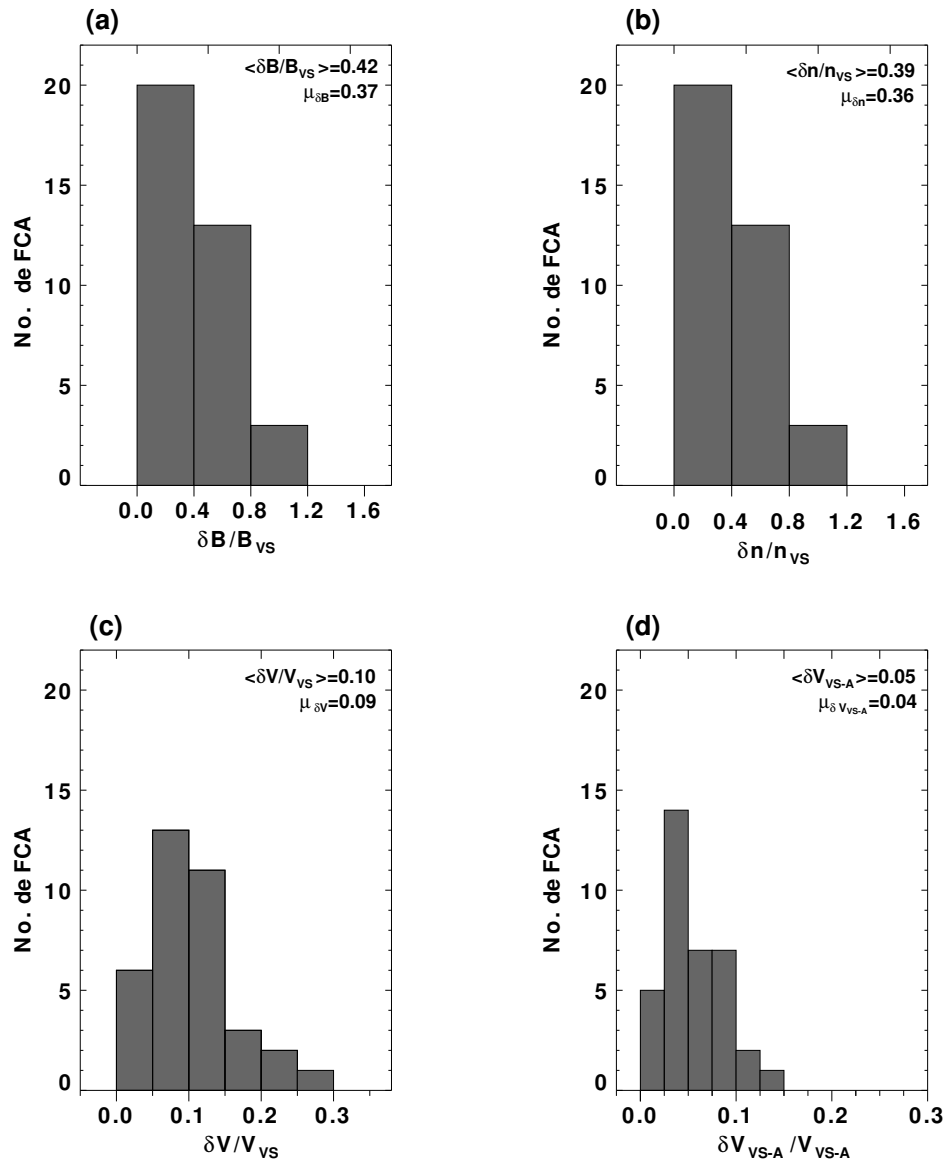


Figura 39: (a) Amplitud del campo magnético, (b) amplitud de la densidad del plasma y (c) amplitud de la velocidad del viento solar; todas ellas normalizadas a valores ambientes. El histograma en (d) muestra el cambio en la velocidad del plasma a través de la FCB, también normalizado a valores ambientes. El promedio y mediana de cada distribución se denotan por  $\langle x \rangle$  y  $\mu$ , respectivamente.

| AMPLITUD          | MEDIANA | PROMEDIO |
|-------------------|---------|----------|
| $\delta n/n_{vs}$ | 0.37    | 0.42     |
| $\delta B/B_{vs}$ | 0.42    | 0.44     |
| $\delta B_x/B_x$  | 0.66    | 1.01     |
| $\delta B_y/B_y$  | 0.64    | 1.20     |
| $\delta B_z/B_z$  | 1.33    | 5.19     |

Tabla 4: Medianas y promedios de las amplitudes de densidad y campo

magnetosféricos los momentos solo son aproximados. El lector interesado puede consultar una descripción detallada de los modos de operación del instrumento en [Rème et al. \(2001\)](#)

En la muestra de FCA de este estudio, se tienen 23 eventos observados en modos SW y 13 en modos MAG. El análisis presentado en la [Figura 39](#) fue repetido considerando ahora la diferencia en los modos de operación; sin embargo, hallamos que las distribuciones (no se muestran) siguen la misma tendencia sin importar el modo de operación del instrumento. Adicionalmente, el análisis de la amplitud de densidad fue revisado usando el potencial de la nave que puede ser usado como una buena aproximación a la densidad del plasma ([Kellogg y Horbury, 2005](#)) y lo que se obtuvo fue el mismo comportamiento de la distribución.

#### 3.4.4 Velocidad

La amplitud relativa de  $\delta V/V_{vs} = (V_{vs} - V_{\text{mín}})/V_{vs}$  ([Figura 39](#)) indica el cambio en la velocidad dentro de la FCA considerando  $V_{\text{mín}}$  el valor mínimo dentro de la frontera compresiva. Esta amplitud toma valores entre 0.02 y 0.28, con una mediana de  $\mu_{\delta V} = 0.09$ . En promedio, el decremento de la velocidad dentro de las FCA es de un 10% con respecto al valor río arriba. Las componentes de la velocidad  $V_x$ ,  $V_y$  y  $V_z$  muestran que dentro de la FCA el flujo es fuertemente desviado en las direcciones  $y$  y  $z$ , para las cuales las medianas de las amplitudes normalizadas es 0.23 y 0.53 respectivamente. La mediana de la amplitud de la componente  $V_x$  es 0.01. Esto implica que el flujo experimenta una desviación pero no sufre una gran desaceleración.

La mayor desaceleración (22%) ocurrió solo para una FCA, para la que se midió una velocidad del viento solar de  $\sim 650$  km/s ( $\sim 7.7 V_A$ )

Otro aspecto importante para analizar es el comportamiento de la velocidad del flujo después de haber cruzado la FCA, es decir, la variación que el flujo experimentó entre las dos regiones que



la FCA separa. El panel (d) de la [Figura 39](#) muestra el cambio que la velocidad sufre a través de la frontera,  $\delta V_{VS-A} = (\langle V_{VS} \rangle - \langle V_{Antechoque} \rangle)$ , normalizada a valores del viento solar. En 92% de los eventos, la magnitud de la velocidad del flujo disminuye en hasta un 10%.

Como resultado, concluimos que los datos de Cluster revelan que el flujo del viento solar es desacelerado y desviado al cruzar la FCA. Las FCA son regiones de transición donde el plasma del viento solar es procesado a lo largo de su viaje hacia el choque de proa.

### 3.4.5 Ángulo de cono

En cuanto al ángulo de cono, se encontró que las FCA se pueden formar para distintas geometrías del CMI. Esta geometría es descrita por el ángulo de cono  $\theta_{BV}$ , que es definido como el ángulo entre el vector velocidad y el vector de campo magnético en el viento solar ambiente. El ángulo de cono más pequeño que se midió río arriba de las 36 FCA fue  $33^\circ$ , en tanto que la configuración más oblicua -también río arriba- fue de  $\theta_{BV} = 82^\circ$ . En 36% de los eventos el ángulo de cono varió entre  $60^\circ < \theta_{BV} < 75^\circ$ , ver el panel (a) de la [Figura 40](#). En contraste, el panel (b) muestra que el ángulo más común (el que tuvieron 42% de los eventos) medido en el antechoque ( $\theta_{BV-A}$ ) estaba entre  $30^\circ$  y  $45^\circ$ .

Es claro de los paneles (a) y (b) de la [Figura 40](#) que el ángulo de cono cambia a través de las FCA. En 13 de los 36 eventos el cambio del ángulo de cono fue pequeño con  $\theta_{BV} < 15^\circ$ . Por otro lado, 15 de los 36 eventos mostraron un cambio en  $\theta_{BV}$  de entre  $15^\circ$  y  $30^\circ$ .

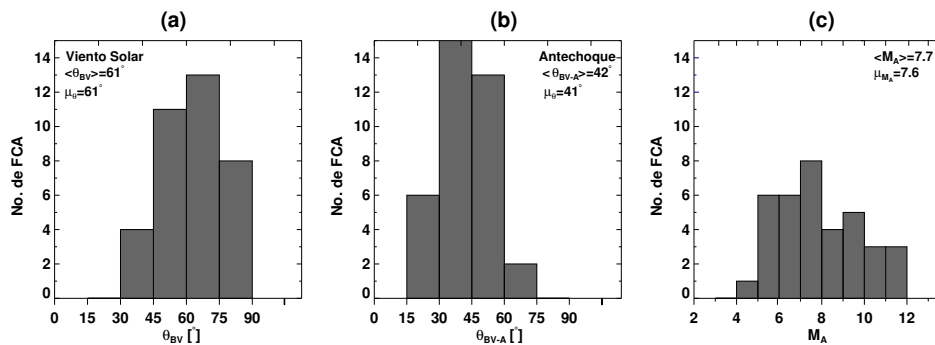


Figura 40: Ángulo de cono en el viento solar (a) y dentro del antechoque (b) para los 36 eventos observados por Cluster-1. También se muestra el número de Mach alfvénico.

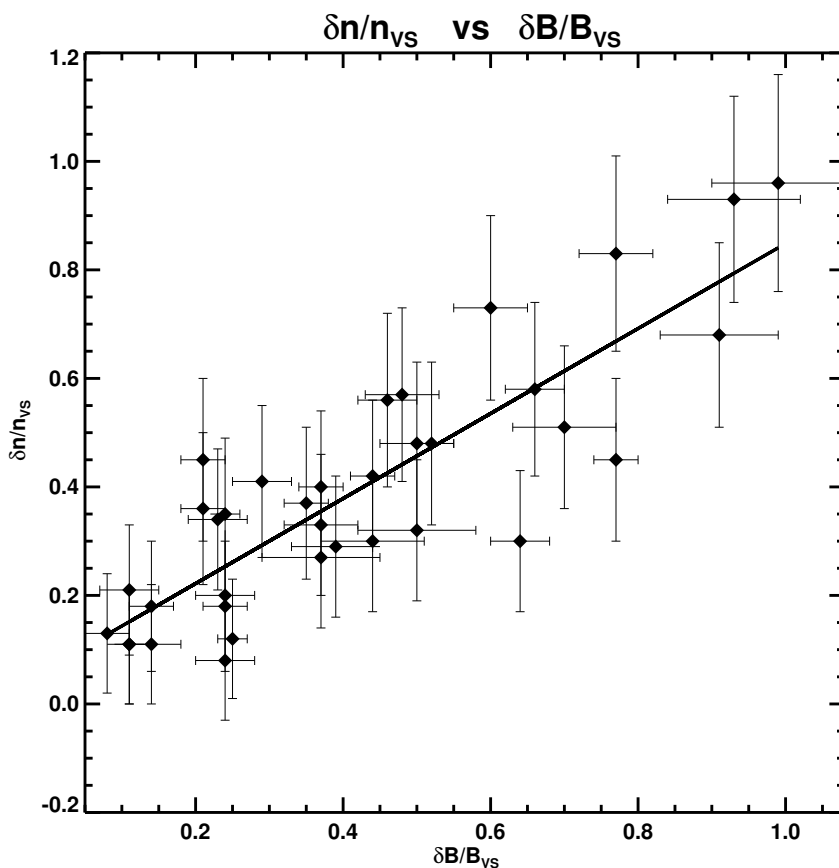


Figura 41: Correlación entre las amplitudes del campo magnético y de la densidad para los 36 eventos observados. En este caso el coeficiente de correlación lineal de Pearson fue de 0.86. Las incertidumbres corresponden a errores estimados para los datos.

### 3.4.6 Número de Mach alfvénico

El  $M_A$  estimado para las 36 FCA observadas varió entre 4 y 11.6, teniendo un promedio y mediana de 7.7 y 7.6 respectivamente. El histograma de  $M_A$  en la [Figura 40](#) muestra que 20 eventos (es decir, 55% de las FCA) se formaron para  $M_A$  entre 5 y 8; el intervalo de clase con el mayor número de eventos (8, i.e. 22%) corresponde a FCA con  $7 < M_A < 8$ .

### 3.4.7 Correlaciones

Se analizaron las posibles correlaciones entre diferentes parámetros que son de importancia para la formación de las fronteras compresivas del anteochoque; como son densidad, campo magnético, velocidad del viento solar, número de Mach alfvénico y ángulo de cono.

Se encontró una muy buena correlación positiva entre  $\delta B/B_{vs}$  y  $\delta n/n_{vs}$  (Figura 41). El coeficiente de correlación lineal de Pearson (CCLP) tuvo un valor de 0.86. Esto confirma la naturaleza magnetosónica rápida de las FCA tal como se predijo de las simulaciones.

Las correlaciones entre el campo/densidad con el ángulo de cono del CMI no fueron significativas y no se muestran aquí. Sin embargo, al considerar un subconjunto de eventos con número de Mach alfvénico similar, el comportamiento de las correlaciones cambió sustancialmente. En la Figura 42 está considerado un subconjunto de 8 eventos con  $7 < M_A < 8$ . La correlación entre la amplitud para la densidad y el ángulo de cono fue buena pues se obtuvo un  $CCLP = 0.81$ , mientras que para la amplitud del campo magnético y  $\theta_{BV}$  se obtuvo un coeficiente de 0.63. Para este subconjunto de FCA, la intensidad de la FCA se incrementó con el ángulo de cono. Dicho resultado es derivado de las observaciones y no se ha estudiado usando simulaciones.

La Figura 43 muestra los gráficos para  $\delta B/B_{vs}$  y  $\delta n/n_{vs}$  versus  $M_A$ . Los diamantes corresponden a los eventos observados en modos magnetosféricos de CIS, mientras que las cruces indican las FCA detectadas en modos SW. Ambos paneles revelan una tendencia a que la densidad y el campo magnético sean más comprimidos al aumentar el número de Mach alfvénico. Los coeficientes de correlación son 0.34 y 0.49, respectivamente, y no dependen del modo del instrumento. Estos resultados concuerdan con las simulaciones de Omidi et al. (2009).

### 3.5 DISCUSIÓN

El antechoque terrestre es una región altamente dinámica llena de partículas, ondas y estructuras como las cavidades y los recientemente descubiertos cavitones (ver por ejemplo Russell y Hoppe, 1983; Schwartz et al., 2006; Omidi et al., 2009, 2013). Las partículas y ondas dentro del choque ocupan regiones bien definidas que están delimitadas por regiones de transición o fronteras como la frontera del antechoque de iones, la frontera intermedia y la frontera de ondas FUB.

En este trabajo se analizaron datos de la nave Cluster-1 para explorar la posible existencia de fronteras compresivas del antechoque terrestre que son estructuras recientemente reportadas en simulaciones globales híbridas por Omidi et al. (2009, 2013). Una FCA está definida por una pronunciada región de compresión seguida de una región donde el campo magnético y la densidad disminuyen por debajo de valores ambiente. Se encontró que las FCA existen y son estructuras frecuentes en el antechoque.

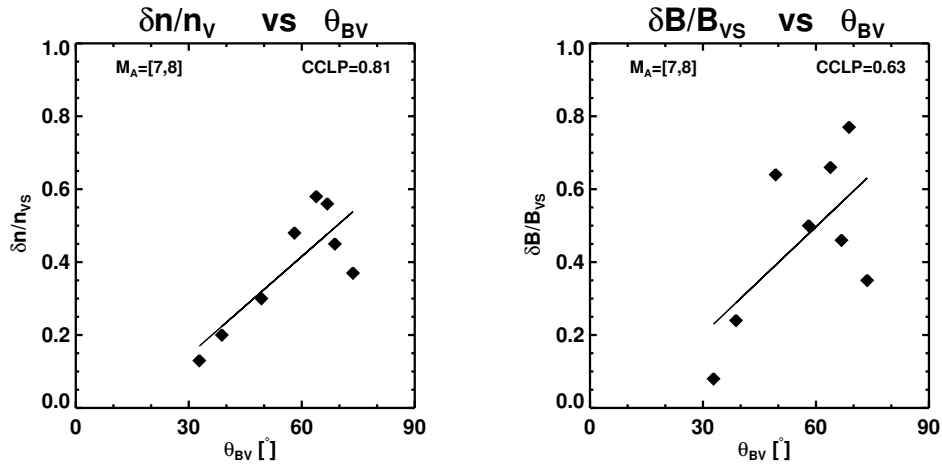


Figura 42: Correlaciones del ángulo de cono con las amplitudes del campo magnético (derecha) y de la densidad (izquierda) para un grupo de FCA con  $M_A$  similar. Se consideraron 8 eventos con  $M_A$  variable entre 7 y 8. El CCLP para los parámetros  $\delta n/n_{Vs}$  y  $\theta_{BV}$  es 0.81; en tanto que para los parámetros  $\delta B/B_{Vs}$  y  $\theta_{BV}$  el CCLP es 0.63.

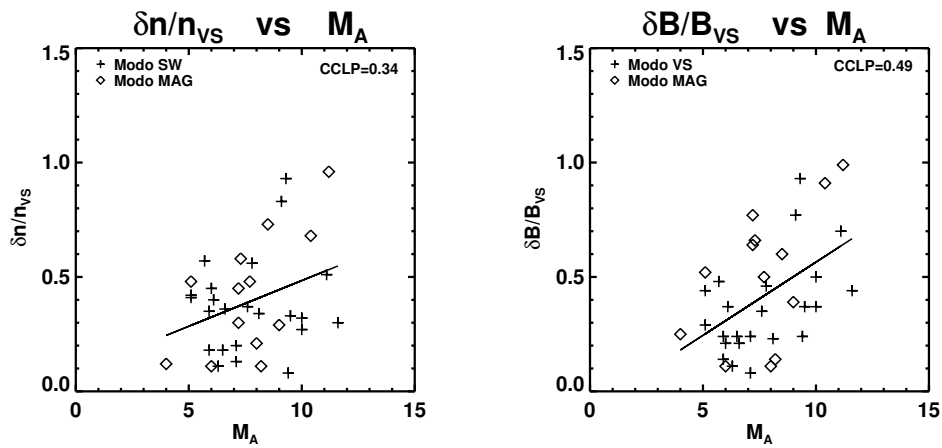


Figura 43: Correlaciones de las amplitudes de campo magnético y densidad con el número de Mach alfvénico para las 36 FCA reportadas en este trabajo. Las cruces corresponden a FCA observadas en modos de viento solar y los diamantes corresponden a eventos observados en modos magnetosféricos. Todas las FCA son consideradas en el ajuste lineal.

El carácter compresivo de la FCA es muy claro en los cuatro casos presentados en la [Subsección 3.3.1](#). Dichos casos ilustran la variedad de condiciones del viento solar bajo las cuales las FCA pueden ser observadas. El primer y tercer caso ([Figura 26](#) y [Figura 31](#)) muestran fronteras compresivas que limitan la región del antechoque de la región del viento solar prístino, mientras que el segundo y cuarto caso ([Figura 28](#) y [Figura 33](#)) muestran que las FCA pueden formarse en regiones del viento solar permeadas de ondas de alta frecuencia ( $\sim 0.25$  Hz). La relación de las FCA con otras fronteras internas del antechoque se discute más adelante.

Los tiempos de cruce de las FCA, es decir, el tiempo que la nave observa a la estructura, va de 14 s a 150 s. En promedio, el tiempo de cruce de las 36 estructuras observadas fue de 55 s. Los anchos de las estructuras no se reportan. Para calcular el tamaño de la FCA se debe considerar que la estructura no es estática, sino que se mueve con cierta velocidad y que además la nave no siempre cruza la estructura perpendicularmente a la dirección de movimiento de la FCA. Así que la duración y extensión pueden fácilmente estar sobrestimadas. En este sentido, se requiere de análisis de las FCA con varias naves para estimar sus extensiones. La configuración en forma de tetraedro de las cuatro naves Cluster no fue la adecuada para hacer este análisis a los casos presentados debido a la extrema cercanía entre ellas.

Para las 36 estructuras que cumplieron los criterios de selección, se encontró que las amplitudes de campo magnético y la densidad son en promedio 42 % y 39 %, respectivamente. Esto coincide con el cambio de entre 40 % y 50 % reportada por [Omidi et al. \(2009\)](#) para ambos parámetros. En los cuatro estudios de caso aquí presentados, la temperatura del viento solar no cambió dentro de las FCA.

[Omidi et al. \(2009\)](#) mostraron que las FCA se forman debido a la compresión de ondas FUB y por lo tanto, las fronteras se forman en regiones donde hay una fuerte actividad de ondas FUB en el antechoque de iones. Para la muestra de este estudio, las FCA se encontraron adyacentes a regiones con ondas compresivas de gran amplitud. En algunos casos, las FCA observadas separan regiones con ondas de gran amplitud de regiones con ondas de alta frecuencia y amplitud pequeña.

El análisis de las distribuciones de iones muestra que en algunos casos la FCA puede coincidir con la frontera de iones intermedios, separando IAC de regiones donde se observan iones giratorios. Además de las distribuciones de iones, se observan diferentes tipos de ondas. El segundo caso ([Figura 28](#)) es un buen ejemplo que ilustra este hecho. La FCA coincide con la frontera de iones intermedios y fue observada dentro del antechoque de iones, cer-

ca de una región de ondas FUB. Río arriba de la FCA, las distribuciones de iones muestran la existencia de IAC más el haz del viento solar -y ondas de alta frecuencia también están presentes. Río abajo de la FCA, la población de iones corresponde a iones giratorios que están relacionados con las ondas FUB observadas ahí. Esto concuerda con descubrimientos previos de la asociación de iones y ondas cerca de la frontera de iones intermedios (Meziane et al., 1997).

Se sabe que diferentes tipos de ondas están asociadas a diferentes partes del antechoque. El estudio de las ondas del antechoque cerca de las FCA proporciona información sobre la posición de la FCA respecto a la frontera de ondas FUB. El caso presentado en la Figura 31 es útil para discutir este punto. La ondas empujadas que se observan río abajo de esa FCA (07:19:30 – 07:24:00 TU) y el plasma casi quieto río arriba de la frontera, contrasta con la FCA observada en la Figura 28. Río abajo de esta otra FCA hay iones difusos, mientras que río arriba solo está presente la distribución del viento solar. Por tanto, se concluye que en algunos casos la FCA coincide con la frontera de ondas FUB.

Es importante resaltar que, en contraste con la frontera de ondas FUB, la FCA tiene por definición un perfil compresivo pronunciado. Como parte del análisis con varias naves se podría aprovechar la configuración de las naves para calcular la posición de las FCA respecto a la frontera de ondas FUB.

En los datos de campo magnético se observaron ondas dentro del antechoque; y en ocasiones, río arriba de la frontera compresiva. Para los cuatro casos presentados, las ondas observadas dentro del antechoque tienen un significativo poder compresivo y sus frecuencias van de 0.01 Hz a 0.35 Hz.

Como fue mostrado por las simulaciones, las FCA se pueden formar para condiciones del CMI estacionarias (Omidi et al., 2009) y no-estacionarias (Omidi et al., 2013). En ambos casos hay rotaciones del campo dentro de las FCA. Las observaciones presentadas en este trabajo confirman que el campo puede rotar dentro de las FCA. Aunque la rotación puede ser una característica del viento solar (como la de una discontinuidad rotacional embebida en el plasma del viento solar), se mostró que la rotación en el caso del 12 de Febrero de 2002 puede ser una consecuencia natural de la entrada de la nave en la estructura. En el evento citado (Figura 28), se ilustra que la FCA puede existir cuando la configuración del CMI no tiene una rotación (o es muy pequeña). En los intervalos de viento solar que rodean al antechoque, el promedio de los parámetros de plasma y CMI cambian muy poco. Sin embargo, las componentes del campo magnético muestran rotaciones intrínse-

cas a través de la FCA que están asociadas con las ondas que se propagan en la región del antechoque.

Es bien sabido que las propiedades del plasma del viento solar son modificadas conforme el plasma se acerca al choque de proa. Estudios previos han reportado la desaceleración del viento solar en el antechoque terrestre (ver por ejemplo [Cao et al., 2009](#), y las referencias ahí incluidas). Sin embargo, estos estudios se han hecho para cruces del antechoque aislados o bien, para un número muy pequeño de ellos. Un resultado interesante del estudio estadístico de este trabajo es que el flujo del viento solar es desacelerado y desviado conforme cruza la FCA. La amplitud de la magnitud de la velocidad muestra un decremento promedio de 10%. Las componentes  $V_y$  y  $V_z$  son las que experimentan el mayor cambio, lo que indica la desviación del flujo.

También se analizan las correlaciones entre las amplitudes de las FCA y otros parámetros del plasma. No hay correlación entre  $\delta B/B_{vs}$  o  $\delta n/n_{vs}$  con el ángulo  $\theta_{BV}$  cuando se considera la muestra de fronteras completa. Para un subconjunto de eventos con  $7 < M_A < 8$ , se encuentra que para ángulos de cono oblicuos las FCA son más compresivas y por tanto, las amplitudes del campo magnético y la densidad aumentan.

Analizando las 36 FCA y su número de Mach alfvénico, se encuentra una tendencia de las FCA a ser más empinadas conforme  $M_A$  aumenta y a poder tener -eventualmente- un perfil tipo choque. Esto concuerda con [Omidi et al. \(2009\)](#) quienes reportaron que a  $M_A$  pequeños, la FCA corresponde con un pulso magnetosónico rápido. Mientras que a  $M_A$  altos la FCA muestra un comportamiento tipo choque ( $M_A > 8$ ).

Las FCA son estructuras nuevas que bordean regiones de antechoque altamente perturbado. Ellas tienen perfiles de campo magnético y densidad similares a las *cavidades del antechoque* ([Schwartz et al., 2006](#); [Sibeck et al., 2001, 2002](#)). Pero a diferencia de estas, las FCA son siempre observadas a las orillas del antechoque, las cavidades pueden observarse a la orilla del antechoque o bien como eventos aislados en el viento solar sin ondas en sus alrededores. Adicionalmente, las cavidades muestran un perfil muy simétrico en el campo magnético y la densidad (*incremento + decremento + incremento*) mientras que las FCA tienen un perfil anti-simétrico (*incremento + decremento*). El análisis estadístico hecho para cavidades por [Billingham et al. \(2008\)](#) muestra que las cavidades aisladas ocurren para flujos de viento solar lento con baja densidad y campo magnético moderado. Además, las cavidades tienden a existir para números de Mach alfvénicos pequeños. Mientras que estas tendencias son similares a las aquí encontradas para las FCA, se debe tener en mente que el análisis de [Billingham et al. \(2008\)](#)

fue hecho para cavidades aisladas. Hasta la presentación de este trabajo, no hay un análisis estadístico reportado en la literatura que estudie las cavidades que ocurren a las orillas del antechoque, lo cual podría ser comparado con lo que aquí se hizo.

Recientemente, [Billingham et al. \(2011\)](#) estudiaron dos cavidades del antechoque observadas por Cluster-1. Una es una cavidad aislada que reproduce el modelo clásico de una cavidad del antechoque. La segunda es un evento observado en la frontera entre dos diferentes regiones de plasma. Esta cavidad fue observada cuando la nave viajó del antechoque de iones hacia el viento solar. El trabajo de [Billingham et al. \(2011\)](#) apoya la hipótesis hecha por [Sibeck et al. \(2008\)](#), quienes sugieren que las cavidades pueden ser interpretadas como encuentros transitorios con la frontera compresiva. En un artículo reciente, [Omidi et al. \(2013\)](#) muestran que se espera que las FCA estén asociadas a las orillas o bordes de las cavidades del antechoque.

De acuerdo a los criterios de selección que aquí se usaron para discriminar entre las FCA y otras estructuras (por ejemplo, *cavidades* o *cavitones* ([Kajdič et al., 2013](#))), la "cavidad-frontera del antechoque" reportada por [Billingham et al. \(2011\)](#) es en realidad una FCA. La "cavidad-frontera" reportada por [Billingham et al. \(2011\)](#) fue observada el 4 de Febrero del 2006 a las 09:34:00 TU en una región que delimitaba dos regiones con plasmas de diferentes características y además hay una rotación en el campo dentro de la estructura, justo como la FCA analizada en este trabajo. También, los perfiles de campo magnético y densidad de la "cavidad-frontera" coinciden con aquellos para las FCA. Una información muy importante que respalda nuestra afirmación se proporciona en las *Figuras 6 y 8* de [Billingham et al. \(2011\)](#). La *Figura 6* muestra que la "cavidad-frontera" es una frontera espacial entre dos distintos regímenes de plasma. Por otro lado, el espectrograma de la *Figura 8* muestra un gran flujo de iones supertérmicos en la región del antechoque, pero algunos minutos más tarde el flujo decrece abruptamente después de cruzar la "cavidad". En el estudio desarrollado en este trabajo de investigación, se observa un comportamiento similar de los iones supertérmicos en las FCA.

Las FCA son parte de un conjunto de estructuras localizadas en el antechoque que son conocidas como *fenómenos transitorios del antechoque*, es decir, fenómenos macroscópicos que aparecen de manera temporal en la región del antechoque terrestre. Una descripción muy breve de todos los transitorios del antechoque terrestre puede consultarse en la dirección electrónica del **GEM Focus Group**<sup>10</sup>. Además de las cavidades, otro transitorio que ha sido

<sup>10</sup> Esta página electrónica es del grupo *Transient Phenomena at the Magnetopause and Bow Shock and Their Ground Signatures* perteneciente al programa *Geospace Environment Modeling* de la *National Science Foundation*



ampliamente estudiado recientemente son las *anomalías de flujo caliente* (ver por ejemplo [Lucek et al., 2004b,a](#); [Facsó et al., 2008](#)).

Si bien los antechoques planetarios no son completamente iguales debido a las diferencias de la interacción del viento solar con el cuerpo planetario, sí comparten similitudes que han motivado el estudio de los fenómenos transitorios del antechoque en estas regiones. Así, por ejemplo, se ha reportado la existencia de anomalías de flujo caliente en los antechoques de Mercurio ([Uritsky et al., 2014](#)), Venus ([Collinson et al., 2012, 2014](#)), Marte ([Øieroset et al., 2001](#)) y Saturno ([Masters et al., 2008](#)). Tomando en cuenta esto, fue de interés para este trabajo verificar la existencia de las FCA en otros ambientes magnetosféricos. En particular, en los antechoques de Venus y Saturno pues gracias a las misiones *Venus Express* y *Cassini* se dispone de una amplia base de datos para ambos sistemas magnetosféricos. Desafortunadamente, la pobre existencia de datos de plasma y su baja resolución (1 vector cada 4 s para ambas misiones) hizo imposible analizarlos en busca de las FCA pues como se ha mencionado, esta estructura se define en base al plasma y el campo magnético.

### 3.6 CONCLUSIONES

En este trabajo se presenta la primera evidencia observacional de la existencia de la Frontera Compresiva del Antechoque. Esta nueva estructura fue predicha en simulaciones por [Omidi et al. \(2009, 2013\)](#). Aquí se presentan datos de campo magnético y plasma de la nave Cluster-1 para mostrar que las FCA existen y son estructuras comunes en el antechoque terrestre. Se reportan 36 eventos observados en 14 días de los datos de Cluster-1. Las estructuras fueron observadas a distancias entre  $13 R_E$  y  $20 R_E$ .

Las FCA son estructuras de transición que limitan la región del plasma del antechoque del plasma del viento solar observado río arriba. Se caracterizan por un perfil fuertemente compresivo en el campo magnético y la densidad, seguido por decrementos en ambos parámetros. Las fronteras compresivas pueden localizarse dentro del antechoque de iones, separando regiones con ondas de gran amplitud de regiones con ondas de alta frecuencia y baja amplitud. La FCA puede también localizarse en regiones de transición entre el antechoque de iones y el antechoque de electrones, o bien en regiones de transición entre el plasma del antechoque y el viento solar prístino.

Las 36 FCA se observaron para diferentes geometrías del CMI y diferentes condiciones del plasma del viento solar. Se encontró que las fronteras compresivas son estructuras altamente no-lineales con duración promedio de 55 s. Las amplitudes medias del cam-

po magnético y la densidad son  $\delta B/B_{vs} \sim 0.42$  y  $\delta n/n_{vs} \sim 0.39$ . Las amplitudes de campo y densidad están correlacionadas con un  $CCLP = 0.86$ .

La desaceleración y desviación que el plasma del viento solar experimenta al cruzar la FCA, da a entender que esta estructura participa en el procesamiento del viento solar incidente.

Los datos de campo magnético revelan la presencia de ondas compresivas en la región del antechoque junto a las FCA y, en ocasiones, también la existencia de ondas de alta frecuencia fuera de las FCA. Las perturbaciones de alta frecuencia (0.25 – 1.7 Hz) indican que la frontera compresiva no siempre separa viento solar quieto y antechoque, sino que más bien marca la separación entre regiones de ondas FUB fuertemente compresivas y regiones donde el viento solar es ligeramente perturbado por fluctuaciones de pequeña amplitud. El análisis de las distribuciones de iones muestran que en ocasiones las FCA separan regiones donde se observan iones giratorios, de regiones donde se detectan IAC. Por lo tanto, en tales casos la FCA coincide con la frontera de iones intermedios.

### 3.7 TRABAJO A FUTURO Y COMENTARIOS FINALES

Si bien este trabajo cumplió satisfactoriamente el objetivo de demostrar la existencia y características principales de la frontera compresiva del antechoque, al desarrollar la investigación se han asomado algunos puntos que no fueron abordados y que permitirán continuar con el desarrollo de esta línea de investigación. A continuación de resumen:

- Se requiere usar un análisis multi-naves a fin de calcular con precisión las dimensiones espaciales de las FCA. Lo que además proporcionará información de la localización de las FCA respecto a la fronteras de iones y de ondas FUB.
- Explorar datos de otros antechoque planetarios si la resolución de los datos de plasma es suficientemente alta.



## FRONTERAS COMPRESIVAS DEL ANTECHOQUE TERRESTRE OBSERVADAS POR THEMIS

---

En el capítulo anterior quedó demostrado observacionalmente la existencia de la frontera compresiva del antechoque terrestre a partir del análisis de datos de la misión Cluster. Dicho análisis incluyó el estudio cualitativo de las distribuciones de partículas (iones) presentes, tanto en la FCA, como en regiones vecinas. Los estudios de caso presentados permitieron sugerir la relación de las FCA con otras fronteras internas del antechoque como la frontera de iones intermedios, la frontera de iones o la frontera de ondas FUB. Sin embargo, en los eventos analizados no se pudo realizar un análisis multi-naves de utilidad debido a la proximidad de las naves.

La misión *THEMIS* (*Time History of Events and Macroscale Interactions during Substorms*) fue conformada originalmente por 5 naves idénticas con el objetivo de explorar el ambiente magnetosférico terrestre y la región de acoplamiento con el viento solar. Aunque inicialmente las cinco naves fueron puestas en órbitas alrededor de la Tierra, en el 2011 dos de las naves fueron inyectadas a una órbita alrededor de la Luna conformando la misión *ARTEMIS* (*Acceleration, Reconnection, Turbulence and Electrodynamics of Moon's Interaction with the Sun*) cuyo objetivo principal es analizar los efectos de la radiación solar que incide en la superficie rocosa de nuestro satélite natural, el cual no posee un campo magnético que lo proteja. Así las cosas, THEMIS está hoy conformada por tres naves dedicadas a estudiar la magnetósfera terrestre y las regiones de interacción entre el viento solar y la magnetósfera.

La capacidad de THEMIS de hacer observaciones múltiples y la buena resolución de los datos de campo magnético y plasma de los instrumentos a bordo, representan una excelente oportunidad para analizar eventos de fronteras compresivas que fuesen observados simultáneamente por más de una nave.

Aquí se presentan los principales resultados del análisis cualitativo hecho con la misión THEMIS en relación a las distribuciones de iones y su evolución.

#### 4.1 DATOS Y CRITERIOS DE SELECCIÓN

Durante la *Fase Científica del lado día* de la misión THEMIS (Angelopoulos, 2008) comprendida entre Junio y Octubre del 2008, la configuración de las naves permitió hacer observaciones simultáneas del viento solar, la región del antechoque y choque, la magnetofunda y la magnetósfera externa. Durante esta temporada de observación las naves THEMIS-B y THEMIS-C estuvieron ubicadas regularmente río arriba del choque de proa, de manera que los datos de estas dos naves fueron de particular interés para este estudio.

Se usaron datos de campo magnético provenientes del magnetómetro *FGM*<sup>1</sup> (Auster et al., 2008) y datos de los momentos del plasma del analizador electrostático *ESA*<sup>2</sup> (McFadden et al., 2008), ambos con una resolución de 3 s. Para cada giro de la nave (3 s), el instrumento ESA mide distribuciones 3-D de iones y electrones en el rango de energía de unos pocos eV hasta 30 keV para electrones y 25 keV para iones. Si bien el instrumento opera en cuatro distintos modos con diferentes resoluciones, ángulo sólido de barrido y rango de energías; todas las observaciones que se presentan fueron realizadas bajo el modo llamado *Full Mode*, el cual posee una baja resolución de 128 giros (es decir, una distribución cada 6 min), barre 32 canales de energía y cubre 88 ángulos sólidos.

A lo largo de los cinco meses de observación en la Fase del lado día, se encontraron 209 FCA observadas por la nave THEMIS-B siguiendo los mismo criterios usados en el caso del análisis de Cluster, (Rojas-Castillo et al., 2013b). Para esta muestra de eventos se analizaron las distribuciones de partículas y el flujo de partículas (en unidades de cuentas). Se consideraron las cuentas de partículas por encima del nivel de una cuenta para evitar interpretaciones erróneas de las distribuciones de iones; de manera que se pudo identificar el ruido en las gráficas de distribuciones de partículas.

Cabe destacar que no todos los 209 eventos fueron observados simultáneamente por las demás sondas de THEMIS y aún cuando se tenían datos de campo magnético y momentos de plasma, tampoco en todos los casos fue posible obtener las distribuciones de partículas.

A continuación se presentan cinco estudios de caso de fronteras compresivas observadas simultáneamente por las sondas B y C, y para las cuales se obtuvieron las distribuciones de iones.

<sup>1</sup> Por sus siglas en inglés: *Fluxgate Magnetometer*

<sup>2</sup> Por sus siglas en inglés: *Electrostatic Analyzer*

## 4.2 ESTUDIOS DE CASO

**Caso 1: 1 de Septiembre del 2008**

En la [Figura 44](#) se muestra una FCA observada el 1 de Septiembre del 2008 por la nave THEMIS-B a las 20:11:26 TU, región sombreada gris, cuando la nave se encontraba en  $(13.50, -11.41, -7.85) R_E$  en el sistema GSE a una distancia de  $19.3 R_E$  y viajaba de la región del viento solar hacia el antechoque. Los paneles mostrados son, de arriba a abajo: magnitud del campo en nanoTeslas (nT), densidad de partículas por centímetro cúbico ( $\text{cm}^{-3}$ ), componentes del campo magnético en (nT): traza azul para  $B_x$ , traza verde para  $B_y$  y roja para  $B_z$ ; velocidad de bulto del flujo  $|V|$  en kilómetros por segundo (km/s) y el panel inferior corresponde al espectro de energía omnidireccional de los iones en electrón-Volts (eV).

El viento solar medido por THEMIS-B fue un flujo lento, de apenas 269 km/s. La FCA mostró amplitudes de 44 % y 38 % para campo magnético y densidad, respectivamente. Al interior de la estructura, se observaron ligeras rotaciones en las componentes  $x$  y  $z$  del campo.

Escasos cinco minutos después, alrededor de las 20:15:52 TU, la nave THEMIS-C cruza la FCA; ahora cuando la nave estaba saliendo del antechoque y dirigiéndose hacia la región del VS, ver [Figura 44](#). Cuando la nave detectó la FCA, su posición era  $(14.43, -6.84, -5.27) R_E$ , esto es, a unos  $16.8 R_E$ , un poco más cerca que THEMIS-B. Al igual que la sonda B, la nave C midió velocidades bajas del viento solar (276 km/s) cuando entró a esa región. El perfil de la frontera fue más compresiva en el campo con una amplitud de 76 %, en tanto que la densidad tuvo una amplitud del 33 %. Además, la nave C no observó ninguna rotación dentro de la FCA.

De la [Figura 44](#) es posible notar que la frontera aquí presentada, asemeja la estructura tipo "*cavidad-frontera del antechoque*" reportada por [Billingham et al. \(2011\)](#) discutida en la [Sección 3.5](#) del capítulo anterior. Ambas naves observan que se forma esta "cavidad", que es más que la región de decremento de la propia FCA. En el caso de THEMIS-B que se mueve del VS y entra al antechoque, se observa justo después de alcanzada la mayor compresión del campo y la densidad. Mientras que para THEMIS-C que sale del antechoque hacia el VS, se observa justo antes de la orilla río arriba de la FCA.

En la [Figura 45](#) se muestran las distribuciones de iones en el espacio de velocidades, medidos por THEMIS-B (renglón superior) y THEMIS-C (renglón inferior) a los tiempos indicados en la [Figura 44](#) por las líneas verticales punteadas (de izquierda a derecha).

01/Sep/2008

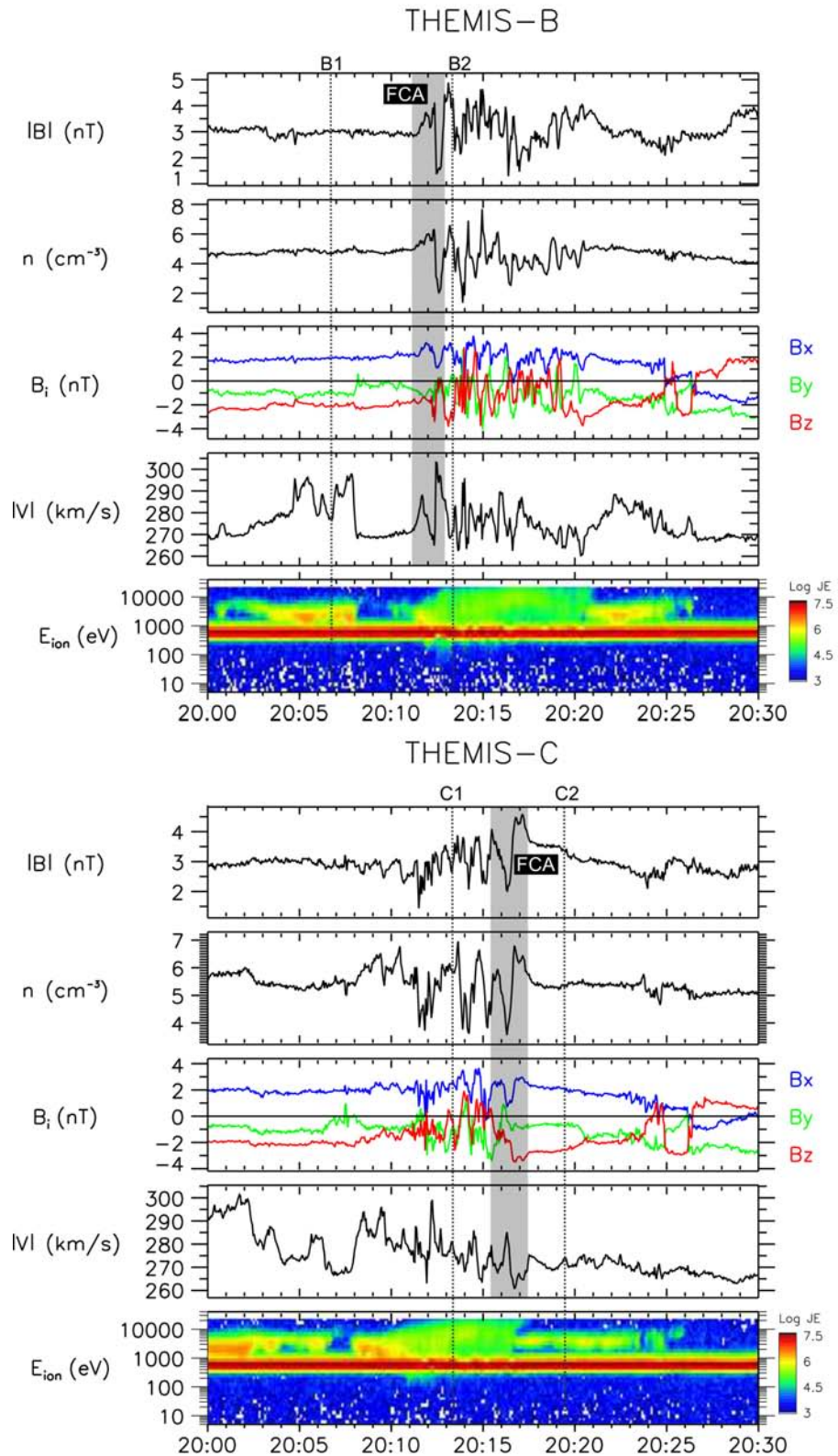


Figura 44: Esta figura ilustra una FCA observada simultáneamente por las naves THEMIS-B y C el 1 de Septiembre del 2008. El evento está indicado por la región sombreada. Los paneles son, de arriba a abajo: magnitud del campo magnético, densidad, componentes del campo  $B_x$  (línea azul),  $B_y$  (línea verde) y  $B_z$  (línea roja), velocidad de bulo del flujo  $|V|$  y espectro omnidireccional de energía de los iones (eV).

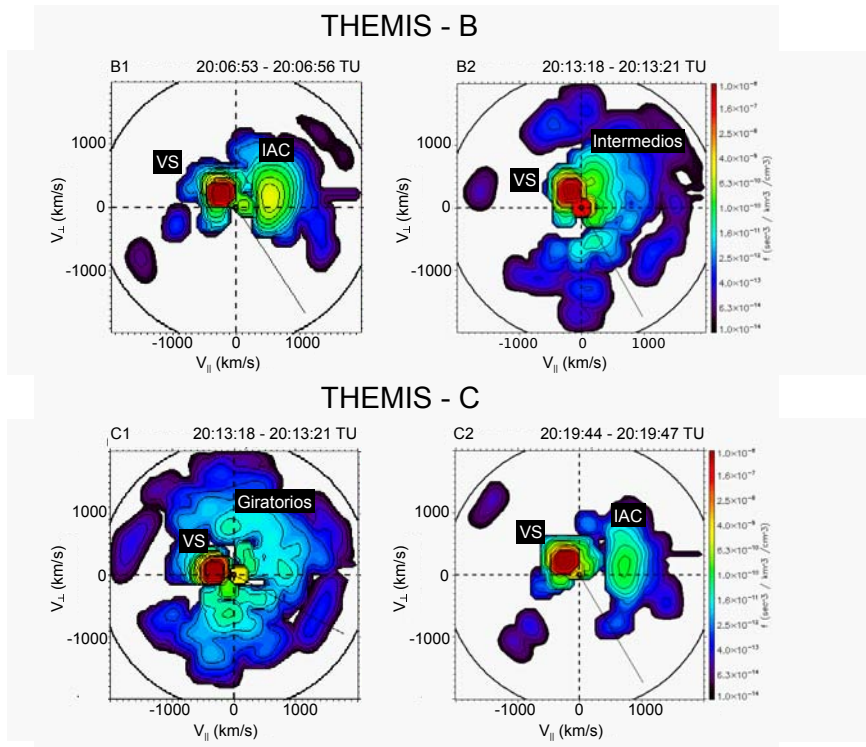


Figura 45: Distribuciones de partículas medidas por THEMIS-B (paneles superiores) y THEMIS-C (paneles inferiores). Se etiqueta cada gráfico en la esquina superior izquierda de acuerdo al tiempo indicado en la misma nave, pero en la [Figura 44](#). Los ejes  $x$  y  $y$  en cada gráfica, corresponden a las componentes perpendicular ( $V_{\perp}$ ) y paralela ( $V_{\parallel}$ ) al campo, de la velocidad de buito.



Río arriba de la estructura<sup>3</sup>, ambas naves detectaron la presencia de iones alineados al campo además del haz del viento solar; lo que coincide con las que el espectrograma muestre iones supertérmicos río arriba de la FCA. Mientras que río abajo las poblaciones detectadas fueron diferentes; en tanto THEMIS-B muestra una población de iones intermedios acompañando al viento solar, THEMIS-C observó una población más bien giratoria. La FCA, entonces, está separando una región donde IAC son observados de una región donde hay presencia de iones intermedios/giratorios; lo que indica que esta FCA observada simultáneamente por las naves A y B, coincide con la frontera intermedia que separa iones alineados al campo de iones giratorios [Meziane et al. \(2004b\)](#).

### Caso 2: 5 de Septiembre del 2008)

En este día, la sonda THEMIS-B observó un cruce de una FCA de las 18:50:02 TU a las 18:51:36 TU, [Figura 46](#), cuando la nave se encontraba a  $18.6 R_E$  en  $(11.86, -12.04, -7.70) R_E$ . Río arriba de la frontera el viento solar es prácticamente prístino y tenía una velocidad de 387 km/s. La región de compresión de la FCA es bastante extendida para este ejemplo y se pueden observar rotaciones suaves dentro de la estructura en las componentes  $B_y$  y  $B_z$ . Para esta estructura, las amplitudes de campo y densidad fueron  $\delta B/B_{vs} = 0.71$  y  $\delta n/n_{vs} = 0.52$ .

Por otro lado, THEMIS-C que se movía en el mismo sentido que THEMIS-B (del VS hacia el anteochoque) observó a las 18:48:31 cierta compresión del campo y la densidad, además de un incremento en la población de iones supertérmicos como puede observarse en el espectrograma de energías de la [Figura 46](#). Las amplitudes para el caso de la sonda C fueron menores que las calculadas para B,  $\delta B/B_{vs} = 0.50$  y  $\delta n/n_{vs} = 0.37$ . El hecho de que THEMIS-C detectará una FCA menos compresiva puede deberse a que la estructura que esta nave observó se encontraba en un estado más "joven", donde no había alcanzado su máxima compresión (la cual se esperaría que fuera al menos equiparable a la compresión medida por THEMIS-B casi un par de minutos después); o bien, puede ser un simple efecto de la trayectoria con la que la sonda C cruzó la FCA. Quedan sugeridos ambos escenarios.

THEMIS-C se encontraba localizada más cerca que B, a  $16.4 R_E$ . Entre las 18:49:46 TU – 18:50:33 TU, esta nave observó una anomalía de flujo caliente (región sombreada en rojo de la [Figura 46](#)) que es claramente identificable por la desviación y desaceleración del flujo de plasma justo río abajo de la FCA, además de las rotaciones

<sup>3</sup> Se recuerda que río arriba de la estructura implica que está en la región de VS (perturbado o no), mientras que río abajo se refiere a la región del anteochoque propiamente.

05/Sep/2008

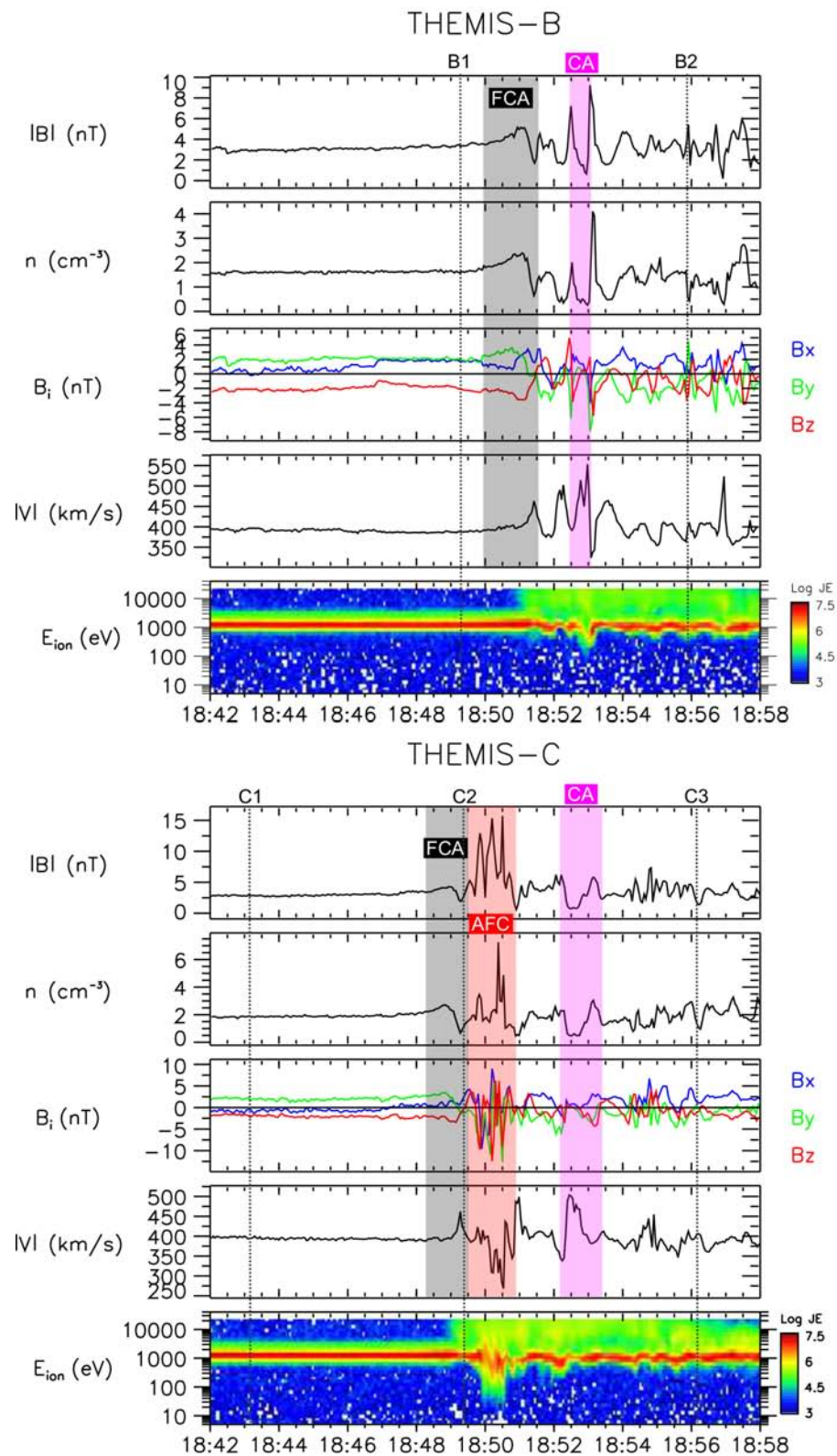


Figura 46: La FCA (sombra azul) observada por ambas naves muestra las propiedades de un modo magnetosónico con el campo y la densidad correlacionados. Además de la FCA, ambas naves observan una cavidad del antechoque (CA, sombreado rosa) pero sólo THEMIS-C detectó una anomalía de flujo caliente justo río abajo de la FCA (AFC, sombra roja).

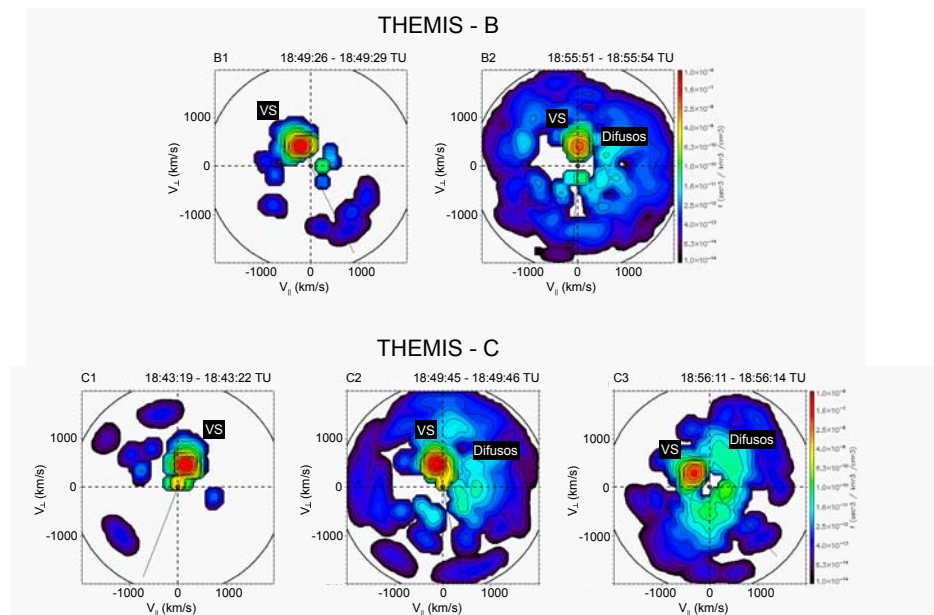


Figura 47: En ambas naves se observa el haz del viento solar río arriba de la FCA; y río abajo esta distribución es acompañada por una población de iones difusos. Para THEMIS-C se muestran distribuciones de iones río arriba (viento solar), dentro de la FCA y río arriba de la estructura (es decir, en el antechoque).

en el campo en ambas orillas de la anomalía (ver por ejemplo [Zhang et al., 2010](#)).

Otra peculiaridad de este caso es que ambas naves observaron a aproximadamente las 18:53:01 TU incrementos en campo y densidad rodeando una población de partículas supertérmicas (zonas en rosa), que corresponden muy posiblemente a una cavidad del antechoque.

De las distribuciones de partículas mostradas en la [Figura 47](#), se observa río arriba de los cruces de la FCA la distribución del viento solar prístino. En tanto que río abajo, ya dentro del antechoque, el plasma ha sido calentado y ahora se observa una población de iones difusos.

### Caso 3: 4 de Octubre del 2008

Durante el día 4 de Octubre del 2008, las naves THEMIS-B y C se localizaron río arriba del choque de proa de manera tal que permitieron observar simultáneamente 4 fronteras compresivas. Este caso corresponde a la que se observó más temprano en ese día y que fue detectada por THEMIS-B a las 08:14:58 TU, [Figura 48](#), en el punto  $(12.9, -23.0, -8.5) R_E$  a una distancia de  $27.7 R_E$ . Aún cuando por simple inspección el perfil de densidad no muestra tan claramente el perfil de la FCA, este parámetro se comprimió en un 42 % respecto a su valor nominal en el viento solar. A diferencia del campo, donde se muestra una firma más clara de la FCA pero que tan sólo se comprimió en un 23 %. Dentro de la estructura se observan rotaciones en las componentes del campo.

La nave THEMIS-C se encontraba a  $18.5 R_E$  y pesé a los  $\sim 10 R_E$  que separaban las naves, la sonda C pudo detectar una región de transición entre el viento solar y la región del antechoque entre las 08:15:13 TU y las 08:16:00 TU, [Figura 48](#). Esta región de transición muestra el mismo perfil de una FCA pero tiene una compresión muy débil en el campo magnético, de apenas 8 %. De acuerdo a los criterios de selección establecidos en la [Sección 3.3](#) del [Capítulo 3](#), esta región no se considera una FCA para los fines estadísticos que se pretendían en esa sección. Sin embargo, se podría catalogar como una FCA muy débil dado que cumple con las demás características de la FCA y además la compresión en la densidad es moderada (34 %).

Las distribuciones de partículas de la [Figura 49](#) muestra que la FCA vista por las dos naves, separó una región de iones intermedios de una región donde sólo se detectó el haz del viento solar. Esto es un indicativo de que la frontera compresiva se observó dentro del antechoque de iones.

04/Oct/2008

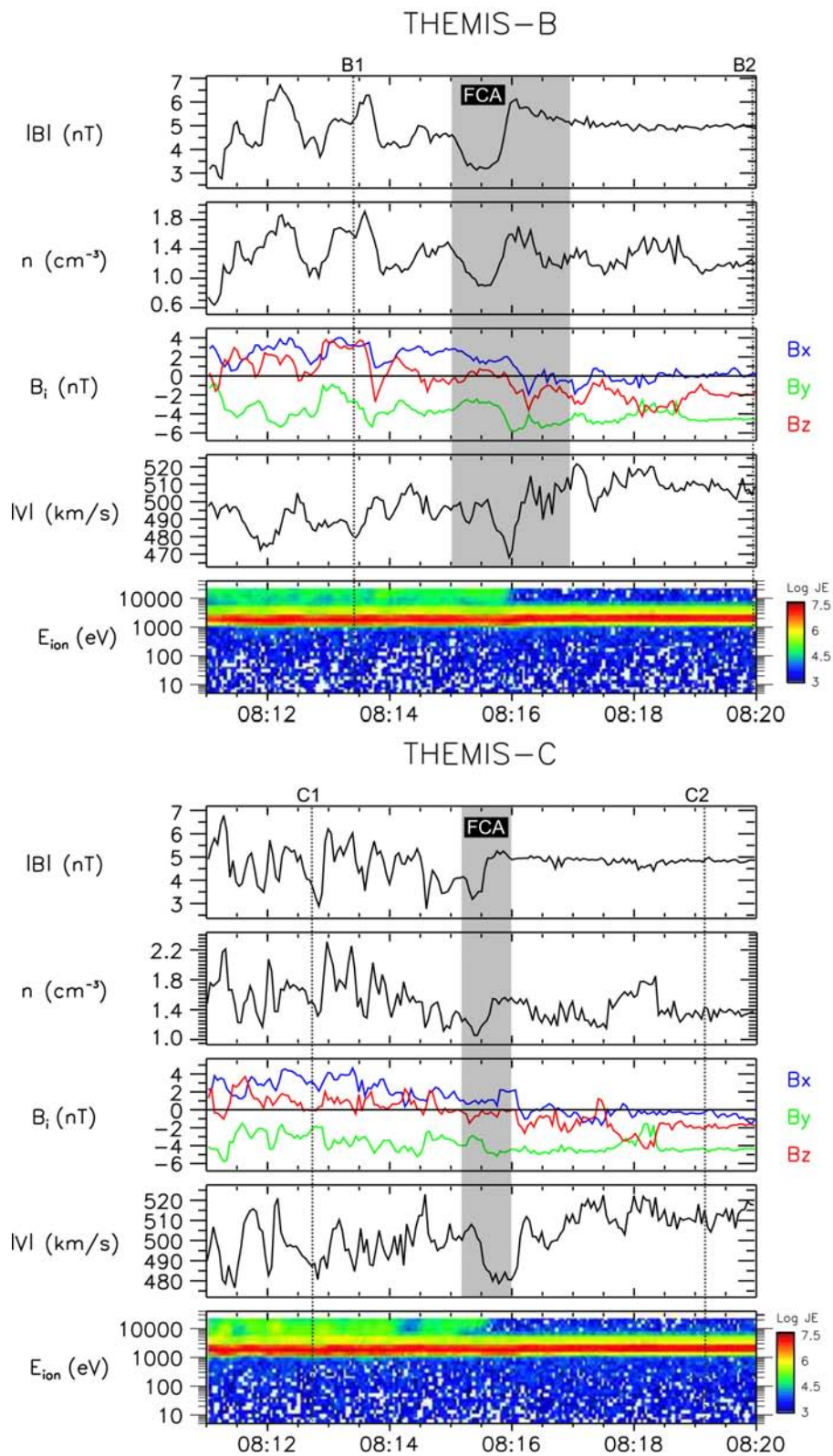


Figura 48: Durante este día se observaron 4 FCA a diferentes tiempos. La FCA que aquí se muestra, exhibe un perfil más definido en campo magnético que en densidad para ambas naves. THEMIS-C detecta la estructura con menor compresión en campo magnético y en densidad.

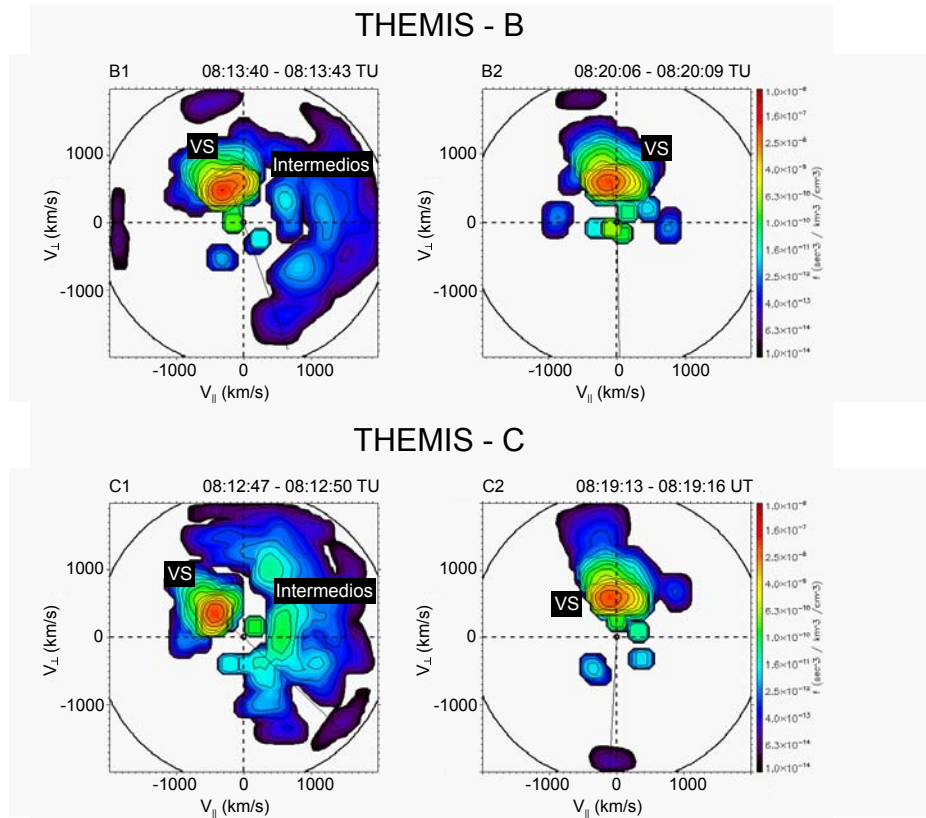


Figura 49: Las poblaciones de iones que observan las dos naves son las mismas: VS río arriba de la estructura e intermedios río abajo. Esto indica que la FCA se detectó dentro del anteochoque de iones.

04/Oct/2008

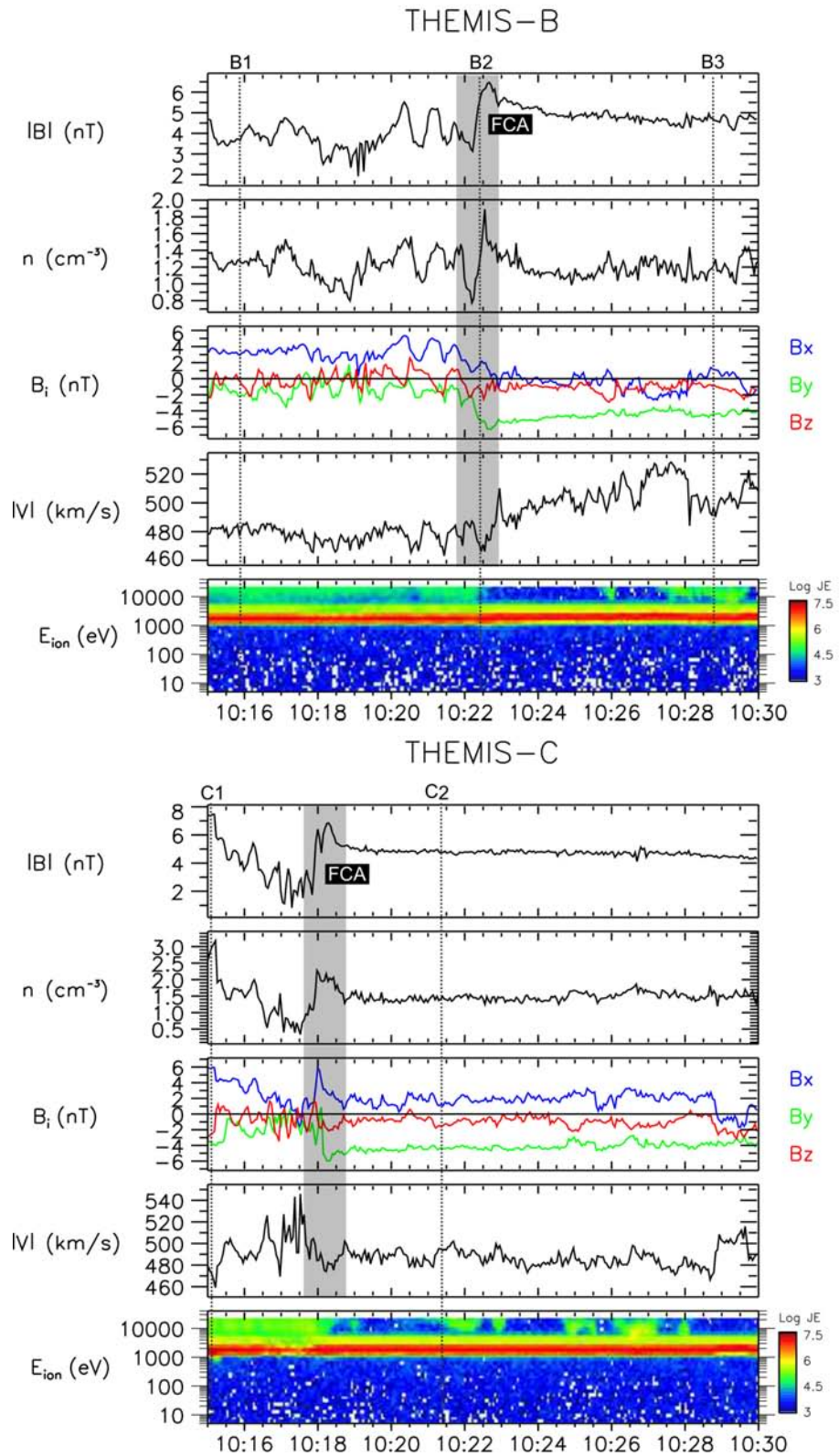


Figura 50: Para este evento las condiciones de viento solar eran similares a las del caso de la Figura 48:  $V_{vs} = 495$  km/s en el caso de la nave B, y  $V_{vs} = 484$  km/s en el caso de THEMIS-C. La configuración del CMI era oblicua:  $75^\circ$  y  $66^\circ$ , respectivamente.

### Caso 4: 4 de Octubre del 2008

El siguiente evento observado durante el 4 de Octubre fue en esta ocasión detectado primero por la nave THEMIS-C a las 10:17:42 TU, [Figura 50](#), cuando la nave se encontraba a una distancia de  $28.5 R_E$ . Todas las componentes del campo muestran rotación, siendo la más significativa la de la componente  $B_y$ . Las amplitudes de este evento visto por THEMIS-C fueron de  $\delta B/B_{VS} = 0.40$  y  $\delta n/n_{VS} = 0.52$ .

Algunos minutos más tarde (10:21:53 TU) y casi a  $10 R_E$  de distancia (ahora a  $17.8 R_E$ ), THEMIS-B observó el cruce de la FCA con amplitudes de  $\delta B/B_{VS} = 0.41$  y  $\delta n/n_{VS} = 0.63$ . Ahora es la componente  $B_y$  la que exhibe una rotación importante, mientras que  $B_z$  permaneció bastante estable en el periodo de observación presentado en la [Figura 50](#).

La amplia separación entre las naves en un intervalo de tiempo tan corto, da idea del tamaño aproximado de la FCA que debe ser de al menos  $10 R_E$ .

Ambas naves, B y C, observaron IAC río arriba de la FCA y una población de iones difusos río abajo de la estructura, ver [Figura 51](#). Esto indica que la FCA se encontraba dentro del antechoque de iones.

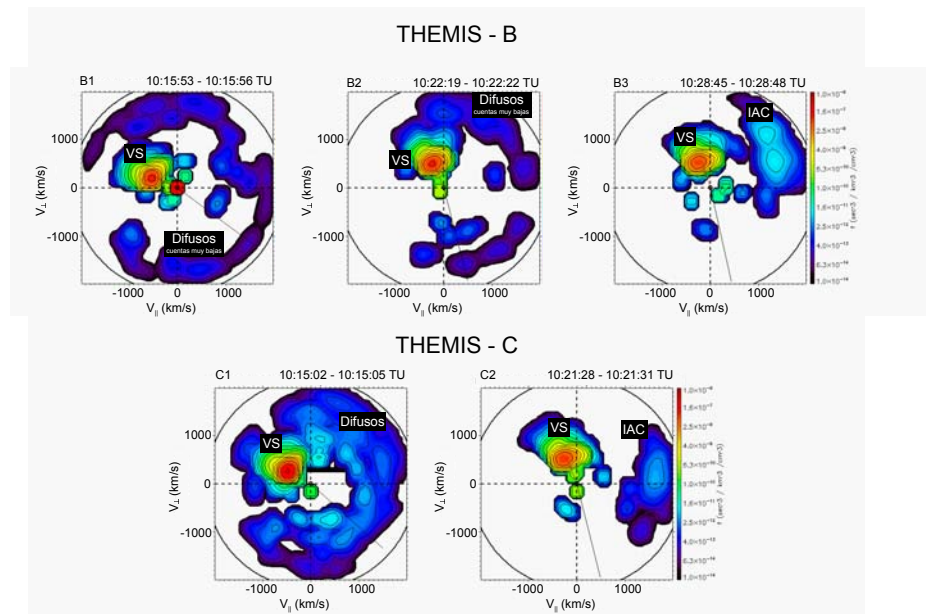


Figura 51: Las distribuciones de partículas de esta frontera indican que la estructura se observó dentro del antechoque de iones. Aún cuando las cuentas son bajas para la partículas con velocidades mayores, se puede hablar de que estas conforman una población difusa.



### Caso 5: 6 de Octubre del 2008

El 6 de Octubre del 2008, THEMIS-B y C observaron el cruce de otra FCA. Los paneles de la magnitud del campo y la densidad de THEMIS-B, [Figura 52](#), muestran una FCA del tipo "cavidad-frontera" que comenzó a detectarse a las 11:07:18 TU. Acompañando a la FCA también se puede observar que hay un incremento importante en la población de iones supertérmicos (ver espectrograma).

La distribución de iones a lo largo del periodo de observación (aproximadamente 16 min) muestra el haz del viento solar más una población de iones alineados al campo, indicando que la nave THEMIS-B observa una FCA que está dentro del antechoque de iones.

Por otro lado, THEMIS-C observa un perfil muy pronunciado de la FCA hacia las 11:07:47 TU, [Figura 52](#). La compresión del campo y la densidad es muy alta ( $\delta B/B_{vs} = 1.17$  y  $\delta n/n_{vs} = 1.52$ ), en comparación con las amplitudes calculadas para THEMIS-B ( $\delta B/B_{vs} = 0.23$  y  $\delta n/n_{vs} = 0.45$ ).

Las distribuciones medidas por la sonda C, muestran como evoluciona la población de los iones supertérmicos que acompañan el haz del viento solar conforme la nave fue viajando de la región del viento solar hacia el antechoque; río arriba de la frontera se detecta una población de iones alineados, que luego se miden como una población de iones intermedios justo dentro de la FCA. Después estos iones intermedios se detectan ahora como una población difusa ya dentro del antechoque, ver paneles inferiores de [Figura 53](#). Esto indica, como en THEMIS-B, que la frontera compresiva fue observada dentro del antechoque de iones.

Como puede observarse en el panel de las componentes del campo, estas no muestran ninguna rotación al pasar de la región de viento solar al antechoque; lo cual es la característica más importante de este evento.

#### 4.3 DISCUSIÓN

La [Tabla 5](#) muestra los parámetros de los cinco ejemplos de observaciones simultáneas hechas por THEMIS-B y C que se presentaron en la sección anterior. Se enlistan la fecha, la nave que detectó ( $\phi$ ), la distancia a la que se encontraba la nave en el momento de la observación (R) en radios terrestres, el promedio de la velocidad del viento solar medida por la nave ( $V_{vs}$ ), el tiempo que le llevó a la nave cruzar la estructura ( $t_{cruce}$ ), el ángulo de cono ( $\theta_{BV}$ ), la amplitud de campo ( $\delta B/B_{vs}$ ) y densidad ( $\delta n/n_{vs}$ );

06/Oct/2008

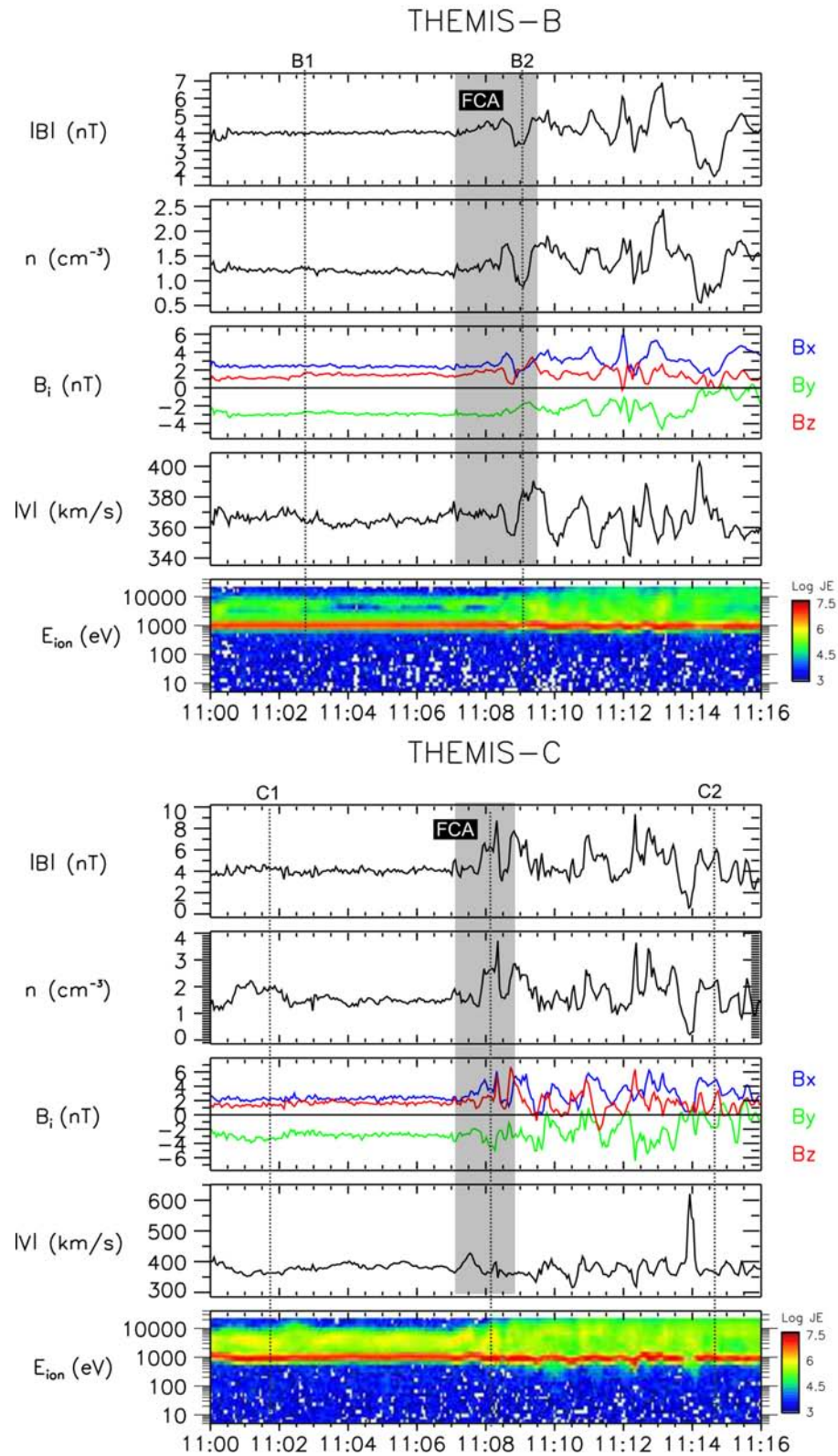


Figura 52: El evento observado el 6 de Octubre del 2008 ilustra la re-interpretación de [Sibeck et al. \(2008\)](#) de las cavidades del anteochoque como encuentros transitorios con las FCA.

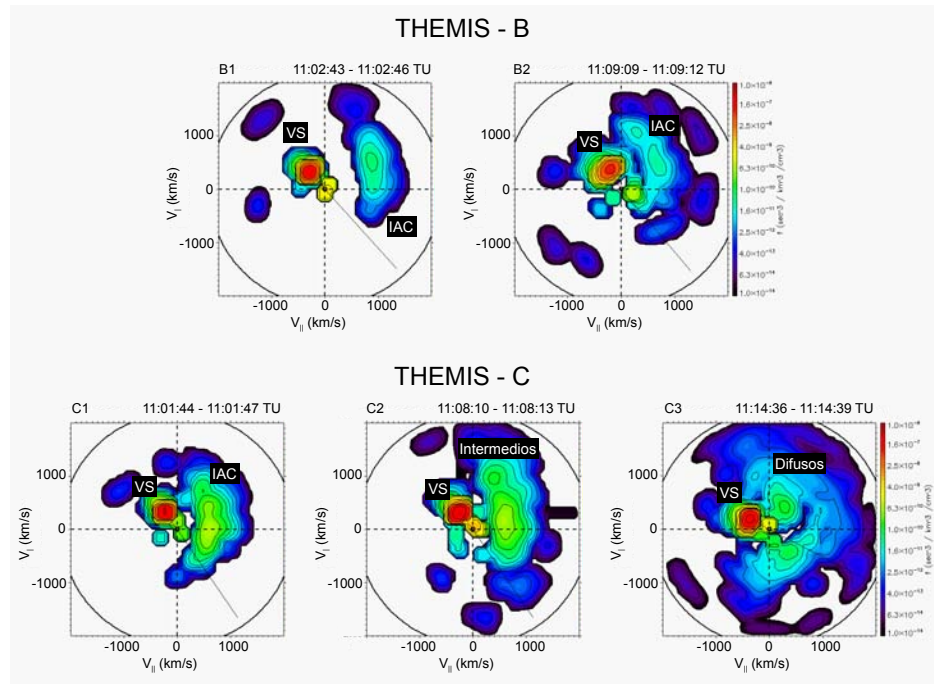


Figura 53: Nuevamente, para la FCA del 6 de Octubre del 2008, THEMIS-C midió distribuciones de iones en la región del viento solar, dentro de la FCA y en la zona del antechoque. El análisis de estas distribuciones mostró que esta FCA se observó dentro del antechoque de iones.

| FECHA<br>(dd/mm/aa) | $\phi$ | R<br>[ $R_E$ ] | $V_{vs}$<br>[km/s] | $t_c$<br>[s] | $\theta_{BV}$<br>[ $^\circ$ ] | $\frac{\delta B}{B_{vs}}$<br>- | $\frac{\delta n}{n_{vs}}$<br>- | $X_x$<br>[ $R_E$ ] |
|---------------------|--------|----------------|--------------------|--------------|-------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|--------------------|
| 01/09/08            | B      | 19.3           | 270                | 82           | 53                            | 0.44                           | 0.76                           | 3.5                |
|                     | C      | 16.8           | 264                | 90           | 46                            | 0.38                           | 0.33                           | 3.7                |
| 05/09/08            | B      | 18.6           | 388                | 94           | 72                            | 0.71                           | 0.52                           | 5.7                |
|                     | C      | 16.4           | 399                | 61           | 81                            | 0.50                           | 0.37                           | 3.8                |
| 04/10/08            | B      | 18.5           | 508                | 120          | 87                            | 0.23                           | 0.42                           | 9.6                |
|                     | C      | 27.7           | 510                | 47           | 86                            | 0.07                           | 0.34                           | 3.8                |
| 04/10/08            | B      | 17.8           | 495                | 133          | 74                            | 0.41                           | 0.63                           | 10.3               |
|                     | C      | 28.5           | 484                | 62           | 66                            | 0.40                           | 0.52                           | 4.7                |
| 06/10/08            | B      | 21.8           | 375                | 124          | 54                            | 0.23                           | 0.45                           | 7.3                |
|                     | C      | 17.2           | 364                | 60           | 47                            | 1.17                           | 1.52                           | 3.4                |

Tabla 5: Parámetros para los cinco ejemplos presentados, de izquierda a derecha: fecha, nave, posición de la nave (R), promedio de la velocidad del viento solar ( $V_{vs}$ ), tiempo de cruce ( $t_c$ ), ángulo de cono ( $\theta_{BV}$ ), amplitud del campo magnético ( $\delta B/B_{vs}$ ), amplitud de la densidad ( $\delta n/n_{vs}$ ) y extensión aproximada de la estructura a lo largo de la dirección  $x$  ( $X_x$ ).

finalmente, la extensión aproximada de la FCA a lo largo de la dirección  $x$  ( $X_x$ ).

Todos los casos presentados fueron observados para flujos de viento solar con velocidades de bajas a moderadas y con tiempos de cruce considerables pues solo un ejemplo tuvo un tiempo inferior a 1 min.

A diferencia de los 36 casos detectados con Cluster (ver [Capítulo 3](#)) la configuración del CMI que estuvo observando THEMIS fue más bien oblicua donde  $46^\circ < \theta_{BV} < 87^\circ$ .

En función de la separación de las naves y del corto tiempo que pasó entre la detección de la FCA por una y otra nave, es posible acotar el tamaño de las FCA a lo largo de la dirección radial a valores de entre 3.4–10.3  $R_E$ . La extensión se calculó mediante una simple aproximación, considerando el tiempo de cruce y la dirección del viento solar (que es mayormente en la dirección radial por lo que la aproximación es aceptable). La estimación del tamaño de las FCA fue posible debido a la separación entre las naves. En el caso de los eventos observados con Cluster, la separación de las naves era tan pequeña que -en casi todos los eventos- las naves detectaban el mismo perfil de la FCA y al mismo tiempo. Si bien aquí no se hace un cálculo preciso de la extensión de la estructura -para lo cual se requiere calcular la velocidad y dirección de movimiento de la FCA- los tamaños aproximados que se muestran para los 5 ejemplos sí dan una idea de que la FCA se trata de una estructura macroscópica en el antechoque.

Las distribuciones de partículas que se obtuvieron a partir de los datos de THEMIS, corrobora lo que se había encontrado en el análisis de Cluster. Las FCA pueden separar viento solar prístino del plasma perturbado del antechoque o bien, pueden localizarse dentro del antechoque de iones; en cuyo caso, eventualmente pueden coincidir con la frontera intermedia.

Las FCA de los casos 1 y 5 exhibieron perfiles tipo "cavidad-frontera", semejantes al caso reportado por [Billingham et al. \(2011\)](#), pero donde se ve con mayor claridad que la estructura en cuestión se trata de una FCB. Cabe hacer notar que el trabajo de [Billingham et al. \(2011\)](#) de hecho apoya la hipótesis de [Sibeck et al. \(2008\)](#), quienes proponen que las cavidades del antechoque pueden reinterpretarse como encuentros transitorios con la FCA. Adicionalmente, [Omidi et al. \(2013\)](#) mostraron en resultados de simulaciones híbridas que se espera que las FCA estén asociadas con las orillas de las cavidades del antechoque.

Se mostró en el caso 2 observaciones simultáneas de una anomalía de flujo caliente y una cavidad del antechoque por las naves THEMIS-B y C.

#### 4.4 CONCLUSIONES

Durante la Fase del lado día de Junio a Octubre del 2008, las sondas B y C de la misión THEMIS hicieron un inspección de la región río arriba del choque y la magnetofunda ideal para la detección de estructuras transitorias en la región del antechoque. La nave THEMIS-B que se localizó mayormente río arriba del choque de proa, observó 209 FCA. No todos estos eventos fueron observados por THEMIS-C, la cual en varias ocasiones quedó localizada dentro de la magnetofunda.

Los 209 eventos se formaron para distintas condiciones de viento solar y distintas geometrías del CMI, que habla de la variabilidad de las FCA.

Las observaciones simultáneas de los 5 ejemplos aquí presentados, permiten mostrar que las FCA son estructuras altamente dinámicas que evolucionan espacial y temporalmente. Además, se corrobora que son muy sensibles a cualquier cambio en el campo magnético y en las propiedades del plasma del viento solar, por más pequeños que sean las variaciones.

Las FCA pueden estar localizadas a la orilla del antechoque, separando el plasma del VS del plasma del antechoque. O bien, puede estar dentro del antechoque y -por ejemplo- coincidir con la frontera de iones intermedios/giratorios reportada por [Meziane et al. \(2004b\)](#). Se trata además, de estructuras macroscópicas. Para los ejemplos mostrados la extensión varió entre  $3 R_E$  y  $10 R_E$ .

El uso de los datos de la misión THEMIS da una enorme ventaja al llevar a cabo el análisis de las distribuciones de partículas. Si bien esto también es posible con Cluster (ver [Capítulo 3](#)) con THEMIS el cómputo requerido para construir las distribuciones es mucho más accesible al usuario de estos datos.

En este sentido la aportación del estudio de las FCA hecho con THEMIS, reside en la presentación y análisis de las funciones de distribución de iones tanto en el antechoque como en la región de viento solar. Hay trabajos que incluyen este tipo de análisis, pero pocos han estudiado las poblaciones de partículas y su evolución en regiones tan cercanas al choque.

Un mejor entendimiento de la dinámica de las FCA y su relación con otros transientes del antechoque proveerá información útil acerca de como el viento solar cambia o es modificado antes de llegar al choque de proa, así como del impacto de los fenómenos del antechoque sobre la magnetósfera.

#### 4.5 TRABAJO A FUTURO

En este capítulo se dio una descripción cualitativa de las FCA, centrándose en el comportamiento de las poblaciones de partículas cerca de estas estructuras. Sin embargo, queda como un punto importante que puede abordarse en un futuro el hecho de calcular con precisión la extensión que pueden alcanzar las FCA. Aquí se hizo una aproximación simple, pero para hacer un trabajo preciso se requiere de hacer un análisis detallado de correlación cruzada en el tiempo de observación de las estructuras para una o más naves de manera simultánea. Este punto da pie a un trabajo a futuro.

## Parte III

### TORMENTAS DE MODOS TIPO ESPEJO EN LA MAGNETOFUNDA TERRESTRE

No solo en el anteochoque terrestre existen estructuras magnéticas; en la magnetofunda se han observado también estructuras magnéticas asociadas a la inestabilidad tipo espejo. Las ondas tipo espejo que se derivan de esta inestabilidad pueden presentarse como largos trenes de oscilaciones, los cuales son conocidos como tormentas de modo espejo.





## TORMENTAS DE MODOS TIPO ESPEJO EN LA MAGNETOFUNDA

---

Como se mencionó en el [Subsección 1.3.1](#) la magnetofunda es la región entre el choque de proa y la magnetopausa, conformada principalmente por plasma del viento solar y una pequeña componente de origen magnetosférico. En ella el viento solar ha sido desviado, desacelerado, comprimido y calentado ([Dessler y Fejer, 1963](#)).

Al ser el choque de proa sensible a los cambios del CMI, es de esperarse que también la magnetofunda lo sea. Es así, que las propiedades de la magnetofunda -al menos detrás del choque- dependen también de si el choque es cuasi-paralelo o cuasi-perpendicular. En general, la magnetofunda tiende a ser más turbulenta detrás de la porción cuasi-paralela del choque, que detrás de la porción cuasi-perpendicular ([Lucek et al., 2005](#)). Esta turbulencia es la expresión de cómo el plasma disipa la energía que es llevada al sistema por el viento solar.

### 5.1 INTRODUCCIÓN

El plasma de la magnetofunda puede caracterizarse como sigue:

- A. El plasma es altamente inhomogéneo como respuesta a la variabilidad, por ejemplo, de la presión del viento solar y a los cambios en el CMI.
- B. El campo magnético y la densidad promedio son mayores que en el viento solar por un factor de hasta 4 veces, como lo predicen las relaciones de *Rankine-Hugoniot*.
- C. La dirección promedio del flujo del viento solar se desvía de la dirección Sol-Tierra y el plasma fluye alrededor de la magnetósfera.
- D. La velocidad del flujo es menor que la velocidad local del sonido, es decir, el plasma es submagnetosónico.
- E. Con un choque débil en los flancos, el viento solar sufre una menor desaceleración y sigue siendo supersónico en estas regiones.
- F. Hay un incremento importante en la temperatura de los iones respecto a la temperatura río arriba.

- G. La beta del plasma es muy variable, toma valores desde uno hasta mucho más grandes que la unidad.
- H. El plasma tiene una anisotropía en la temperatura ( $T_{\perp} > T_{\parallel}$ ) que tiende a incrementarse desde el choque y hacia la magnetopausa.
- I. La anisotropía de la temperatura tiende a ser mayor río abajo del choque cuasi-perpendicular.

La anisotropía de la temperatura del plasma de la magnetofunda es del tipo en la que la temperatura perpendicular  $T_{\perp}$  excede a la temperatura paralela  $T_{\parallel}$ , ( $T_{\perp} > T_{\parallel}$ ). Se deriva del calentamiento adiabático que ocurre en la dirección perpendicular conforme el plasma y el campo magnético son comprimidos hacia la magnetopausa, o bien, puede deberse a reflexión de iones en el choque. La anisotropía se incrementa desde el choque y hacia la magnetopausa pues el flujo alineado al campo enfría la componente paralela. La anisotropía de la temperatura tiene particular importancia para el crecimiento de las ondas tipo espejo.

La inhomogeneidad de la magnetofunda (que está relacionada con la anisotropía) tiene un efecto importantísimo en la generación y propagación de ondas FUB (Denton, 2000; Lacombe y Belmont, 1995), las cuales a su vez juegan un papel de gran relevancia al portar la información y redistribuir el momento y la energía desde el choque hacia la magnetopausa.

### 5.1.1 Ondas en la magnetofunda

En el plasma turbulento de la magnetofunda abundan las ondas de FUB que son de gran importancia para el transporte de información y la redistribución del momento y la energía desde el choque de proa a la magnetopausa y *viceversa*. El lector interesado puede consultar algunos artículos de revisión de este tema como Song y Russell (1997), Petrinec et al. (1997) y Denton (2000).

Dentro de la magnetofunda hay diversas fuentes que pueden generar ondas (Omidi et al., 1994) y las fluctuaciones de baja frecuencia suelen ser del orden del campo magnético de fondo que está ya de por sí en un régimen muy turbulento. También existen ondas derivadas de la turbulencia intrínseca del viento solar que es procesado en el choque. Además, están presentes las ondas que fueron creadas en el antechoque por reflexión de partículas; como dichas ondas tienen una velocidad menor a la del viento solar, son arrastradas por el viento solar hacia el choque y eventualmente hacia la magnetofunda donde se espera que sus propiedades hayan sido modificadas. Incluso en el choque mismo pueden formarse otras fluctuaciones. Por si fuera poco, la anisotropía en la temperatura que tiene el plasma de la magnetofunda, proporciona la

energía libre necesaria para el crecimiento de inestabilidades en el plasma. En un plasma caracterizado por una función de distribución bi-maxwelliana, esta anisotropía puede originar inestabilidades que generan ondas con frecuencias inferiores a la frecuencia ion ciclotrón. En resultados de simulaciones híbridas se han reportado la existencia de ondas modo lento, ion ciclotrón/Alfvén y modos espejo entre otros (Blanco-Cano et al., 2006), algunos de estos modos se ha verificado en observaciones *in situ* (Schwartz et al., 1996, y las referencias ahí incluidas). A continuación se describirá este último modo.

### 5.1.2 Inestabilidad Espejo

La *inestabilidad tipo espejo* genera fluctuaciones que exhiben una anti-correlación entre la intensidad del campo magnético y la densidad. Estas oscilaciones -conocidas como *ondas tipo espejo* (OTE)-son altamente compresivas y tiene una frecuencia real nula en el sistema de referencia del plasma, es decir, es un modo que no se propaga en el sistema del plasma.

Esta inestabilidad se produce del hecho que a frecuencias bajas la presión del plasma ( $p_{\perp}$ ) responde en antifase a los cambios en el campo magnético ( $\delta B$ ), lo que matemáticamente se expresa como, Hasegawa (1969):

$$\delta p_{\perp} = 2p_{\perp} \left(1 - \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}\right) \frac{\delta B}{B} \quad (3)$$

Que para un plasma bi-maxwelliano se reduce a:

$$1 + \beta_{\perp} \left(1 - \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}\right) < 0 \quad (4)$$

la cual se conoce como la *condición de inestabilidad de las OTE* (COTE). De la expresión anterior es posible observar que la COTE se satisface tanto para valores altos de la beta del plasma como para anisotropías térmicas grandes.

Cuando la COTE se satisface, la fuerza que ejerce la presión en la dirección perpendicular al campo disminuye(aumenta) conforme la variación del campo  $\delta B$  aumenta(disminuye), lo que causa que las líneas de campo se acerquen(alejen) derivando la inestabilidad, (Southwood y Kivelson, 1993). Cuando  $\beta_{\perp}(1 - T_{\perp}/T_{\parallel}) > 1$  puede crecer el modo espejo; pero si esta cantidad es menor a la unidad, entonces el plasma es estable a dicho modo.

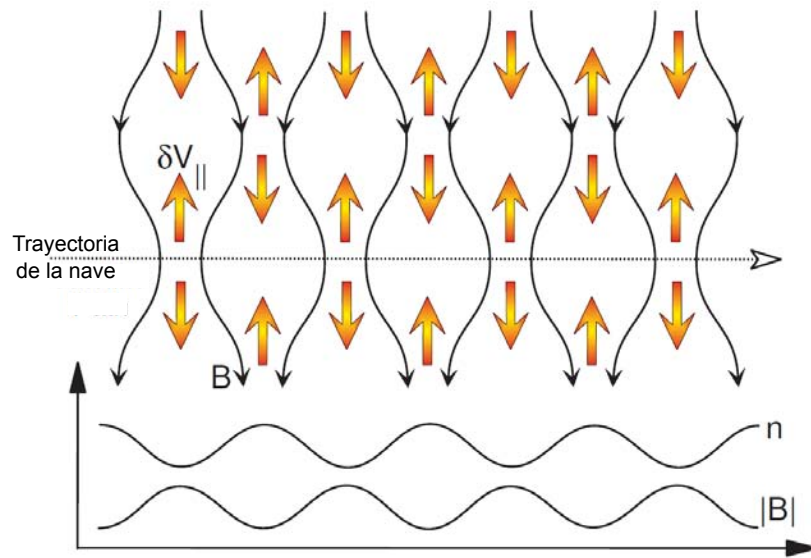


Figura 54: Configuración típica de las ondas tipo espejo. Las flechas indican el movimiento de las partículas del plasma en las botellas magnéticas que caracterizan la inestabilidad espejo, mientras que la línea punteada horizontal corresponde a la trayectoria hipotética de una nave que al cruzar la región con OTE observaría el perfil de campo anti-correlacionado con el de densidad (panel inferior). Adaptada de [Baumjohann y Treumann \(1996\)](#).

Las OTE poseen tres características principales a partir de las cuales es sencillo identificarlas al inspeccionar datos de campo magnético y plasma:

1. Anti-correlación entre el campo magnético y la densidad
2. Alta anisotropía del plasma y
3. Dirección de máxima variación oblicua al campo magnético

Como se mencionó anteriormente, la *inestabilidad tipo espejo* surge de una anisotropía en la temperatura del plasma ( $T_{\perp} > T_{\parallel}$ ) ([Chandrasekhar et al., 1958](#)); por lo que es natural que la tasa de crecimiento de estas ondas crezca con la anisotropía. Esto explica el hecho de que las OTE se observan en plasmas de elevada anisotropía como los choques y las magnetofundas planetarias ([Gary, 1992](#)).

La forma de las OTE consta de fluctuaciones del campo magnético que forman depresiones<sup>1</sup> o picos consecutivos, o una mezcla de ambos ([Erdős y Balogh, 1996](#); [Winterhalter et al., 1994](#)). Por otro lado, una vez que la inestabilidad crece, la densidad de partículas decrece en regiones donde la intensidad de campo magnético es alta y viceversa (esto se abordará en mayor detalle más adelante).

<sup>1</sup> Más comúnmente llamados *hoyos*.

De aquí, que la configuración típica de las OTE exhiba oscilaciones del campo magnético en anti-correlación con la densidad como se muestra en la [Figura 54](#).

#### 5.1.2.1 Régimen lineal

Si bien la inestabilidad tipo espejo fue primero estudiada como una inestabilidad MHD en el límite para longitudes de onda grandes ([Rudakov y Sagdeev, 1961](#)), estudios posteriores como el de [Southwood y Kivelson \(1993\)](#) mostraron que una aproximación cinética resulta más apropiada debido a que en el crecimiento del modo existen procesos involucrados que no son los de un fluido simple. Por ejemplo, en esta inestabilidad se debe considerar el movimiento de partícula independiente en presencia del campo magnético, lo que implica el considerar la presencia de partículas resonantes.

En este enfoque cinético, se analizan las estructuras de las OTE que funcionan como botellas magnéticas donde la densidad y el campo no son uniformes a lo largo de la dirección del campo, por lo que las partículas (que poseen ángulos de paso diferentes) responden de manera distinta a la *fuerza de espejo magnético* y una parte de la distribución puede quedar atrapada en las botellas magnéticas. Que las partículas queden o no atrapadas es una consecuencia directa de la conservación de la energía y del momento magnético<sup>2</sup>, ([Southwood y Kivelson, 1993](#)).

Las partículas que entran a una región de campo magnético débil, disminuyen su velocidad perpendicular y como resultado aumentan su velocidad paralela; es decir, el movimiento de giro de las partículas se reduce a un movimiento a lo largo de las líneas de campo. Las partículas con velocidades paralelas grandes, no quedan atrapadas y se mueven libremente en las perturbaciones del campo. En contraste, una partícula que entra a una región de campo intenso aumentará su velocidad perpendicular (al mismo tiempo que disminuye la componente paralela) para conservar el momento magnético y por tanto aumentará el ángulo de paso. Cuando la partícula alcanza el punto donde la velocidad paralela es nula (conocido como *punto espejo*), ya no puede viajar más dentro de la botella y es rebotada.

En la [Figura 55](#) se muestran las trayectorias de las partículas atrapadas y no-atrapadas, así como los cambios en la densidad, velocidad paralela y presión perpendicular que experimentan a lo largo del campo magnético.

<sup>2</sup> El momento magnético se define como  $\mu = \frac{W_{\perp}}{B} = \frac{mv^2 \sin^2 \alpha}{2B}$ , con  $W_{\perp}$  la energía cinética de la partícula en la dirección perpendicular al campo,  $m$  y  $v$  la masa y velocidad de la partícula, y  $\alpha$  el ángulo de paso.

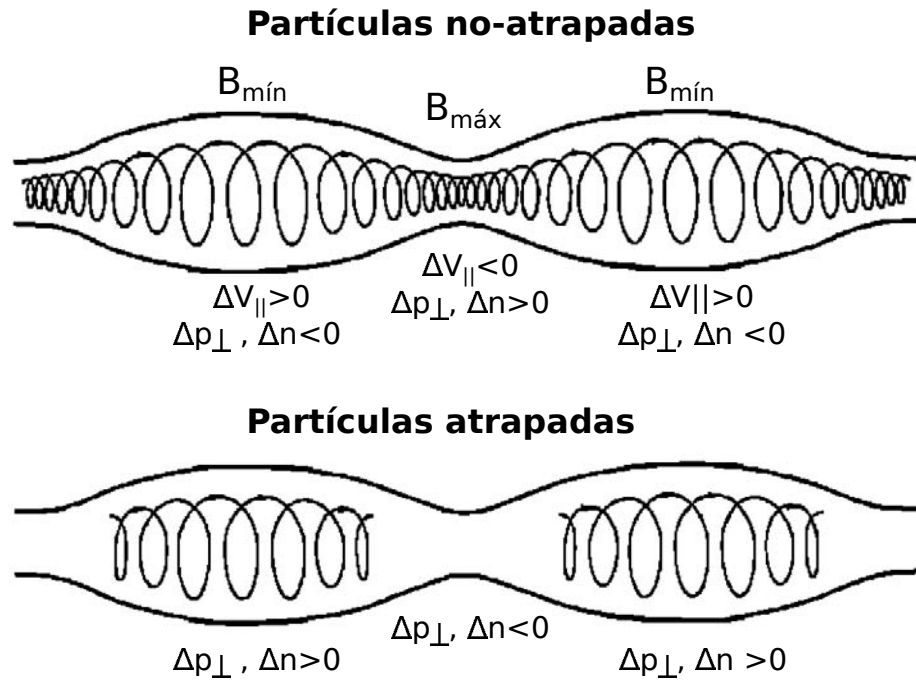


Figura 55: Trayectorias de las partículas atrapadas y no-atrapadas en la configuración del campo magnético de la inestabilidad espejo. Adaptada de [Kivelson y Southwood \(1996\)](#).

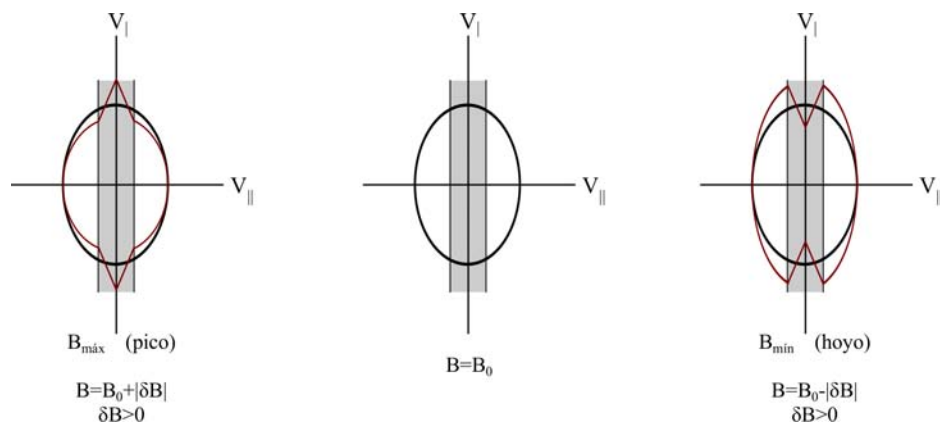


Figura 56: Contornos de la función de distribución en el plano  $(v_{\parallel}, v_{\perp})$  que muestra los cambios que experimentan las funciones de distribución a lo largo de las líneas de campo durante el crecimiento lineal de la inestabilidad tipo espejo en picos (derecha) y hoyos (izquierda). La curva en negro corresponde a una distribución bi-maxwelliana para un campo sin perturbar. Adaptada de [Southwood y Kivelson \(1993\)](#).

Como resultado del movimiento que describen las partículas al acercarse a los puntos espejo, se manifiesta una menor(mayor) densidad de partículas en regiones con mayor(menor) intensidad de campo. Es decir, este proceso es el responsable de la anticorrelación entre la magnitud de campo magnético y la densidad típica de las OTE, ver [Figura 54](#).

El proceso resonante propuesto por [Southwood y Kivelson \(1993\)](#) también determina los cambios que experimentan las funciones de distribución de partículas conforme la inestabilidad crece. El panel central de la [Figura 56](#) corresponde a una función bi-maxwelliana inicial y las regiones sombreadas (en los tres paneles) corresponden a las partículas con velocidades paralelas muy pequeñas; de hecho, con velocidades menores al cociente de la tasa de crecimiento entre el número de onda ( $V_{\parallel} < \gamma/k_{\parallel}$ ).

Las partículas atrapadas que permanecen en las estructuras por largos tiempos (con respecto a la tasa de crecimiento de la inestabilidad) pueden ganar o perder energía por aceleración betatrón. El panel izquierdo de la [Figura 56](#) muestra que en las regiones donde el campo magnético es máximo (*picos*), las partículas ganan energía perpendicular, mientras que aquellas con velocidad paralela mayor que la velocidad con la que quedan atrapadas, pierden velocidad (y por tanto energía) perpendicular y por lo tanto la distribución es elongada cerca de  $v_{\parallel} = 0$ . El panel derecho muestra el caso opuesto, en las regiones de menor campo (*hoyos*) las partículas atrapadas pierden velocidad perpendicular mientras que las partículas no atrapadas ganan energía y entonces, la distribución es comprimida en la región cercana a  $v_{\parallel} = 0$ .

Los cambios en la función de distribución propuestos por [Southwood y Kivelson \(1993\)](#) para el caso lineal de la inestabilidad tipo espejo han sido corroborados observacionalmente ([Leckband et al., 1995](#)) y por medio de simulaciones ([Califano et al., 2008](#)).

#### 5.1.2.2 Saturación de la inestabilidad

La saturación de la inestabilidad espejo es un tema que no ha sido explicado en su totalidad; qué mecanismo(s) la producen y qué gobierna físicamente el desarrollo de la estructura magnética en su estado saturado son las dos principales interrogantes.

Uno de los primeros esfuerzos por esclarecer estas interrogantes es el de [Kivelson y Southwood \(1996\)](#), quienes separan la distribución de partículas en atrapadas o resonantes (con un ángulo de paso grande) y no-atrapadas o no-resonantes (con ángulos de paso pequeños), que responden de manera distinta a la fuerza del campo magnético. La saturación resulta del enfriamiento del plasma, debido a las partículas que quedan atrapadas en regiones con



campo magnético débil, es decir, en los hoyos de las estructuras espejo. Aquellas partículas que quedan atrapadas en las botellas magnéticas, tienen ángulos de paso  $\alpha$  que satisfacen:

$$\frac{\pi}{2} > |\alpha| > \text{sen}^{-1} \left( \frac{B}{B_{\text{máx}}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

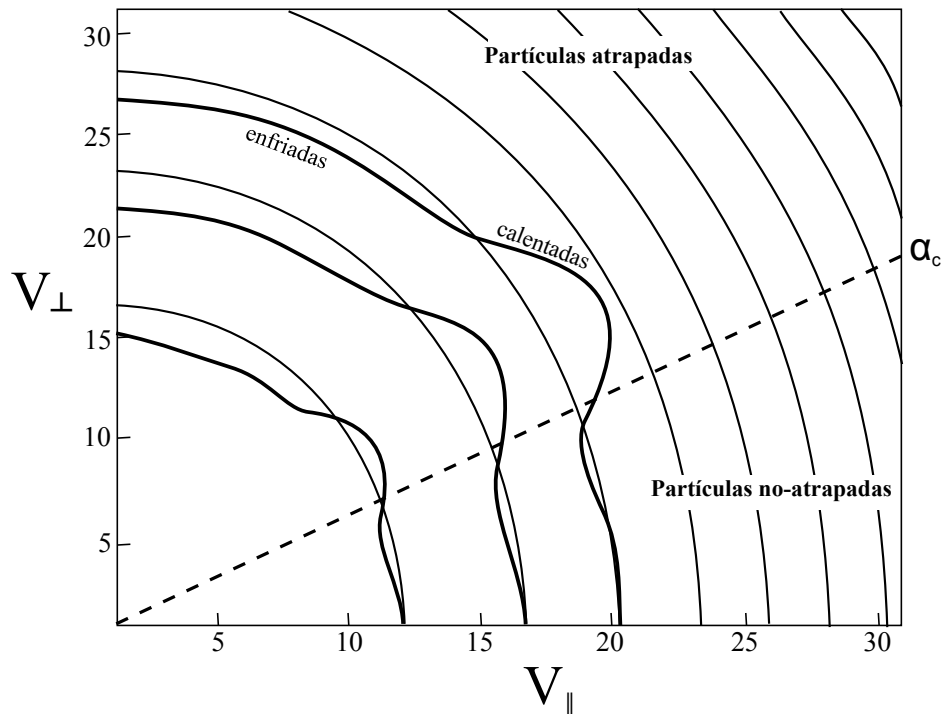


Figura 57: Contornos de la función de distribución en el plano  $(v_{\parallel}, v_{\perp})$  que muestra la evolución que experimenta la distribución al alcanzar un estado de saturación. Las curvas delgadas corresponden al estado inicial de la bi-maxwelliana, mientras que los contornos sólidos gruesos corresponden al estado saturado. Las partículas atrapadas con ángulos de paso más grandes son enfriadas, mientras que la parte de la distribución con ángulos cercanos al ángulo crítico  $\alpha_c$  son calentadas. En este caso, también hubo cierto enfriamiento de las partículas no-atrapadas. Adaptada de [Kivelson y Southwood \(1996\)](#).

En las regiones donde el campo magnético se incrementa, las partículas atrapadas son excluidas debido a la fuerza de espejo magnético provocando que la presión disminuya (consecuentemente la  $\beta_{\perp}$  disminuye) y que pueda alcanzarse un estado marginal de estabilidad en el plasma (sin cambiar de manera importante la energía de las partículas). En los hoyos magnéticos no hay partículas excluidas y las partículas atrapadas deben enfriarse para alcanzar un estado estable. El enfriamiento de las partículas atrapadas en los hoyos que se requiere, puede alcanzarse si los puntos espejo se mueven. Al alejarlos, las partículas se desaceleran. Por lo que la estabilidad puede alcanzarse por una combinación entre la disminución de la intensidad de campo entre los puntos espejo y el alejamiento de estos últimos, lo cual enfría la distribución. En la [Figura 57](#) se muestran el cambio que se espera sufra la distribución de partículas dentro de una depresión u hoyo de las OTE al alcanzar un estado de saturación de acuerdo al mecanismo propuesto por [Kivelson y Southwood \(1996\)](#). Las partículas con un ángulo de paso crítico  $\alpha_c$ , es decir con ángulos de paso apenas mayores que el ángulo que separa las partículas atrapadas de las no-atrapadas (sin  $\alpha_c = B/B_{\text{máx}}$ ), son calentadas mientras que las partículas con un ángulo de paso muy grande son enfriadas.

Si bien el modelo de [Kivelson y Southwood \(1996\)](#) ha sido exitosamente corroborado con datos *in situ* por [Leckband et al. \(1995\)](#); [Soucek y Escoubet \(2011, 2012\)](#), dicho modelo posee una limitante: predice la existencia de los hoyos pero no de los picos en las estructuras tipo espejo. Se ha propuesto otro mecanismo de saturación no-lineal para la inestabilidad tipo espejos que predice satisfactoriamente ambas estructuras dentro de las OTE. Este mecanismo considera que son las variaciones en el radio de Larmor más que las partículas atrapadas, las que provocan la saturación de la inestabilidad (ver por ejemplo [Sulem, 2011](#); [Califano et al., 2008](#); [Pokhotelov et al., 2004](#)).

### 5.1.3 Tormentas modo espejo

Aunque las estructuras de modo espejo ocurren en el viento solar como hoyos aislados o como trenes de hoyos o picos, [Russell et al. \(2009\)](#) y [Enríquez-Rivera et al. \(2013\)](#) reportaron recientemente la ocurrencia de trenes de hoyos y/o picos en la magnitud de campo magnético de larga duración, incluso persistentes durante horas. A este tipo de eventos se les nombró *tormentas modo espejo* (TME). La [Figura 58](#), tomada de [Enríquez-Rivera et al. \(2013\)](#), muestra uno de estas tormentas observada por la nave STEREO-B en la orilla delantera de una *región de interacción de corrientes*. El panel inferior muestra la magnitud del campo magnético donde se aprecian numerosas estructuras espejo tipo pico.

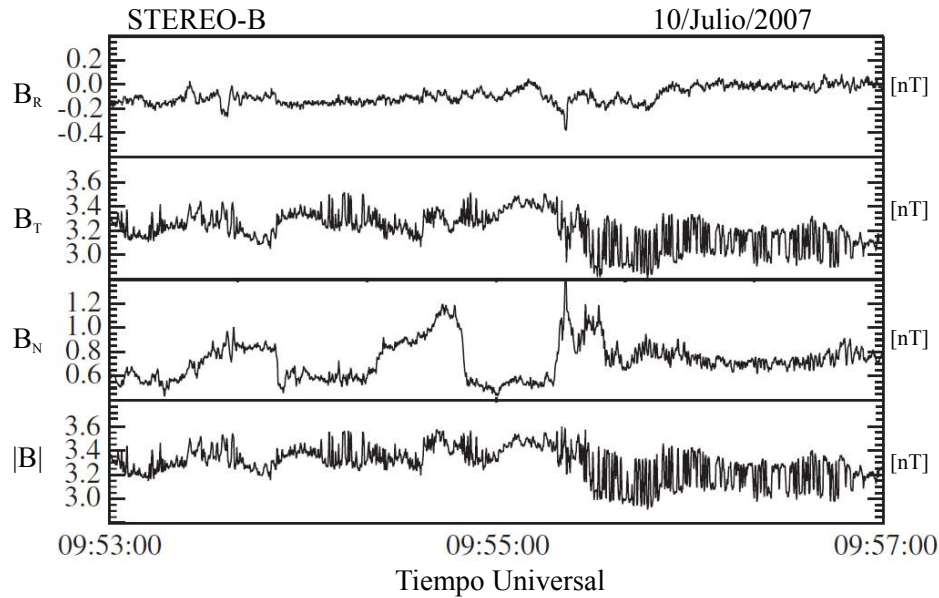


Figura 58: Perfiles de las componentes y magnitud de campo magnético de una tormenta de modo espejo observada río abajo de un choque reverso asociado a una región de interacción de corrientes. Los datos están en el sistema coordinado RTN. Imagen adaptada de [Enríquez-Rivera et al. \(2013\)](#).

Trenes de OTE han sido observados numerosas veces: en la heliofunda ([Tsurutani et al., 2011](#); [Burlaga et al., 2006](#)) y en las fundas de la Tierra ([Génot et al., 2009b](#); [Soucek et al., 2008](#)), de Venus ([Schmid et al., 2014](#); [Volwerk et al., 2008](#)), Marte ([Espley et al., 2004b,a](#)), Júpiter ([Joy et al., 2006](#); [Erdős y Balogh, 1996](#)), Saturno ([Tsurutani et al., 1982](#); [Violante et al., 1995](#)), Urano ([Russell et al., 1989](#)), en la estela de Io ([Russell et al., 1999](#); [Huddleston et al., 1999](#)) y cerca de la barrera magnética del cometa P/Halley ([Schmid et al., 2014](#); [Glassmeier et al., 1993](#)).

Sin embargo, todas esas observaciones han estudiado las OTE como eventos locales al interior de las magnetósferas correspondientes y no los han abordado considerando el comportamiento del tren de ondas completo. Esto motivó que en este trabajo se analice la existencia de tormentas tipo espejo en la magnetofunda terrestre como las reportadas por [Russell et al. \(2009\)](#) y [Enríquez-Rivera et al. \(2013\)](#). Para tal objetivo se tomó ventaja de los datos de la misión THEMIS que se usaron al analizar las fronteras compresivas del antechoque, pues dentro de esta serie de datos se identificaron regiones de la magnetofunda mapeadas por las sondas THEMIS donde se observaron largos trenes de OTE.

En este capítulo se presenta el análisis de datos de plasma y de campo magnético de la misión THEMIS para verificar la posible

existencia de tormentas de modos espejo en la magnetofunda terrestre, como las reportadas por [Enríquez-Rivera et al. \(2013\)](#) en el viento solar. También se estudia la evolución de las distribuciones de partículas asociadas a este modo.

## 5.2 DATOS Y CRITERIOS DE SELECCIÓN

Las observaciones presentadas en este capítulo fueron tomadas por la misión THEMIS entre los meses de Mayo y Septiembre del 2007, durante los cuales se detectaron numerosos cruces de la magnetofunda. En este periodo de la misión, aún se encontraban las 5 naves orbitando el ambiente magnetosférico (se hace la aclaración, pues actualmente la configuración de las naves es tal que sólo tres de ellas mapean la magnetosfera y la región de interacción del viento solar con el campo geomagnético, mientras que las otras dos naves orbitan la Luna). Los datos de campo magnético usados tienen una resolución de 4 vectores por segundo ([Auster et al., 2008](#)) y los datos para los momentos del plasma poseen una resolución de 3 s ([McFadden et al., 2008](#)).

Los criterios establecidos para considerar casos de TME fueron los siguientes: en primer lugar los eventos fueron identificados por inspección visual al revisar los perfiles de campo magnético y densidad de las regiones correspondientes a la magnetofunda en ventanas de cinco minutos. Una vez hecha esta inspección, se calculó el criterio de la inestabilidad  $(1 + \beta_{\perp}(T_{\perp}/T_{\parallel}))$  -de acuerdo a [Hasegawa \(1969\)](#)- para los posibles candidatos. Para los intervalos donde se satisfacía la condición se hizo análisis de la transformada de Fourier para calcular el poder compresivo y/o transversal de las ondas. Finalmente, se usó el análisis de varianza mínima (AVM) para analizar la polarización de las ondas siguiendo el criterio de [Tátrallyay y Erdős \(2005\)](#) para el caso de polarización lineal y de [Enríquez-Rivera et al. \(2013\)](#) para el caso de polarización elíptica. El lector interesado en el detalle del AMV puede consultar [Sonnerup y Scheible \(1998\)](#) y las referencias ahí incluidas.

El criterio de polarización lineal de [Tátrallyay y Erdős \(2005\)](#) requiere que el cociente entre los *eigenvalores* máximo e intermedio de la matriz de covarianza sea  $\lambda_{\text{máx}}/\lambda_{\text{int}} > 2.5$ . Por otro lado, el criterio de [Enríquez-Rivera et al. \(2013\)](#) para polarización elíptica requiere que se cumplan simultáneamente  $1 < \lambda_{\text{máx}}/\lambda_{\text{int}} \ll \lambda_{\text{int}}/\lambda_{\text{mín}}$  y  $\lambda_{\text{int}}/\lambda_{\text{mín}} > 3$ . Dado que las OTE son fluctuaciones casi paralelas al campo magnético, se examina el ángulo entre la dirección del campo magnético promedio y el eigenvector máximo, de manera que se satisfaga que  $\theta_{\text{máx}B_0} < 20^{\circ}$ .

Para identificar un evento como TME se siguió el criterio de [Enríquez-Rivera et al. \(2013\)](#), en el que se consideran episodios de hoyos(picos)

espejo en intervalos de al menos 10 min de duración, con al menos 2 hoyos o picos en ventanas de 40 s.

De acuerdo a estos criterios se presentan cuatro estudios de caso de tormentas de modos espejo.

### 5.3 ESTUDIOS DE CASO

#### Caso 1: 19 de Mayo de 2007

En este día las cinco sondas de THEMIS -A, B, C, D y E- se localizaban río abajo del choque en una formación como la ilustrada en la [Figura 59](#). Las distancias a las que se encontraban las naves en el sistema GSE, así como las distancias de la magnetopausa (de acuerdo al modelo de [Roelof y Sibeck \(1993\)](#)) y el choque de proa (modelo de [Fairfield \(1971\)](#)) se reportan en la [Tabla 6](#). Estas distancias son calculadas con el *Satellite Situation Center (SSC) 4D Orbit Viewer*<sup>3</sup>.

De acuerdo a la [Tabla 6](#), es posible verificar que THEMIS-C era la sonda más cercana al choque de proa, seguida por las sondas B y D que se encontraban muy cerca de la magnetopausa. De acuerdo a los modelos usados por el SSC 4D Orbit Viewer, las naves E y A se encontraban justo río abajo de la magnetopausa. Sin embargo, al verificar los datos de campo magnético pudimos verificar que en realidad se encontraban todavía en la región de la magnetofunda.

La [Figura 60](#) muestra un intervalo de 8 min de observación, de las 02:40 a las 02:48 TU, durante el cual las 5 naves observaron simultáneamente un tren de ondas tipo espejo. La figura muestra el perfil de la intensidad de campo magnético de las 5 naves, de arriba a abajo: A, E, D, B y C, es decir se muestran los perfiles ordenados de la magnetopausa hacia el choque.

Cabe mencionar aquí que la existencia de este evento de OTE fue reportado anteriormente por [Joy \(2010\)](#). Tomando en cuenta la localización de las sondas durante este intervalo de observación, podemos decir que se trata de una región bastante extendida de  $2 R_E$  con presencia de OTE, por lo que se trata de una tormenta modo espejo.

La anisotropía de la temperatura medida por las naves fue en promedio la misma  $T_{\perp}/T_{\parallel}$  1.5, mientras que la beta del plasma varió de 1 a 5 conforme las naves se fueron alejando de la magnetopausa. Para este caso, tanto el criterio de inestabilidad como el criterio de mínima varianza se cumplieron. Considerando la du-

<sup>3</sup> Este programa es de uso libre proporcionado por el *Space Physics Data Facility* del *Goddard Space Flight Center* de la NASA.

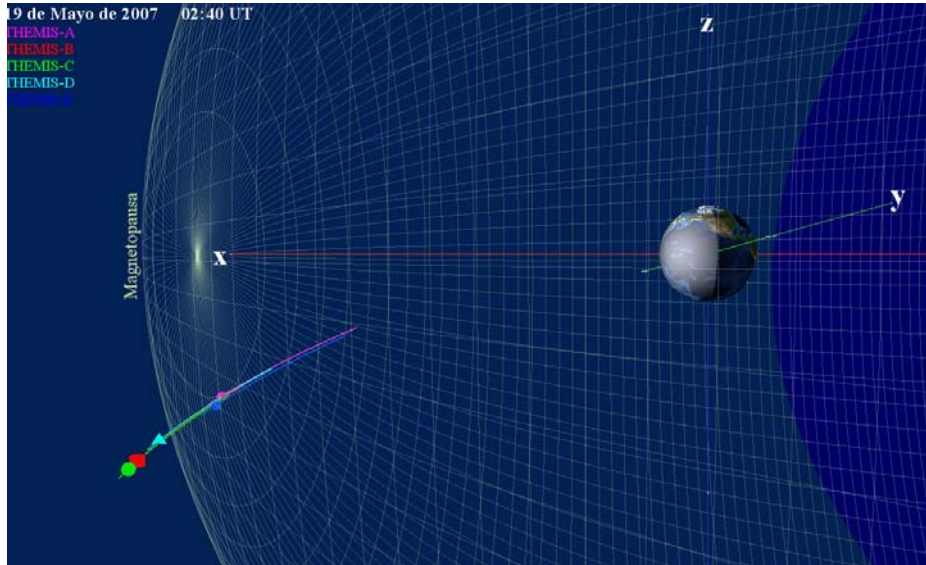


Figura 59: La localización de las cinco naves THEMIS el 19 de Mayo del 2007 en el sistema coordenado GSE a las 02:40 UT, así como las órbitas de las mismas las tres primeras horas de este día. Imagen generada con el *Satellite Situation Center (SSC) 4D Orbit Viewer*.

| THEMIS | x<br>$R_E$ | y<br>$R_E$ | z<br>$R_E$ | R<br>$R_E$ | $R_{mp}$<br>$R_E$ | $R_{choque}$<br>$R_E$ |
|--------|------------|------------|------------|------------|-------------------|-----------------------|
| A      | 8.1        | 6.7        | -2.3       | 10.7       | -0.5              | -5.2                  |
| B      | 8.4        | 8.8        | -2.9       | 12.5       | 1.0               | -4.2                  |
| C      | 8.4        | 9.0        | -2.9       | 12.7       | 1.2               | -4.1                  |
| D      | 8.4        | 8.2        | -2.7       | 12.0       | 0.60              | -4.4                  |
| E      | 8.1        | 7.1        | -2.4       | 11.0       | -0.3              | -5.1                  |

Tabla 6: Posiciones  $(x, y, z)$  de las cinco naves THEMIS durante la observación de OTE el 19 de Mayo del 2007, así como su distancia del planeta  $R$ , de la magnetopausa  $R_{mp}$  y del choque de proa  $R_{choque}$ .

ración de los trenes de OTE y los criterios de identificación, se identifica a este evento como una tormenta de modo espejo.

Las naves A y E, que midieron valores de la beta del plasma  $\beta \sim 1$  observaron estructuras espejo consistentes en una mezcla típica

de hoyos y picos. Mientras que la nave D, que midió una beta apenas por debajo de 4, detectó una mezcla de estructuras cuasi-periódicas y picos. Finalmente, las sondas B y C observaron OTE más saturadas cuando midieron  $4 < \beta < 5$ .

Por inspección visual en la [Figura 60](#) la diferencia entre las estructuras observadas por la nave D y las naves B,C es prácticamente imperceptibles; sin embargo, al acortar la escala de tiempo es posible encontrar algunas diferencias. Las [Figura 61a](#) y [Figura 62a](#) muestran el perfil de la intensidad de campo magnético de solo 2 min medidos por las naves D y C, respectivamente. En este acercamiento es posible identificar el carácter cuasi-periódico de las OTE observadas por THEMIS-D, así como picos menos agudos que en el caso de las OTE observadas por THEMIS-C que son estructuras más bien saturadas. La diferencia más notoria en el perfil de campo entre ambos trenes de onda es que a diferencia de las ondas saturadas, las OTE cuasi-periódicas muestran pequeños picos superpuestos a las oscilaciones. Adicionalmente, el análisis de las distribuciones de partículas permite identificar de manera más clara que se tratan de estructuras no solo con distintas morfologías, sino en distintos estadios de la inestabilidad.

Las [Figura 61b](#) exhibe la distribución de partículas para el pico indicado en el panel de campo magnético por el círculo 1; se observa que la distribución está ligeramente elongada en la dirección perpendicular al campo y a bajas velocidades paralelas, lo que indica que hubo calentamiento de partículas. Para fines de identificación visual de la elongación, se ajustó una maxwelliana (curva punteada). En contraste, la distribución de partículas medida en el hoyo subsecuente -indicado por el círculo 2- y presentada en la [Figura 61c](#) presenta una distribución menos elongada (curva punteada blanca) respecto a la maxwelliana ajustada en el pico y que aquí su vuelve a dibujar como referencia. Esta función de distribución que exhibe el hoyo, comprimida a bajas temperaturas paralelas, indica que hubo un enfriamiento de la distribución; lo cual concuerda con lo predicho por la teoría de [Southwood y Kivelson \(1993\)](#), ver [Figura 56](#) de la [Subsubsección 5.1.2.1](#).

De manera similar, las [Figura 62b](#) y [Figura 62c](#) son las distribuciones de partículas para el pico (círculo 1) y hoyo (círculo 2) indicados ahora para el perfil de campo magnético de la nave C ([Figura 62a](#)). La distribución dentro del pico tiene una ligera elongación vertical (curva negra punteada) pero no muestra cambios importantes en ella. Mientras que la distribución dentro del hoyo sí exhibe un comportamiento muy diferente. En este caso, la distribución está muy comprimida en la dirección vertical y además se presenta una componente adicional identificada como un pequeño bulto cerca de  $V_{\parallel} \sim -400$  km/s. De acuerdo a [Kivelson y Southwood \(1996\)](#), ver [Subsubsección 5.1.2.2](#), las partículas con

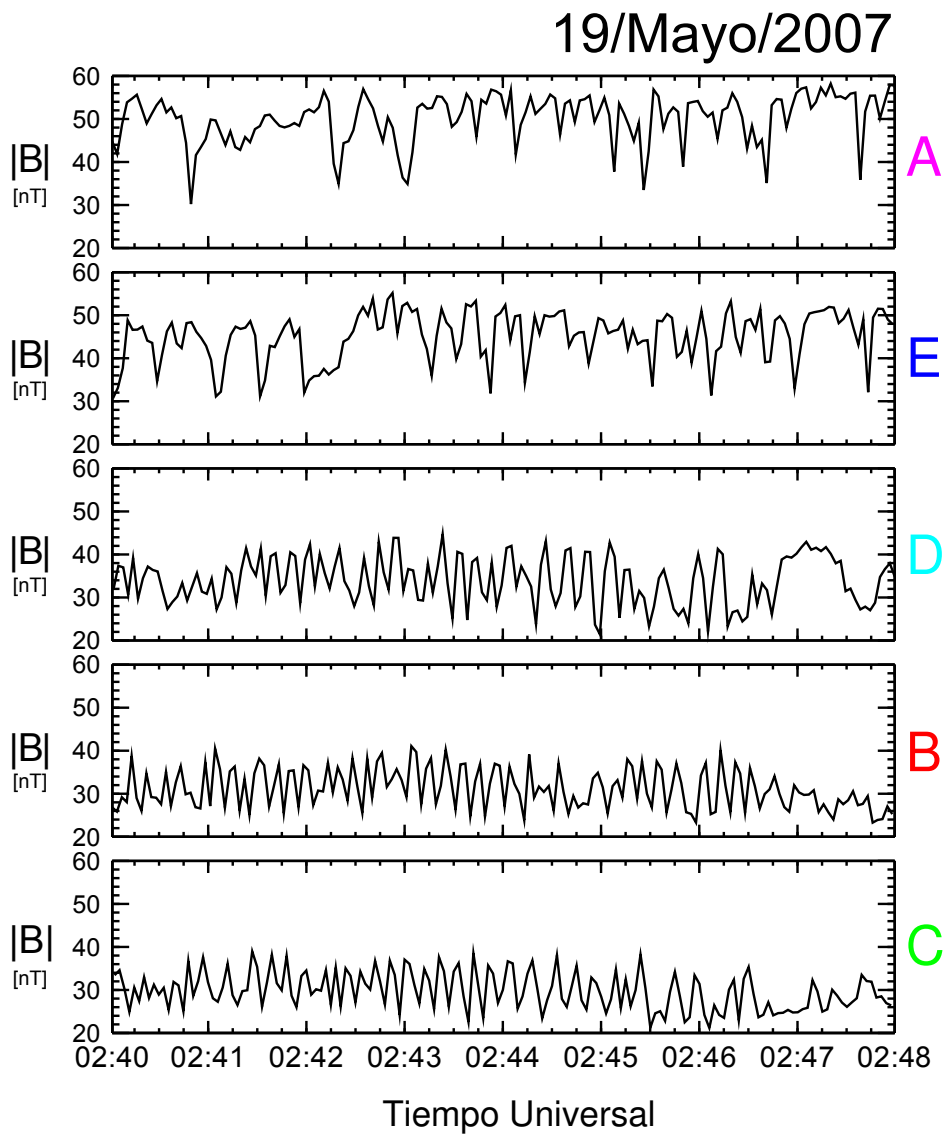
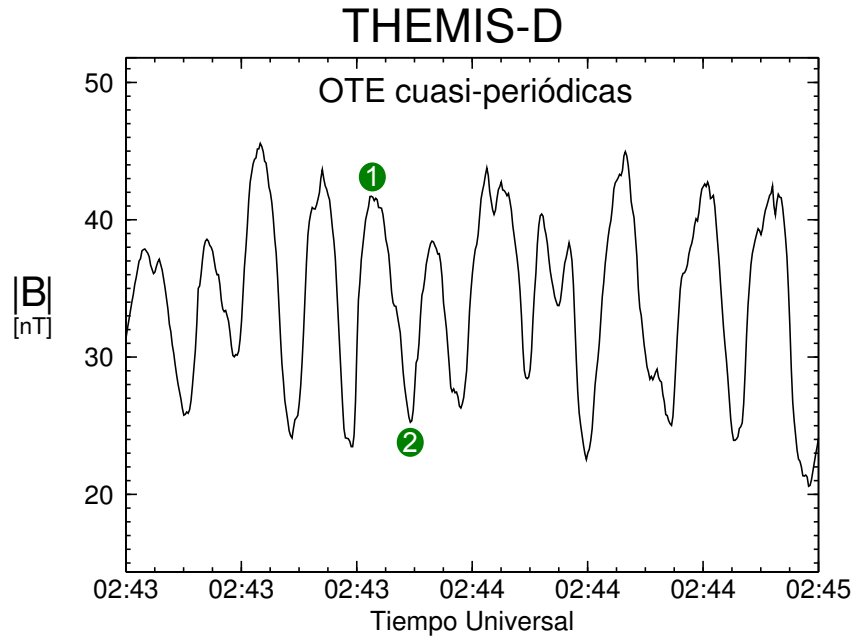


Figura 60: Tormenta modo espejo del 19 de Mayo de 2007 observada simultáneamente por las 5 naves THEMIS. Se muestra el perfil de la intensidad de campo magnético y a la izquierda, en colores, se indica la nave a la que corresponde cada conjunto de datos.





(a)

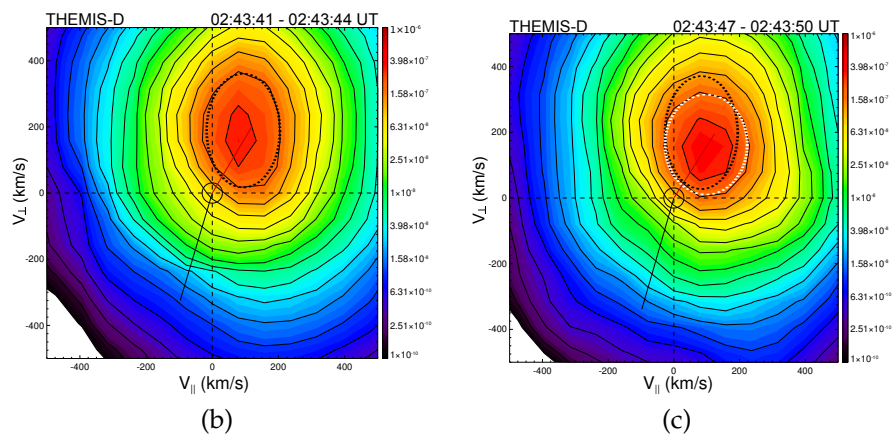


Figura 61: Estructuras tipo espejo cuasi-periódicas observadas por THEMIS-D. El panel superior muestra dos minutos de datos de campo magnético, mientras que en los paneles inferiores se muestran las distribuciones de partículas para el pico (izquierda) y hoyo (derecha) consecutivos indicados por los círculos 1 y 2 en el perfil del campo. Las curva punteada en negro/blanco corresponde a un ajuste de la maxwelliana para la distribución medida en el pico(hoyo). La línea recta negra apunta en la dirección del Sol y la roja apunta en la dirección de la velocidad de bulto del plasma. Estas distribuciones fueron medidas en un modo operacional *Burst* del instrumento de plasma IESA a bordo de las naves THEMIS con una resolución de 3 s.

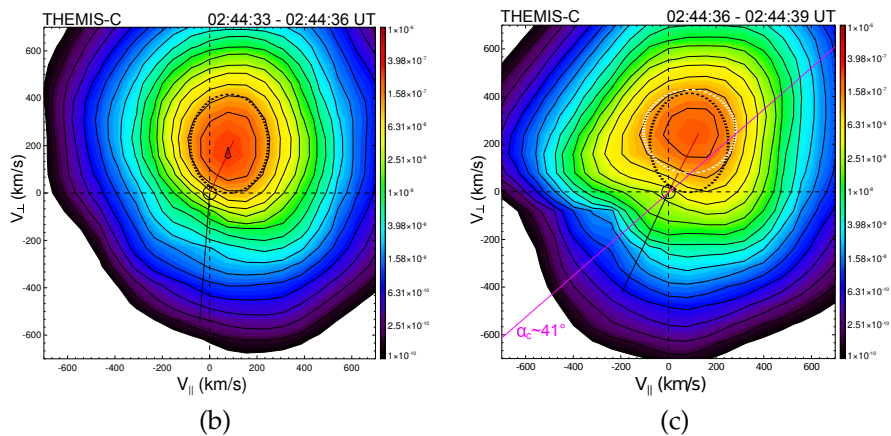
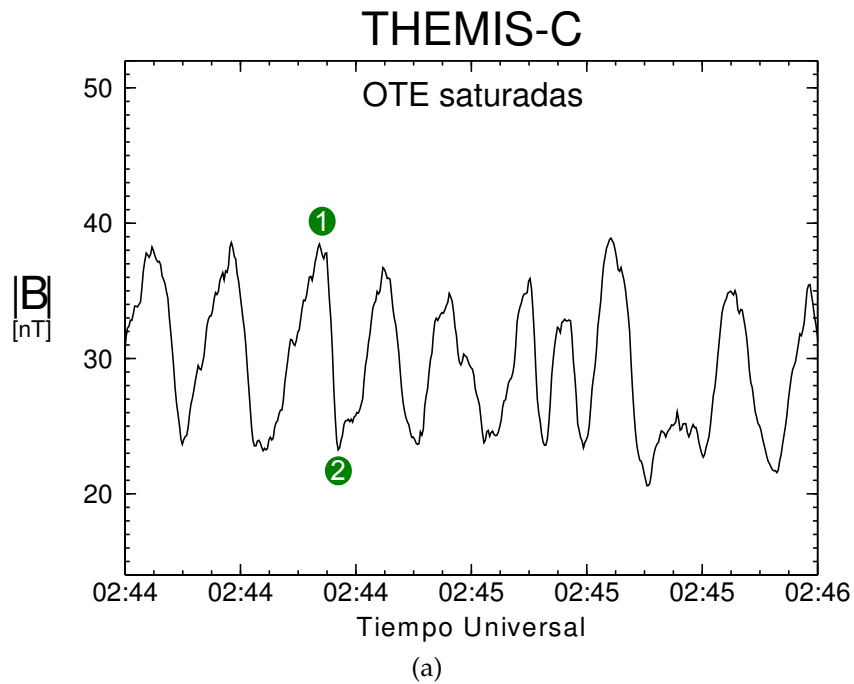


Figura 62: Lo mismo que para la Figura 61 pero para THEMIS-C. Ahora las estructuras son saturadas y se deduce que corresponde a un estado más evolucionado de la inestabilidad. Las distribuciones se midieron en un modo reducido o *Reduced* del instrumento de plasma, también con una resolución de 3 s.

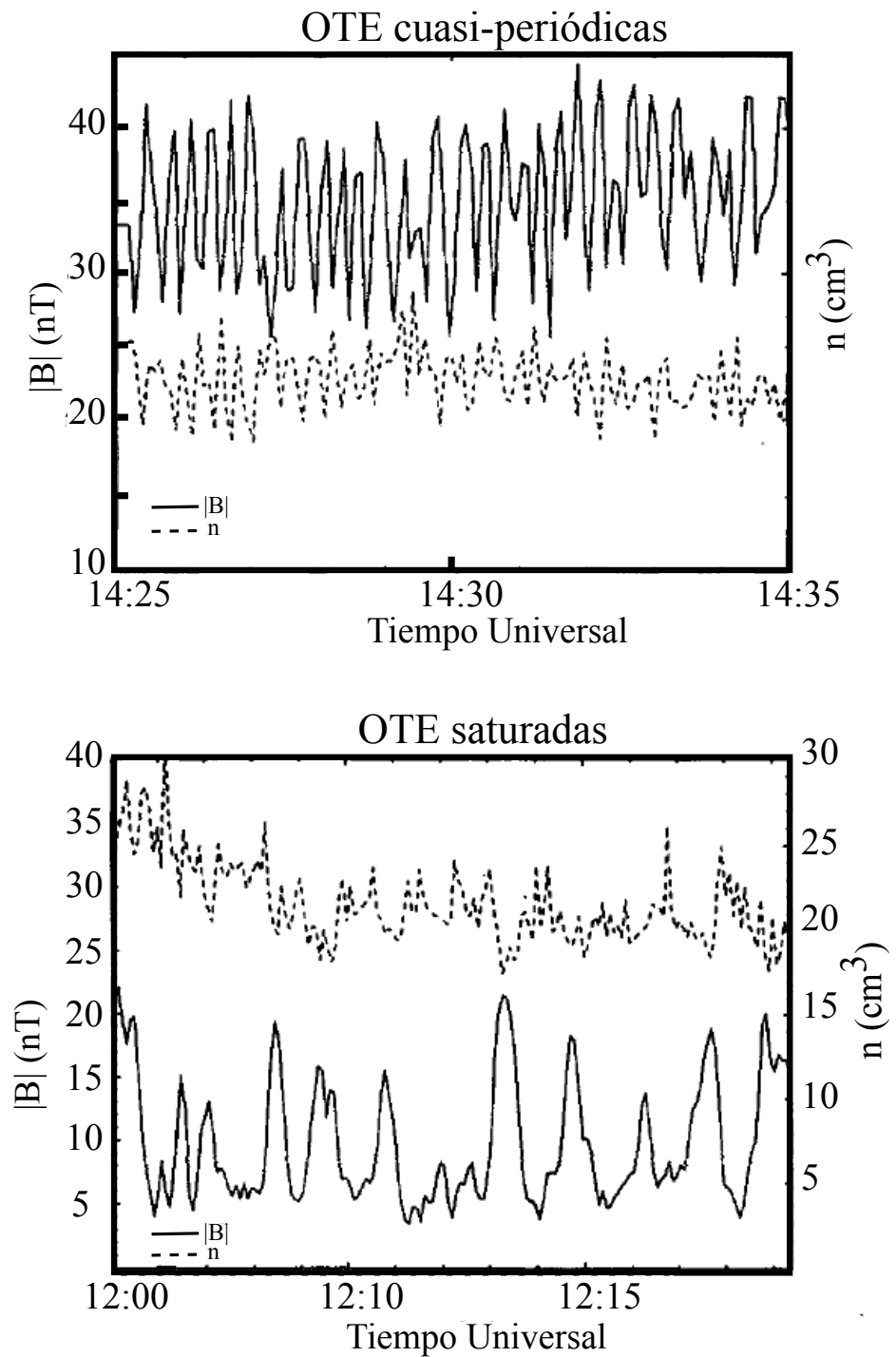


Figura 63: Imagen adaptada de [Leckband et al. \(1995\)](#), donde se muestran OTE en la magnetofunda terrestre reportadas en datos de la misión AMPTE (*Active Magnetospheric Particle Tracer Explorers*). Los autores identifican estos dos periodos de observación como dos estadios de evolución diferentes de la inestabilidad espejo.

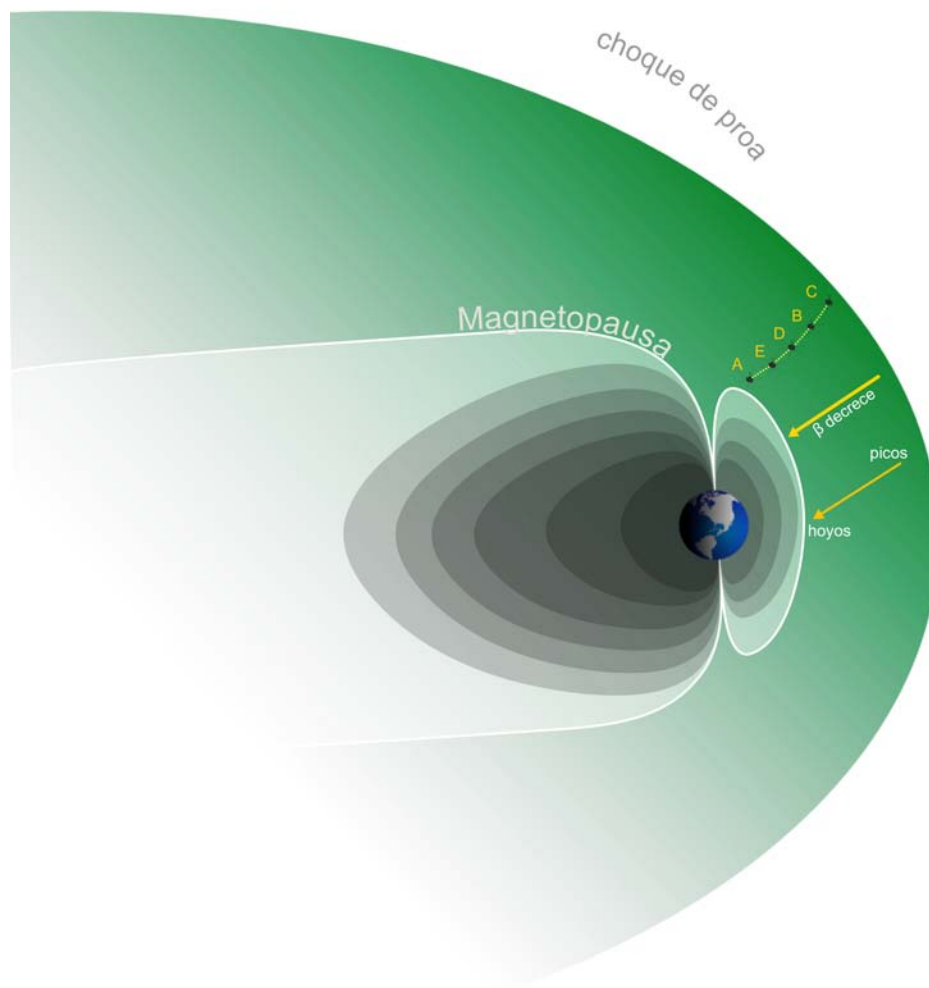


Figura 64: El análisis de las OTE observadas por las cinco naves THEMIS el 19 de Mayo del 2007, mostró que la morfología de las OTE varía de acuerdo a la  $\beta$  del plasma. Para betas altas se observaron estructuras espejo tipo hoyo y conforme la  $\beta$  disminuyó se fueron observando estructuras tipo hoyo.

bajas velocidades paralelas al campo en OTE saturadas como las observadas por THEMIS-C, pierden energía perpendicular; mientras que aquellas con bajas velocidades paralelas pero con ángulos de paso mayores al ángulo de paso crítico, ganan energía. Estas últimas son las responsables del calentamiento de una pequeña parte de la distribución, que es justamente el pequeño bulto en la [Figura 62c](#). El ángulo crítico que se calculó para estas partículas fue de  $\alpha_c \sim 41^\circ$ .

Tanto las estructuras cuasi-periódicas de THEMIS-D, como el comportamiento de las distribuciones de partículas en [Figura 61](#) son evidencia de que se trata de OTE en un estado lineal de la inestabilidad. Por el contrario, los picos agudos observados por THEMIS-C y el comportamiento de las partículas en el hoyo en [Figura 62](#) muestran que esta nave está observando un estado saturado de la inestabilidad, que de acuerdo a la teoría involucra mecanismos no-lineales de evolución.

Es importante notar en este punto, que las OTE observadas por las sondas D y C presentan una gran similitud con observaciones reportadas hace tiempo por [Leckband et al. \(1995\)](#) y que se muestran en la [Figura 63](#). Los autores muestran un caso lineal de OTE (panel superior de la figura) cuyo perfil de campo es análogo al aquí mostrado para THEMIS-D. Por otro lado, en el panel inferior se muestra un caso de saturación no-lineal de las OTE el cual es similar a las observaciones de las naves B y C en este primer estudio de caso. Lo cual confirma la interpretación antes descrita para estos dos estados de evolución de la inestabilidad.

### Caso 2: 10 de Julio de 2007

Durante este día, la órbita de la nave THEMIS-C permitió mapear la magnetósfera, el cruce de la magnetopausa, seguida por la región de la magnetofunda, el choque de proa y la región de viento solar. Es posible considerar la existencia de dos regímenes de plasma en la región de la magnetofunda al inspeccionar la magnitud del campo magnético mostrado en la [Figura 65](#). Entre las 05:49 TU, cuando se cruzó la magnetopausa, y las 07:55 TU se identifica un primer régimen -región gris claro- donde el campo magnético tuvo oscilaciones de gran amplitud y cuyo promedio disminuyó a lo largo de la región. Los datos del plasma dejaron ver que la beta aumentó a lo largo de esta región de manera no-uniforme, alcanzando valores de hasta 50 hacia el final de este intervalo; en promedio la beta rondó las 18 unidades. En la siguiente porción de la magnetofunda y hasta cruzar el choque, a las 11:05 TU, se observa el segundo régimen -zona gris oscuro- con un campo promedio de  $\sim 15$  nT. En esta segunda región tuvo una beta promedio

de 9 unidades, pero unos 30 min antes de cruzar el choque la beta se incremento abruptamente y nuevamente hasta valores de 50.

A lo largo de toda la órbita de THEMIS-C en la magnetofunda que fue de cerca de 5 horas, se observaron muy frecuentemente trenes de OTE, a veces con sólo unos minutos de separación; lo que sugiere que este evento se trata también de una tormenta modo espejo. Aquí se presentan dos de estos intervalos -regiones rosadas (a) y (b) de la [Figura 65](#)- donde la condición de inestabilidad de las ondas tipo espejo se cumplió satisfactoriamente.

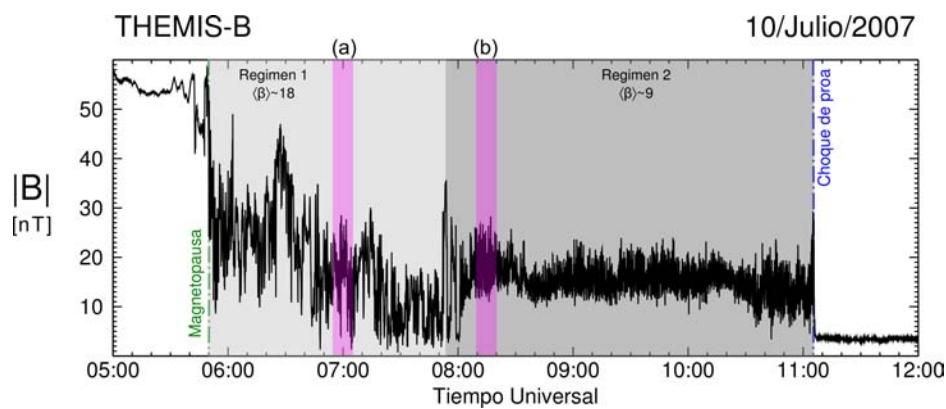


Figura 65: Intensidad de campo magnético medido por la nave THEMIS-C el 10 de julio de 2007. La trayectoria de la nave permitió inspeccionar desde la magnetósfera, la región de la magnetofunda, el choque de proa y el viento solar prístino. Dentro de la magnetofunda se identifican dos regímenes de plasma que se indican aquí en las porciones sombreadas. Las regiones rosadas (a) y (b) corresponden a dos de las regiones donde se observaron OTE. Las líneas punteadas en verde y azul corresponden a los cruces de la magnetopausa y el choque de proa, respectivamente.

En la [Figura 66](#) se muestran 10 min de observación hechas por THEMIS-B a  $12.2 R_E$ , de arriba a abajo: intensidad de campo magnético, densidad de los iones, beta del plasma, anisotropía de la temperatura y la condición de inestabilidad del modo espejo (COTE). De acuerdo a lo visto en la introducción de este capítulo, cuando se satisface que  $1 + \beta_{\perp}(T_{\perp}/T_{\parallel}) < 0$  el plasma es inestable al modo espejo. En el panel de la  $\beta$  es posible observar el carácter no-homogéneo de este parámetro en el régimen 1, el comportamiento de incrementos súbitos fue la tendencia durante este periodo. Por otro lado, la anisotropía mantuvo valores moderados apenas por arriba del umbral para la inestabilidad, por lo que en este caso el plasma resultó inestable al modo espejo debido a la beta tan alta más que por la anisotropía. Si bien en el régimen 1 la COTE se satisfizo en numerosas ocasiones, se hizo el análisis de Fourier y de Variación Mínima a un periodo de dos minutos de estas observaciones (región sombreada de la [Subsección 5.1.2](#)) para corroborar que estas estructuras tipo hoyo con formas irregulares son, en efecto, OTE.

La [Figura 67a](#) muestra el análisis espectral de las ondas entre las 07:01 y las 07:03 TU. El resultado exhibe que la potencia predominante en estas estructuras es compresiva. El análisis de Variación Mínima para este mismo intervalo, [Figura 67b](#), muestra que se trata de ondas con polarización lineal  $\lambda_{\text{máx}}/\lambda_{\text{mín}} = 14.2$  y cuya dirección de máxima fluctuación es  $\theta_{\text{máx}B_0} \approx 5^{\circ}$ .

La [Figura 68](#) muestra los 10 minutos de la región sombreada en rosa (b) en la [Figura 65](#). Es notorio que las oscilaciones en la densidad de iones tienen una amplitud relativa más pequeña que las oscilaciones correspondientes en la magnitud del campo magnético. Ambas trazas de las ondas muestran estructuras sinusoidales. Una posible explicación de este hecho es que estas ondas se encuentran en un estado evolucionado de la inestabilidad donde ya no hay crecimiento en la amplitud. Para estas observaciones no hubo disponible datos de anisotropía y por tanto no se pudo calcular la condición de inestabilidad. Por lo que la identificación de estas oscilaciones como OTE queda sujeta a los resultados del análisis de Fourier y al AVM.

El análisis espectral, ver [Figura 69a](#), mostró ondas predominantemente compresivas; mientras que el AVM mostró que estas ondas tienen polarización lineal y satisfacen  $\theta_{\text{máx}B_0} < 20^{\circ}$ , ver [Figura 69b](#).

El hecho de que las OTE sinusoidales sean de pequeña amplitud puede sugerir que corresponden a un estado evolucionado de la inestabilidad para la cual ya no hay crecimiento en la amplitud.

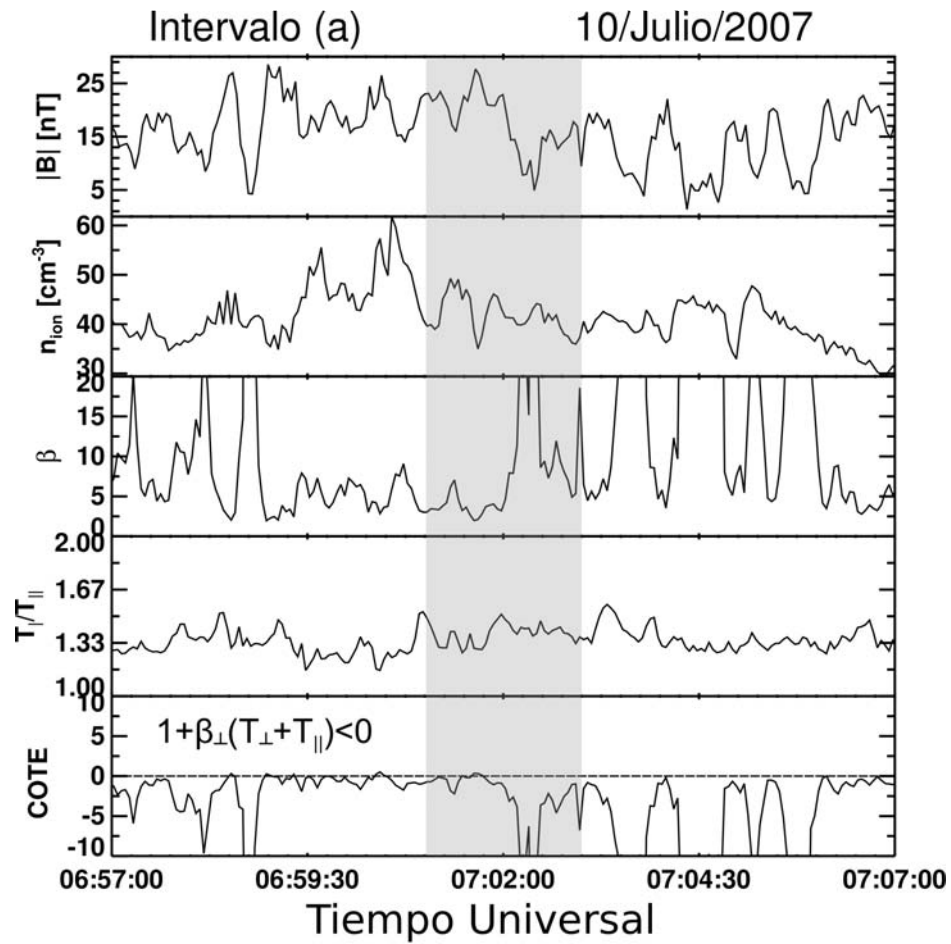
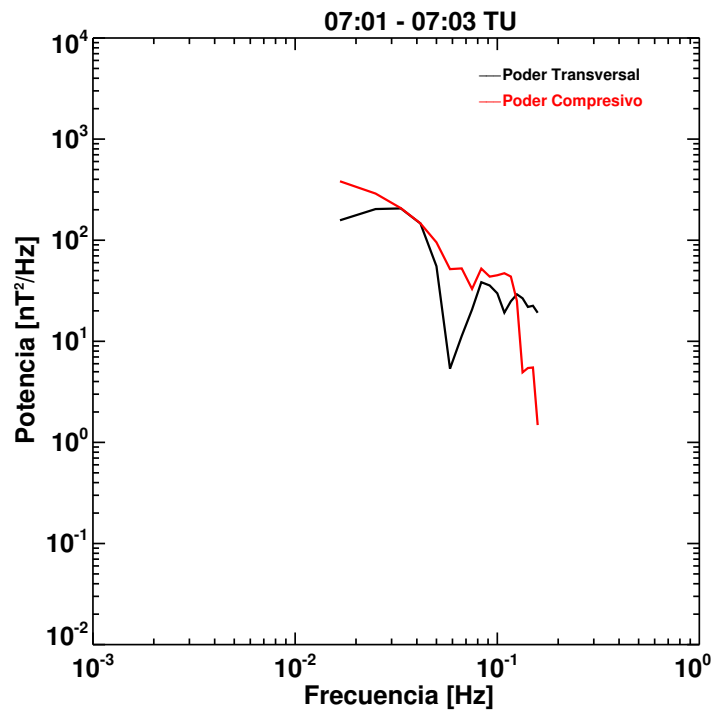
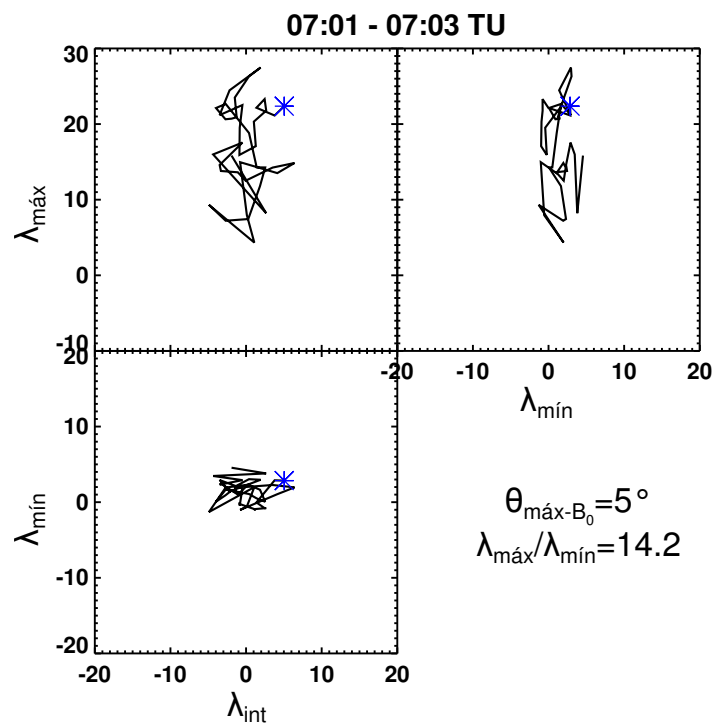


Figura 66: Observaciones que corresponden a la región rosada (a) de la [Figura 65](#). Como es posible ver en el panel inferior, la condición de inestabilidad espejo se cumple casi en todos los 10 min de observación; sin embargo, las OTE no tienen formas regulares.





(a) Análisis de Fourier para los datos de campo magnético que indica el poder transversal (traza negra) y compresivo (traza roja) de las ondas observadas.



(b) El análisis de Variación Mínima muestra que las ondas están casi paralelas al campo promedio y que su polarización es lineal.

Figura 67: Análisis de Fourier y de Variación Mínima para la región sombreada en la [Figura 66](#).

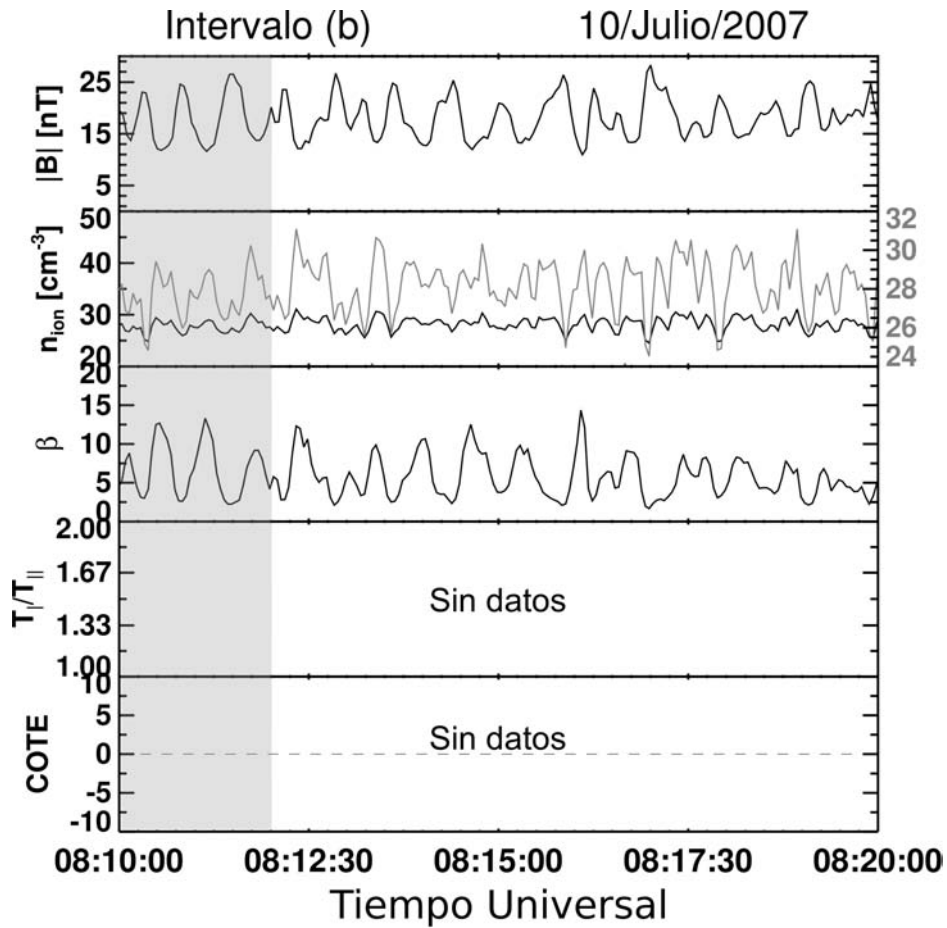
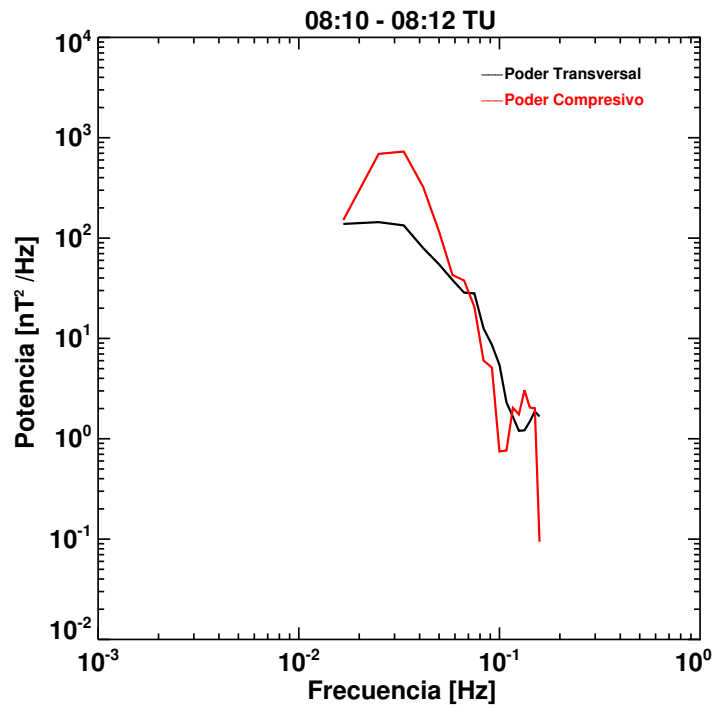
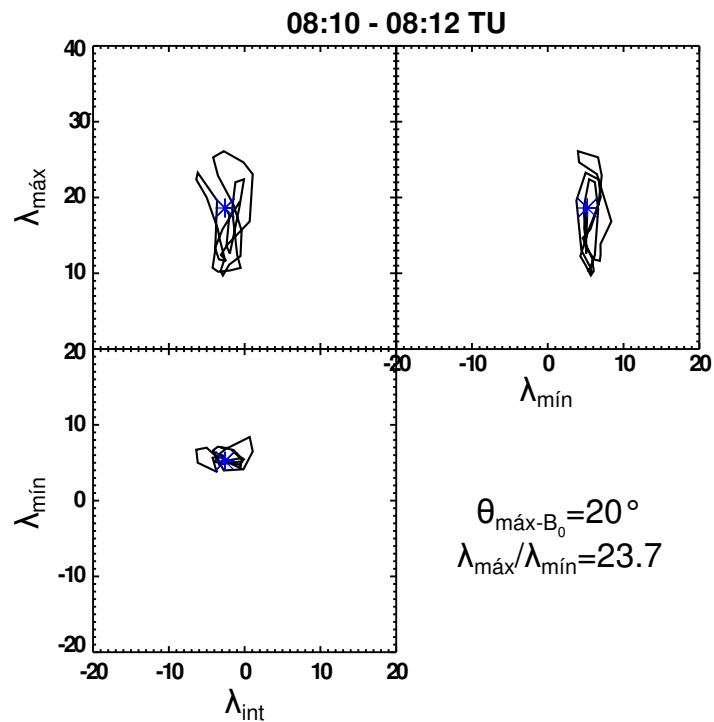


Figura 68: Observaciones que corresponden a la región rosada (b) de la Figura 65. La traza gris en el panel de densidad corresponde a una ampliación de la escala que se indica en el eje derecho. En esta escala es posible apreciar la anticorrelación de las oscilaciones de la densidad y el campo magnético. Durante este intervalo no se contó con datos de la anisotropía y por lo tanto no se pudo calcular la COTE. Las ondas observadas son periódicas con formas sinusoidales.



(a) Análisis de Fourier para los datos de campo magnético que indica el poder transversal (traza negra) y compresivo (traza roja) de las ondas observadas.



(b) El análisis de Variación Mínima muestra que la dirección de máxima fluctuación de las ondas es casi paralelas al campo promedio y que su polarización es lineal.

Figura 69: Análisis de Fourier y de Variación Mínima para la región sombreada en la [Figura 68](#).

### Caso 3: 31 de Julio de 2007

Durante este día THEMIS-B observó regiones con OTE en varias ocasiones en la magnetofunda. En la [Figura 70](#) se muestra el perfil de la magnitud de campo magnético que la nave midió desde las 04:00 TU y hasta las 06:00 TU, tiempo en que se pasó de la magnetósfera a la magnetofunda. En las regiones sombreadas en rosa, el plasma fue inestable al modo espejo. Cuando la nave se encontraba en el primer intervalo de OTE (de izquierda a derecha), a  $12.4 R_E$  la nave detectó la señal típica de las estructuras tipo espejo: oscilaciones en el campo anticorrelacionadas con la densidad.

Un intervalo de 10 min de estas observaciones se presenta en la [Figura 71](#). En este caso se identificaron las ondas espejo tanto por inspección visual como por los criterios de la COTE y AVM. Este último reveló, para los intervalos marcados con (1) y (2), que se trataba de OTE con polarización elíptica como se deduce de las relaciones entre los eigenvalores mostradas en la [Tabla 7](#). Mientras tanto, el poder espectral de las OTE para estos mismo subintervalos mostró su carácter compresivo, ver [Figura 72a](#) y [Figura 72b](#).

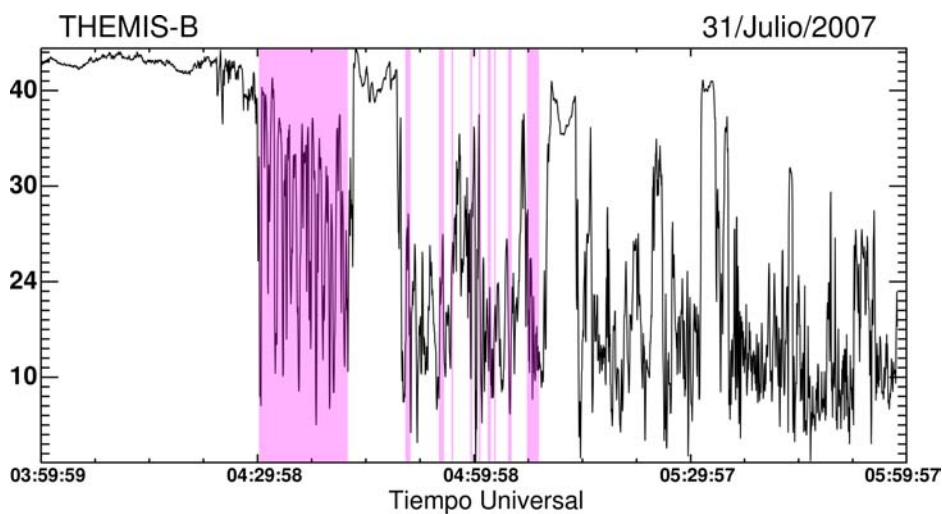


Figura 70: Magnitud del campo magnético medido por la nave THEMIS-B el 31 de julio de 2007. Las regiones en rosa indican que ahí la condición de inestabilidad espejo se cumplió.

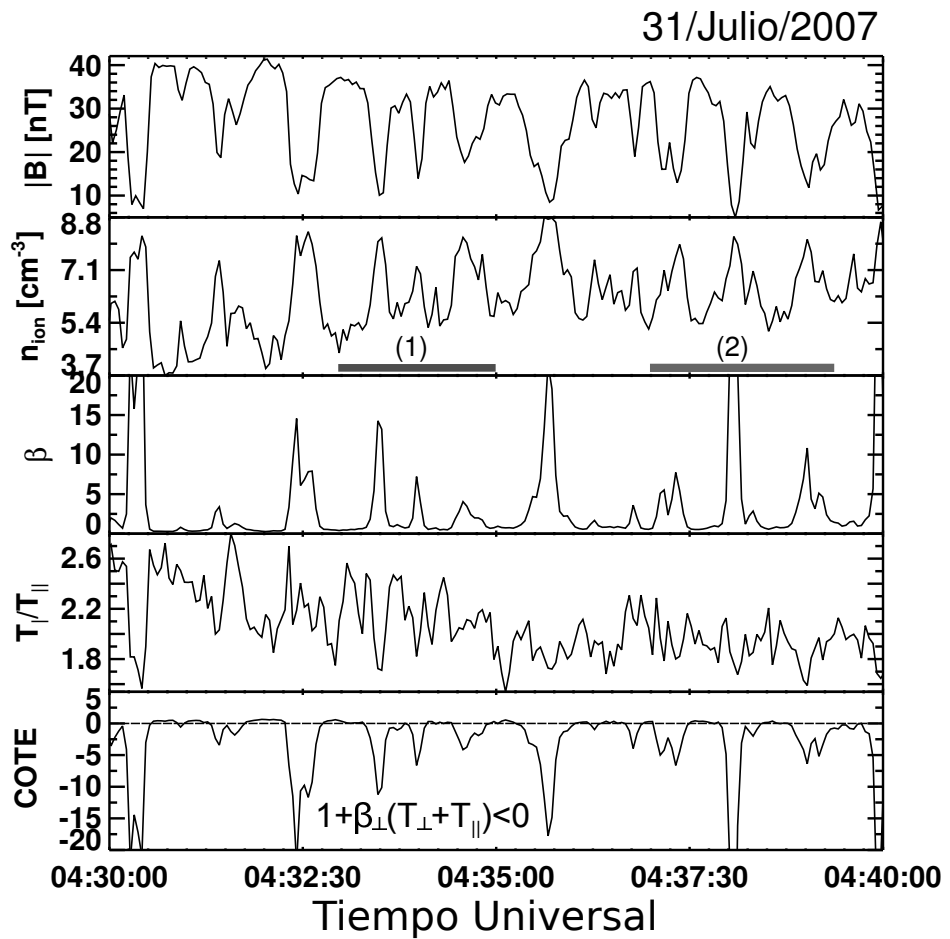


Figura 71: OTE observadas en la magnetofunda el 31 de Julio de 2007.

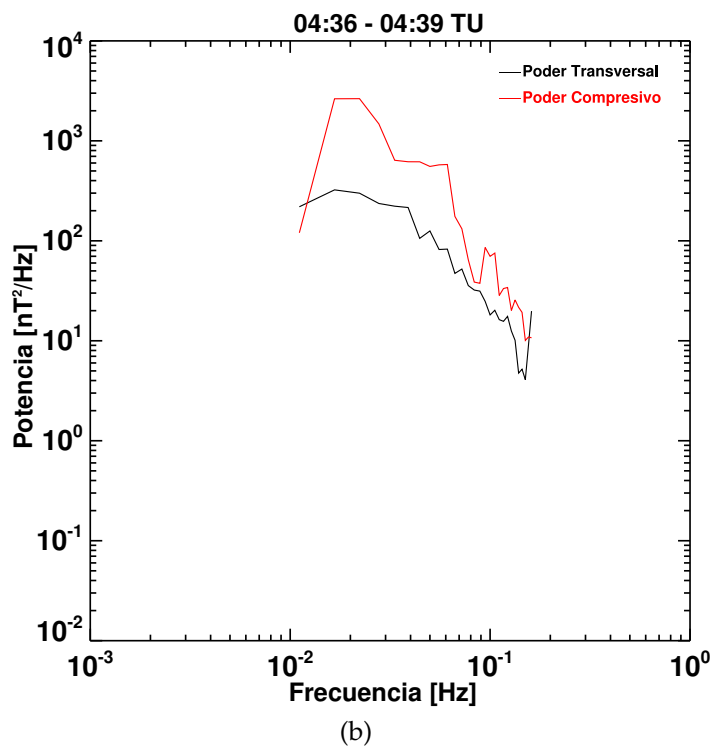
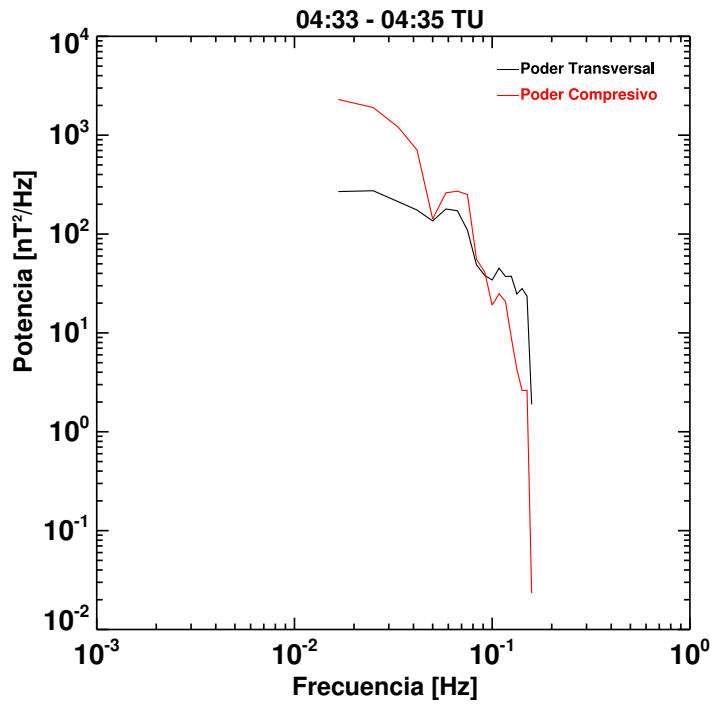


Figura 72: Análisis de Fourier para los datos de campo magnético que indica el poder transversal (traza negra) y compresivo (traza roja) de las ondas observadas, para los dos intervalos marcados por las barras grises horizontales en el panel de densidad de la [Figura 71](#).

|   | INTERVALO 1    | INTERVALO 2    |
|---|----------------|----------------|
|   | 04:33-04:35 TU | 04:36-04:39 TU |
| $\lambda_{\text{int}}/\lambda_{\text{mín}}$ | 9.2            | 7.1            |
| $\lambda_{\text{máx}}/\lambda_{\text{mín}}$ | 18.4           | 31.2           |
| $\lambda_{\text{máx}}/\lambda_{\text{int}}$ | 2.0            | 4.4            |
| $\theta_{\text{máx}-B_0}$                   | 5.6°           | 1.3°           |

Tabla 7: Cocientes de los *eigenvalores* de la matriz de covarianza para los dos intervalos de la [Figura 72](#) y ángulo entre la dirección de máxima variación y el campo magnético de fondo.

#### Caso 4: 14 de Agosto de 2007

El último estudio de caso que se presenta fue el de una TME detectada durante el 14 de Agosto de 2007 por THEMIS-C. Cuando la nave cruzó la magnetopausa alrededor de las 12:25 TU (indicada por la línea punteada verde en la [Figura 73](#)) el campo magnético interplanetario tenía una orientación norte, por lo que se originó la formación de la capa de decremento (CD) bajo el mecanismo explicado en la [Subsección 1.3.2](#). Esta capa se identificó considerando la rotación en el campo magnético (aquí no se presentan las componentes del campo) y la firma tipo escalón en la densidad con un primer aumento en este parámetro que no alcanza a ser percibido en la figura debido a la escala del panel. Esta capa se indica en la figura por la zona con el sombreado gris claro. Seguida a la CD está la magnetofunda, a partir de las ~13:15 TU, que también se identifica por otra rotación en el campo y un segundo aumento en la densidad. Esta firma de dos escalones en la densidad es característica de la CD como puede verificarse en la [Figura 8](#) de la [Subsección 1.3.2](#).

Dentro de la magnetósfera y en una pequeña porción de la capa de decremento se observaron ondas ion ciclotrón (OIC), entre las 12:00–12:32 TU; las cuales se derivan de la inestabilidad que lleva el mismo nombre y que también ocurre en regímenes con anisotropía en la temperatura del plasma, ([Gary, 1992](#)). La presencia de las OIC en la capa de decremento no es rara, pues ya [Anderson et al. \(1991\)](#) y [Anderson et al. \(1994\)](#) habían reportado la existencia de trenes de OIC al interior de la capa de decremento.

Las observaciones de OTE se concentraron en dos grandes regiones en la CD y al interior de la magnetofunda, indicadas por barras en color rosa en la [Figura 73](#). En la CD se observan cuatro estructuras espejo tipo hoyo muy agudas y pronunciadas marcadas por círculos negros. Se analizaron las distribuciones de iones dentro de los cuatro picos y mientras que las de los tres primeros

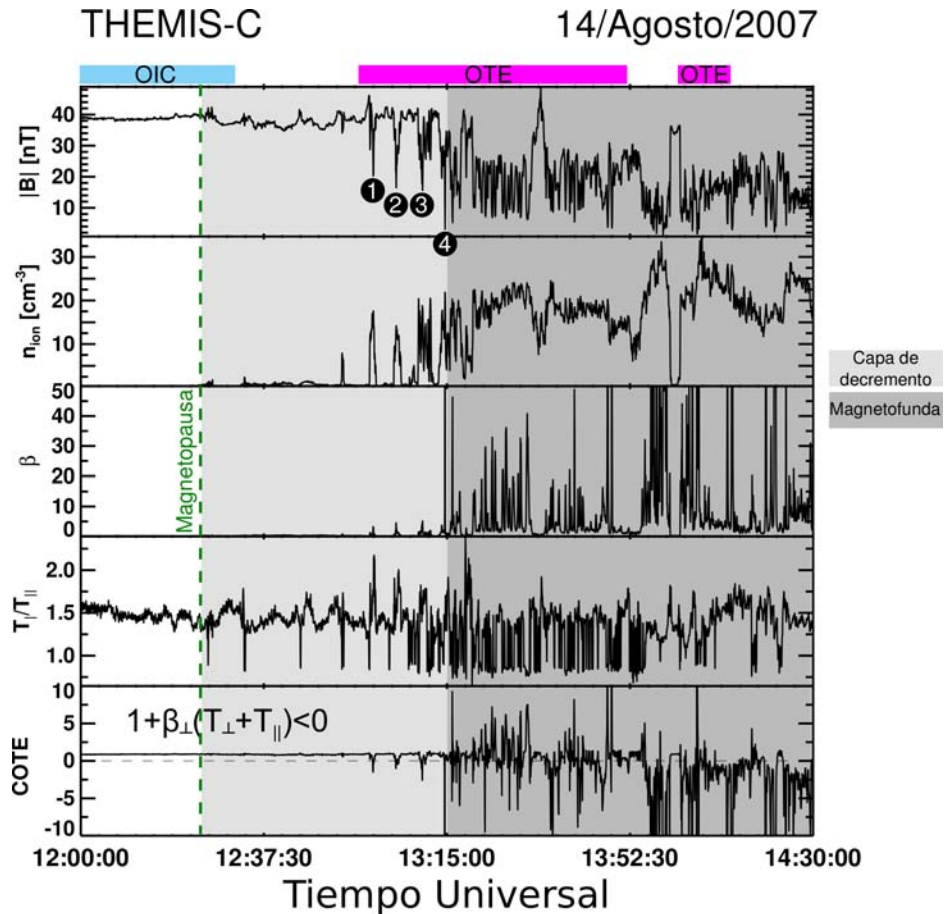


Figura 73: La orientación norte del CMI durante el 14 de Agosto del 2007 permitió la formación de la capa de decremento (zona gris clara) seguida de la magnetofunda (zona gris oscura). En este día se pudieron detectar OIC en la magnetósfera y CD, así como OTE en la CD y la magnetofunda.



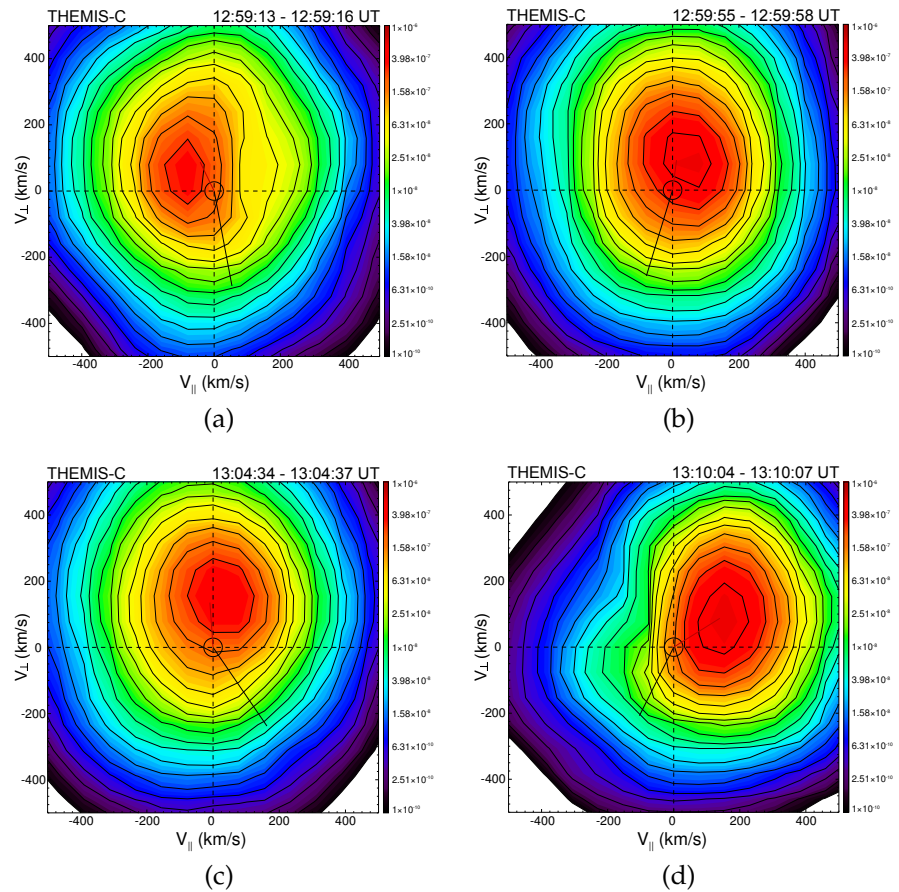


Figura 74: Cada una de estas 4 distribuciones de partículas fueron medidas dentro de las estructuras tipo hoyo que se observaron en la capa de decremento, ver [Figura 73](#). Sólo las partículas del cuarto hoyo muestran calentamiento de acuerdo al régimen saturado de la inestabilidad.

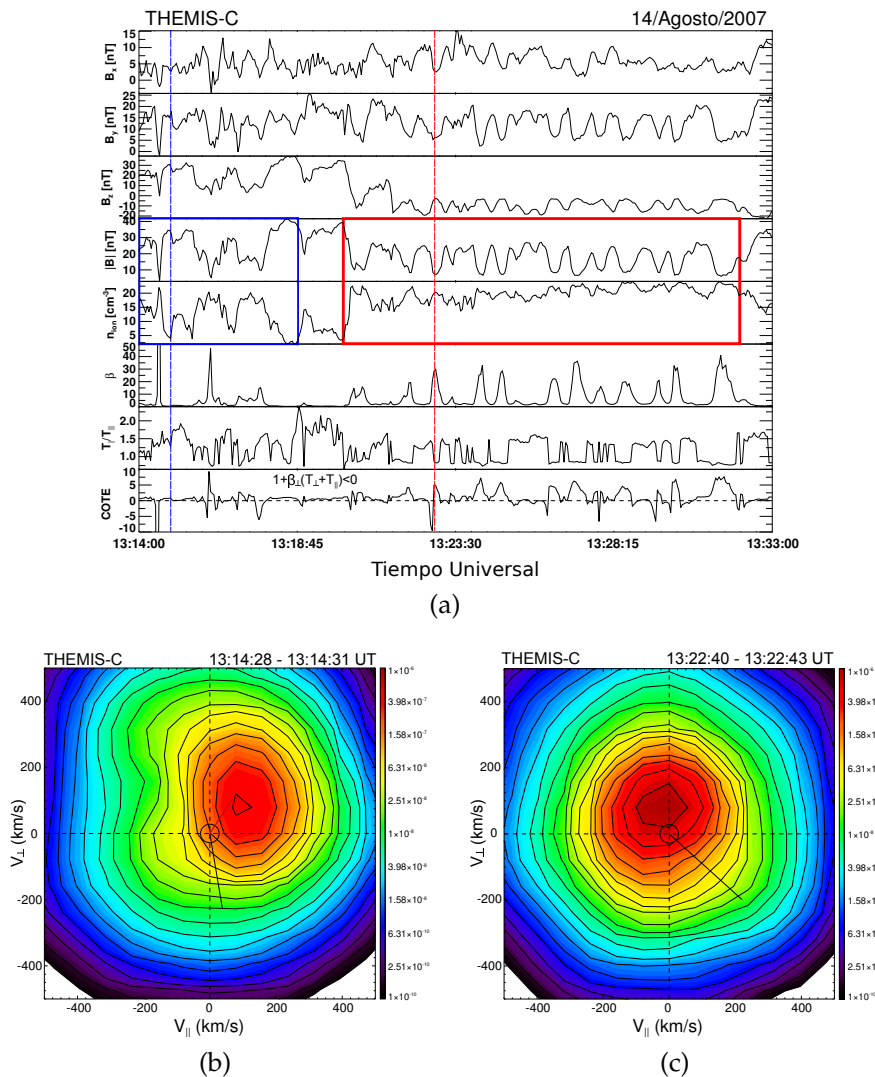


Figura 75: En la figura (a) se muestra un tren de OTE cuyas formas fueron variando en el tiempo, detectándose primero estructuras saturadas (recuadro azul) y luego oscilaciones sinusoidales (recuadro rojo) para las cuales no siempre se cumplió la condición de inestabilidad. Las líneas punteadas azul y roja indican el tiempo en el que fueron medidas las distribuciones mostradas en (b) y (c), respectivamente. La distribución en (b) exhibe calentamiento para una porción de las partículas mientras que la distribución (c) no muestra cambios.

son anisotrópicas sin exhibir cambio importante entre ellas como puede apreciarse en la [Figura 74](#), la función de distribución medida en el cuarto hoyo es muy diferente pues reproduce el calentamiento de partículas para el régimen saturado de la inestabilidad espejo, como en el [Sección 5.3](#), y se aprecia un abultamiento en la distribución a bajas velocidades paralelas.

La [Figura 75](#) muestra un periodo de observaciones después del cuarto hoyo detectado en la CD. En este periodo pueden identificarse dos trenes de ondas con características diferentes y que están indicados en la figura por los recuadros azul y rojo. El primer tren (recuadro azul) exhibe tres hoyos de amplitud considerable y forma irregular, aunque no tan profundos como los detectados en la CD. La primera de estas estructuras también pertenece a un estado saturado de la inestabilidad, pues como puede apreciarse en la función de distribución ([Figura 75b](#)) hay calentamiento del plasma para las partículas con velocidades paralelas pequeñas. En contraste, el tren de ondas en el recuadro rojo exhiben formas sinusoidales de menor amplitud. Las distribuciones para estas estructuras sinusoidales no muestran grandes variaciones, en la [Figura 75c](#) se muestra una de ellas. Es notable también, que no para todas las oscilaciones del recuadro rojo se satisfizo la COTE. De hecho para algunas se cumple apenas marginalmente y donde la COTE sí se cumple -como el punto indicado por la línea punteada roja- la función de distribución luce normalmente anisotrópica, como en un estado lineal de la inestabilidad.

La observación de OTE duró casi dos horas, de las 12:50 UT a las 14:45 UT. La frecuencia con la que se observaron OTE a lo largo de este periodo indica que se trata de una tormenta de modo espejo.

#### 5.4 DISCUSIÓN

Las ondas tipo espejo son un modo frecuentemente observado en magnetofundas planetarias, fundas de choques e incluso estelas cometarias debido a que en estas regiones el calentamiento del plasma es inhomogéneo, dando pie a que existan anisotropías térmicas del tipo  $T_{\perp} > T_{\parallel}$ . Cuando los trenes de ondas espejo persisten por largo tiempo, desde minutos hasta horas, se les llama tormentas de modos espejo.

Se analizaron cuatro eventos de tormentas de modo espejo en la magnetofunda terrestre usando datos de campo magnético y plasma de la misión THEMIS, la cual está conformada por varias naves.

El primer caso de tormentas espejo que se presentó, 19 de Mayo de 2007, tiene la gran ventaja de haber sido detectado simultánea-

mente por las cinco naves de la misión THEMIS que se localizaban a distancias de entre  $10.7 R_E$  y  $12.7 R_E$ . La formación de las sondas era C, B, D, E y A, siendo C la más cercana al choque, justo río abajo de él y A la más cercana a la magnetopausa. Los parámetros del plasma que midieron las naves fueron distintos de una a otra nave. Para analizar el impacto de estos cambios en la inestabilidad espejo se analizaron la anisotropía y la beta. Las naves B y C midieron Valores de  $5 < \beta < 4$ , luego este valor disminuyó y lo que THEMIS-D midió fue una beta apenas por debajo de 4 para finalmente disminuir hasta 1 que fue lo que midieron A y E. En contraste, la anisotropía medida por las 5 naves fue aproximadamente la misma 1.5. Por lo que cualquier cambio o variación en las OTE se debería exclusivamente a cambios en la beta del plasma.

A lo largo de la región dominada por OTE se observan tres regímenes de las ondas: estructuras saturadas observadas por THEMIS-B y C cerca del choque de proa, seguidos por estructuras cuasi-sinusoidales y picos detectados por THEMIS-D hacia la magnetofunda media y finalmente hoyos observados por THEMIS-A y E cerca de la magnetopausa. La forma de las estructuras espejo cambió de picos a hoyos conforme la beta del plasma disminuyó en las distintas regiones que inspeccionaron las naves (de valores 5 río abajo del choque a apenas 1 cerca de la magnetopausa) como se ilustra en el esquema de la [Figura 64](#), que muestra también la configuración aproximada de las naves. Este resultado concuerda con lo reportado por [Génot et al. \(2009a\)](#), quienes llegaron a la misma conclusión a partir de un estudio estadístico de OTE en la magnetofunda terrestre observadas por la misión Cluster. Es así que este evento, además de verificar la existencia de las tormentas de modos espejo, también resultó útil para mostrar la evolución de la inestabilidad espejo cuando hay cambios en la beta del plasma.

Las observaciones hechas por THEMIS-C y D de OTE son similares a las reportadas por [Leckband et al. \(1995\)](#) que se muestran en la [Figura 63](#). En dicho trabajo los autores muestran un caso lineal de OTE (panel superior de la figura) cuyo perfil de campo permeado de estructuras cuasi-periódicas es equivalente al que aquí se muestra para THEMIS-D. Por otro lado, en el panel inferior de la misma figura, se exhibe un caso de saturación no-lineal de las OTE que también es reproducido bastante bien por las observaciones de las naves B y C en este primer estudio de caso. Esto respalda la validez del análisis hecho aquí para las ondas en el estado lineal y saturado, que no es más que el proceso de evolución de la inestabilidad.

El caso de la inestabilidad lineal observado por THEMIS-D ([Figura 63](#)) es similar al caso lineal reportado por [Leckband et al. \(1995\)](#), compartiendo la forma de las ondas cuasi-periódicas observadas

en ambos casos. Las mismas características de las distribuciones de THEMIS-D son reproducidas en simulaciones por Pokhotelov et al. (2013). En tanto que las estructuras detectadas por las naves B y C reproducen las características del estado saturado de la inestabilidad espejo de acuerdo a las observaciones de Leckband et al. (1995), ver panel inferior de Figura 63.

Por simple inspección las diferencias en los estados de las OTE no son muy evidentes, pero este problema se resuelve al analizar las distribuciones de partículas y entonces es posible discriminar los dos regímenes de OTE. En el caso lineal de la inestabilidad, la distribución de partículas es calentada(enfriada) en los picos(hoyos), ver Figura 61, tal y como es predicho teóricamente por el trabajo de Southwood y Kivelson (1993). Mientras que en las estructuras saturadas, las partículas resonantes o atrapadas son calentadas si poseen un ángulo de paso mayor al ángulo crítico  $\alpha_c$ , ver Figura 62. Esto último es un resultado teórico de Kivelson y Southwood (1996).

Las observaciones para el segundo estudio de caso, 10 de Julio de 2007, mostraron una magnetofunda con dos regímenes de plasma distinguibles por los valores de la beta del plasma. Una parte de la magnetofunda -la cercana a la magnetopausa- mostró oscilaciones en el campo altamente inhomogéneas y una beta en promedio de 18. El segundo régimen -río abajo del choque- mostró oscilaciones en el campo con formas regulares y la beta fue menor que en el primer régimen, siendo ahora en promedio 9.

Las OTE observadas en el régimen de beta alta eran de formas irregulares y de gran amplitud. Por inspección visual no era definitivo que se tratara de OTE pero la condición de inestabilidad, el análisis espectral y de Variación Mínima determinaron que sí se trataba de esta inestabilidad. En contraste, en el régimen con una beta menor, se observaron ondas sinusoidales de pequeña amplitud que sí mostraban la característica típica de la anticorrelación con las oscilaciones de la densidad. Estas últimas eran de una amplitud menor que sus correspondientes ondas en el campo, lo que podría sugerir que corresponden a un estado evolucionado de la inestabilidad para la cual ya no hay crecimiento en la amplitud.

Esta segunda tormenta de modos espejo es un buen ejemplo para mostrar que aun cuando por inspección visual ciertas oscilaciones pueden no ser identificadas como OTE, tanto la COTE como el análisis espectral y el de Mínima Variación son métodos para discernir sobre el tipo de ondas que se trate.

El tercer caso presentado (observaciones del 31 de Julio de 2007) exhibe todas las características de una tormenta espejo esperadas en un régimen lineal de la inestabilidad. Es el caso ideal donde las OTE muestran su típico perfil consistente en estructuras tipo

hoyo en la magnitud de campo magnético en anticorrelación con las fluctuaciones de la densidad. Además, las distribuciones de partículas (cuyas gráficas no están incluidas aquí) no muestran grandes diferencias cuando son medidas en regiones donde la COTE se satisface y en regiones donde no se cumple la condición. La única diferencia, apenas perceptible, es que las distribuciones medidas en el primer escenario son más isotrópicas que aquellas en regiones donde la inestabilidad no está presente.

El último caso estudiado en este capítulo, corresponde a una tormenta espejo observada el 14 de Agosto de 2007 por THEMIS-C. La configuración del campo magnético interplanetario durante este día, dirección norte, provocó que se formara la capa de decremento (caracterizada por una estructura de doble escalón en la densidad). En este caso se observaron ondas ion ciclotrón y ondas tipo espejo en diferentes regiones de la magnetofunda y de la capa de decremento. Algunas de las OTE satisfacían la COTE y el criterio de Variación Mínima, a pesar de que la identificación visual no era clara.

En base a la descripción cualitativa de este caso y si se analiza en el sentido invertido de las trayectoria de la nave -es decir, refiriéndose a la evolución de las OTE desde la magnetofunda (14:30 TU) y hacia la magnetopausa (12:25 TU)- es posible ver que la inestabilidad espejo se originó adentro de la magnetofunda formando algunas OTE de forma sinusoidal que luego evolucionaron a estructuras irregulares que finalmente decayeron a un estado saturado de la inestabilidad (en el pico 4 dentro de la CD). En resumen, se alcanza un estado saturado conforme la inestabilidad evoluciona de la magnetofunda a la magnetopausa.

Otro aspecto importante a notar para este caso, es el hecho de que a lo largo de todo el intervalo (12:00–12:30 TU) la anisotropía fue en promedio de 1.3 pero las OIC se observaron cuando la  $\beta$  del plasma era baja, mientras que las OTE fueron observadas cuando la beta comenzó a incrementarse.

## 5.5 CONCLUSIONES

Los cuatro estudios de caso aquí presentados muestran eventos de ondas espejo en la magnetofunda terrestre con distintas características observadas por la misión multi-naves THEMIS, que reproducen las características de las tormentas tipo espejo definidas por [Russell et al. \(2009\)](#) y reportadas también por [Enríquez-Rivera et al. \(2013\)](#) en el viento solar. Los trenes de ondas observados se analizan en su totalidad y en función del tiempo que estos perduran -del orden de horas- ha sido posible identificar estos eventos como tormentas de modos espejo.

Adicionalmente, dado que THEMIS tiene datos de distribuciones de partículas, es posible estudiar las distribuciones asociadas a las OTE y su evolución a lo largo de las tormentas modo espejo. Trabajos sobre la evolución de las distribuciones de partículas asociadas a las OTE hay muy pocos, la mayoría de los que existen son enfoques teóricos o algunas simulaciones numéricas que describen el estado lineal de la inestabilidad y los más recientes, tratan de entender los procesos involucrados en el caso no-lineal de este modo así como la transición del régimen lineal al no-lineal. Los trabajos observacionales son aún menos, y hasta la elaboración de este trabajo sólo se conocen los reportes de [Leckband et al. \(1995\)](#), [Soucek y Escoubet \(2011\)](#), y las simulaciones de [Pokhotelov et al. \(2013\)](#). De aquí la relevancia de este estudio observacional que: 1) reporta la existencia de tormentas tipo espejo en la magnetofunda terrestre similares a las reportadas por [Enríquez-Rivera et al. \(2013\)](#) en el viento solar y 2) incluye un análisis cualitativo de las distribuciones de iones asociadas a las OTE dentro de la tormenta para regímenes de la inestabilidad lineales y saturados.

Las diferencias entre los estados lineal y saturado de la inestabilidad espejo son -algunas veces- difíciles de identificar pues son muy sutiles si se analizan únicamente las series de tiempo de campo magnético (casos 1 y 4). En este caso, el análisis de las distribuciones de partículas puede ser de mucha utilidad para discernir entre los dos regímenes de OTE.

El análisis hecho a las distribuciones de partículas mostró que en el estado lineal de la inestabilidad la distribución medida en los picos muestra que hubo calentamiento, mientras que las medidas en los hoyos muestran cierto enfriamiento, tal y como lo predice teóricamente [Southwood y Kivelson \(1993\)](#) y se ha reportado en simulaciones de [Pokhotelov et al. \(2013\)](#). Por el contrario, cuando se trataba de estructuras tipo espejo saturadas, las partículas resonantes dentro de los hoyos cuyos ángulos de paso sobrepasan un ángulo crítico, son calentadas. Este último resultado concuerda con lo reportado por [Kivelson y Southwood \(1996\)](#), ver [Figura 61](#) y [Figura 62](#).

Se ha mostrado que conforme la  $\beta$  del plasma aumenta, las OTE evolucionan de estructuras lineales (hoyos) a ondas coherentes saturadas con formas menos sinusoidales, como en los casos 1 y 4. Este resultado concuerda con las observaciones de [Génot et al. \(2009a\)](#), para las cuales al incrementarse la beta, las formas de las OTE cambiaron de hoyos a picos.

El segundo estudio de caso mostró dos diferentes regímenes de plasma en los cuales se observaron OTE. En el primer régimen, caracterizado por un comportamiento no-uniforme de la  $\beta$ , las

OTE corresponden a hoyos de gran amplitud con formas irregulares. Para el segundo régimen, donde la  $\beta$  cambia uniformemente a lo largo del intervalo, se observan picos de pequeña amplitud.

## 5.6 TRABAJO A FUTURO

Los trabajos recientes sobre OTE están enfocados a entender los mecanismos no-lineales presentes en la saturación de la inestabilidad. Tales investigaciones son de carácter teórico, por lo que la comparación directa con las observaciones es difícil dada la variabilidad de un plasma en condiciones reales y no bajo suposiciones de un caso ideal como lo requiere la teoría. Sumado a esto, persiste la falta de trabajos observacionales que permitan hacer las comparaciones directas entre conjuntos de datos. Además de continuar con un análisis cuantitativo de las distribuciones de partículas presentes en un plasma inestable al modo espejo, un punto importante a abordar en el futuro será desarrollar simulaciones híbridas que permitan analizar la evolución de las distribuciones de partículas a lo largo de los trenes de ondas.





## Parte IV

### CONCLUSIONES

A continuación se resumen las principales conclusiones derivadas de este trabajo sobre el estudio de las estructuras magnéticas cercanas al choque de proa terrestre.



## CONCLUSIONES

---

La magnetosfera terrestre protege a nuestro planeta de la acción directa del plasma del viento solar. Cuando el flujo continuo de este plasma supermagnetosónico trata de alcanzar nuestro planeta, se forma un choque de proa delante del obstáculo (magnetosfera). La región de interacción del viento solar con la magnetosfera está conformada, además del choque, por la región río arriba del choque conocida como antechoque terrestre y la región río abajo, conocida como magnetofunda. Ambas regiones son muy importantes pues en ellas se llevan a cabo procesos de transporte y redistribución de la energía del viento solar a la magnetosfera.

Además de las partículas que pueblan el antechoque y la magnetofunda, la interacción de las partículas del viento solar entrante y las partículas reflejadas en el choque, así como las partículas que han cruzado el choque y algunas provenientes del plasma planetario, originan diferentes inestabilidades en el plasma que resultan en el crecimiento de diversos modos de ondas. Las distribuciones de partículas y las ondas son elementos que describen el plasma a microescala y además, permiten describir el efecto macroscópico de los cambios a microescala en el plasma.

Ondas y partículas no son los únicos elementos presentes en las regiones cercanas al choque. Se ha mostrado, tanto en resultados de simulaciones como observacionalmente, la existencia de estructuras como las cavidades del antechoque o los chorros de plasma<sup>1</sup> en la magnetofunda por mencionar algunos ejemplos.

El estudio de partículas, ondas y estructuras magnéticas en esta zona de interacción es una tarea importante pues a través de su análisis es posible relacionar la micro y macro escala del plasma. No es extraño, por ejemplo, que de años recientes a la actualidad se estén desarrollando simulaciones numéricas híbridas en las que los electrones son estudiados como un fluido sin masa, mientras que los iones se estudian desde la Teoría Cinética; con el fin de analizar los resultados que tienen a nivel global en el plasma los cambios a nivel microscópico.

Sumado a este interés de relacionar lo micro con lo macro en los plasmas espaciales, también en años recientes ha habido una tendencia por analizar los fenómenos transitorios en las regiones cercanas al choque terrestre y el posible efecto que estos puedan te-

---

<sup>1</sup> Conocidos en la literatura por su nombre en inglés: "jets".

ner en la magnetósfera. De aquí la pertinencia de este trabajo que estudia, desde un punto de vista cinético un fenómeno transitorio del antechoque y un fenómeno ondulatorio en la magnetofunda terrestre.

En este trabajo se presentaron los resultados obtenidos en torno al análisis de dos estructuras en regiones cercanas al choque de proa terrestre. Por un lado se presentó un estudio de la *frontera compresiva del antechoque terrestre* (FCA) en los [Capítulo 3](#) y [Capítulo 4](#), mientras que para la magnetofunda se analizaron las *tormentas modo espejo* (TME) en el [Capítulo 5](#).

Si bien para cada estudio por separado se presentaron las conclusiones al final de cada capítulo, es conveniente retomar las conclusiones generales de este trabajo.

### 6.0.1 Frontera compresiva del antechoque terrestre

La frontera compresiva del antechoque fue predicha en simulaciones híbridas por [Omidi et al. \(2009\)](#) y su existencia fue corroborada observacionalmente por [Rojas-Castillo et al. \(2013b,a\)](#). Este último trabajo incluyó los principales resultados de esta tesis.

La FCA es una región de transición entre el plasma del viento solar y el plasma del antechoque derivada de la generación y evolución no-lineal de ondas de frecuencia ultra baja, es decir, la FCA es el efecto global o macroscópico de cambios de muy pequeña escala en el plasma del antechoque terrestre. Se caracteriza por un perfil fuertemente compresivo en el campo magnético y la densidad, seguido por decrementos en ambos parámetros.

En el [Capítulo 3](#) se presentó el análisis de datos de campo magnético y plasma de la misión espacial Cluster, nave 1, que mostraron que las FCA existen y son estructuras comunes en el antechoque terrestre. Para este estudio se consideraron 36 eventos observados en 14 días de datos de Cluster-1, los cuales fueron detectados a distancias de entre  $13 R_E$  y  $20 R_E$ . Los eventos observados reproducen las características reportadas en las simulaciones híbridas, y se encontró además que las FCA pueden situarse dentro del antechoque de iones, en cuyo caso separan regiones de ondas de gran amplitud de regiones con ondas de alta frecuencia y amplitud pequeña. La FCA también puede observarse en regiones de transición entre los antechoques de iones y electrones, o bien en regiones de transición entre el plasma del antechoque y el viento solar prístino como las FCA reportadas en simulaciones, ([Omidi et al., 2009](#)).

De acuerdo al análisis estadístico hecho para las 36 fronteras compresivas observadas por Cluster-1, el campo magnético interplanetario y las condiciones de plasma fueron variadas en los periodos

donde se detectaron las fronteras compresivas. Se obtuvo como resultado, que las FCA son estructuras altamente no-lineales que se pueden formar para diferentes geometrías del CMI y diferentes condiciones del plasma del VS. Se encontró que las fronteras compresivas son estructuras altamente no-lineales cuya duración promedio es de 55 s. Las amplitudes promedio del campo magnético y la densidad fueron  $\delta B/B_{vs} \sim 0.42$  y  $\delta n/n_{vs} \sim 0.39$ . Las amplitudes de campo y densidad de los 36 eventos presentados en el [Capítulo 3](#) están correlacionadas con un coeficiente de correlación lineal de 0.86.

Un resultado importante de este análisis de las FCA fue que el plasma del viento solar experimenta desaceleración y desviación al cruzar la FCA; lo que lleva a sugerir que esta estructura toma parte en la modificación del viento solar en su viaje al choque de proa. En promedio la desaceleración calculada en este trabajo es del 10%. Cabe notar que este es resultado de un análisis estadístico, pues hasta este momento los estudios de desaceleración del viento solar han considerado eventos individuales.

En concordancia con las simulaciones de [Omidí et al. \(2009\)](#), las FCA observadas por Cluster tendieron a ser más intensas (más empinadas y por lo tanto con mayor compresión) conforme el número de Mach alfvénico aumentó.

Si bien las FCA se pueden formar para condiciones del CMI estacionarias y no-estacionarias de acuerdo a las simulaciones, las observaciones hicieron notar que las FCA pueden mostrar rotaciones del campo magnético al interior de la estructura y que estas rotaciones no necesariamente están asociadas a algún tipo de discontinuidad en el viento solar. De hecho, uno de los casos estudiados permitió observar que una rotación del campo magnético observada dentro de la FCA puede ser consecuencia de la entrada de la nave a la estructura.

Se encontró también la presencia de ondas en regiones cercanas a la FCA: ondas compresivas del lado del antechoque y, ocasionalmente, ondas de alta frecuencia río arriba de las FCA. El análisis de estas ondas y sus frecuencias -sobre todo las de alta frecuencia- permitió concluir que frontera compresiva no siempre separa viento solar quieto del antechoque, sino que eventualmente demarca la separación entre regiones de ondas de frecuencia ultra baja fuertemente compresivas y regiones donde el viento solar es ligeramente perturbado por fluctuaciones de pequeña amplitud.

Por otro lado, el análisis de las distribuciones de iones mostró que algunas veces las FCA separan regiones donde se observan iones giratorios/intermedios, de regiones donde se detectan iones alineados al campo. Por lo tanto, en tales casos la FCA coincide con la frontera de iones intermedios. En otros casos, las FCA pueden

coincidir con la frontera de iones o con la frontera de ondas de frecuencia ultra baja. Todas, al interior del antechoque.

También se discutió en el contexto de otros trabajos dedicados al estudio de las cavidades del antechoque -[Billingham et al. \(2011\)](#) y [Sibeck et al. \(2008\)](#)- que las FCA pueden interpretarse como encuentros transitorios con aquellas cavidades del antechoque que se formen a orillas del antechoque terrestre.

Dado que otro de los fenómenos transitorios del antechoque terrestre más estudiados -las anomalías de flujo caliente- han sido reportado en otros ambientes magnetosféricos (Mercurio, Venus, Marte y Saturno); se sugirió que la FCA podría existir en antechoques como los de Venus y Saturno. La iniciativa de explorar estos dos antechoques radicó en que se dispone de una buena base de datos para ellos; sin embargo, la baja resolución de los datos de plasma, que es un elemento indispensable para la discriminación de una FCA, no permitió verificar la hipótesis sugerida.

En contraste con el [Capítulo 3](#) donde se hizo un análisis estadístico de las FCA observadas con Cluster-1, el [Capítulo 4](#) presentó un análisis cualitativo de fronteras compresivas observadas ahora por las naves THEMIS poniendo especial importancia en la descripción de las funciones de distribución de las partículas presentes en las FCA y en regiones muy cercanas.

Los datos de la misión THEMIS que se analizaron comprendieron de Junio a Octubre del 2008, periodo durante el cual fueron observadas 209 FCA por las naves THEMIS-B y/o C. Las fronteras, como en el caso de Cluster, fueron observadas para distintas condiciones del viento solar y distintas geometrías del campo magnético interplanetario.

Se presentaron 5 estudios de caso para los cuales se mostró que las FCA son estructuras muy dinámicas que evolucionan espacial y temporalmente, y que son estructuras altamente sensibles a cambios -incluso pequeños- en las propiedades del viento solar y del campo magnético.

El análisis de las distribuciones de partículas permitió verificar lo observado en los casos de Cluster. Las FCA pueden observarse a las orillas del antechoque, separando viento solar quieto de plasma perturbado del antechoque, o también pueden estar dentro del antechoque. En este caso, la FCA puede o no coincidir con alguna de las fronteras internas del antechoque como la frontera de ondas FUB.

También el análisis de las distribuciones permitió examinar cuando y qué tipo de distribuciones de iones se observaron durante los periodos de revisión. Así, se identificaron FCA para las cuales las distribuciones iban de iones alineados al campo a iones interme-

dios/giratorios y luego a iones difusos; mostrando de esta manera la evolución (en este caso calentamiento) de las poblaciones de partículas desde la región del viento solar y hasta el antechoque.

Para los eventos descritos en el [Capítulo 3](#), se calcularon extensiones de entre  $3 R_E$  y  $10 R_E$  a lo largo de la trayectoria de la nave. Indicando que, efectivamente, se trata de estructuras macroscópicas.

### 6.0.2 Tormentas del modo tipo espejo

En el [Capítulo 5](#) el análisis de plasma y campo magnético se trasladó a la región de la magnetofunda terrestre donde se reportaron *tormentas modo espejo* (TME) observadas por las naves THEMIS, como las TME definidas originalmente por [Russell et al. \(2009\)](#) y reportadas en el viento solar por [Enríquez-Rivera et al. \(2013\)](#). Las TME observadas por THEMIS consistieron en trenes de ondas espejo que duraron desde minutos hasta algunas horas. Si bien la observación de ondas tipo espejo (OTE) en la magnetofunda ya ha sido reportada desde al menos una veintena de años, no era clara la existencia de tormentas de ondas espejo como las descubiertas para el viento solar. El trabajo aquí presentado, establece que las tormentas de modo espejo existen en la magnetofunda y además se analiza la evolución de los trenes de OTE que conforman a las tormentas. De nueva cuenta, como en el caso de las fronteras compresivas, el análisis de las distribuciones de iones tiene un peso importante en el estudio de las TME y del modo espejo, pues hasta la fecha se conocen muy poco trabajos que exploren la evolución de las distribuciones asociadas a esta inestabilidad.

En el [Capítulo 5](#) se mostraron 4 estudios de caso de TME observadas durante el año 2007 para los cuales se utilizaron diferentes métodos de identificación: inspección visual, condición de inestabilidad y variación mínima. Usar tres distintos métodos permitió discernir, en casos complicados, si los eventos en cuestión se trataban o no de OTE.

En el caso del carácter lineal o saturado de las ondas, fueron las distribuciones de partículas las que resultaron de gran ayuda para mostrar las diferencias entre ambos estados. Al analizar solamente los datos de campo magnético resultaban por demás difícil de verificar el régimen del que se trataba. En el estado lineal de la inestabilidad las distribuciones medidas al interior de los picos exhibían calentamiento, al contrario de las medidas en los hoyos las cuales se enfriaron. Este resultado coincide con lo predicho teóricamente por [Southwood y Kivelson \(1993\)](#) y que recientemente también fue reportado por [Pokhotelov et al. \(2013\)](#) en resultados



de simulaciones. En cambio para las estructuras saturadas, las partículas resonantes -al interior de los hoyos- cuyos ángulos de paso sobrepasaron un ángulo crítico, se calentaron. Este resultado concuerda con Kivelson y Southwood (1996).

En el análisis hecho a las ondas espejo de la magnetofunda, también se encontró que estas evolucionan de estructuras lineales tipo hoyo a estructuras saturadas con formas poco sinusoidales cuando la  $\beta$  del plasma aumenta.

### 6.1 COMENTARIOS FINALES Y TRABAJO A FUTURO

Es importante destacar que los resultados de este trabajo son nuevos en las respectivas áreas de estudio. Por un lado la existencia de la FCA en datos no había sido reportada, al igual que la existencia de TME en la magnetofunda no había sido corroborada observacionalmente. Por otro lado, el estudio de las distribuciones de partículas con datos *in situ* también es novedoso y permite analizar de cerca la evolución de las poblaciones de partículas asociadas a las diferentes estructuras que se analizaron. Es así que se prestó atención a este punto y se aprovecharon los datos de las misiones Cluster y THEMIS que permiten la construcción de tales distribuciones.

Se plantea la posibilidad de trabajo a futuro como continuidad a este trabajo, lo que podría incluir:

- Análisis multi-naves a fin de calcular con precisión las dimensiones espaciales de las FCA. Lo que además proporcionará información de la localización de las FCA respecto a la fronteras de iones y de ondas de frecuencia ultra baja
- Explorar datos de otros antechoque planetarios si la resolución de los datos de plasma es suficientemente alta para verificar la existencia de la FCA
- Desarrollar simulaciones numéricas híbridas para tiempos largos de OTE que permitan analizar el comportamiento de las partículas asociadas a los modos espejo
- Análisis cuantitativo de las funciones de distribución de partículas asociadas a OTE

Un mejor entendimiento de la dinámica de las FCA, de las OTE y su posible relación con transientes del antechoque proveerá información útil acerca de como el viento solar cambia o es modificado antes de llegar al choque de proa, así como del impacto de los

fenómenos del antechoque sobre la magnetofunda y la magnetósfera.



## REFERENCIAS

---

- Alexandrova, O., Lacombe, C., y Mangeney, A. (2008). Spectra and anisotropy of magnetic fluctuations in the Earth's magnetosheath: Cluster observations. *Annales Geophysicae*, 26:3585–3596.
- Anderson, B. J., Fuselier, S. A., Gary, S. P., y Denton, R. E. (1994). Magnetic spectral signatures in the earth's magnetosheath and plasma depletion layer. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 99(A4):5877–5891.
- Anderson, B. J., Fuselier, S. A., y Murr, D. (1991). Electromagnetic ion cyclotron waves observed in the plasma depletion layer. *Geophys. Res. Lett.*, 18:1955–1958.
- Angelopoulos, V. (2008). The THEMIS Mission. *Space Sci. Rev.*, 141:5–34.
- Auster, H. U., Glassmeier, K. H., Magnes, W., Aydogar, O., Baumjohann, W., Constantinescu, D., Fischer, D., Fornaçon, K. H., Georgescu, E., Harvey, P., Hillenmaier, O., Kroth, R., Ludlam, M., Narita, Y., Nakamura, R., Okrafka, K., Plaschke, F., Richter, I., Schwarzl, H., Stoll, B., Valavanoglou, A., y Wiedemann, M. (2008). The THEMIS Fluxgate Magnetometer. *Space Sci. Rev.*, 141:235–264.
- Bagenal, F. (1992). Giant planet magnetospheres. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 20:289–328.
- Balogh, A., Carr, C. M., Acuña, M. H., Dunlop, M. W., Beek, T. J., Brown, P., Fornaçon, K.-H., Georgescu, E., Glassmeier, K.-H., Harris, J., Musmann, G., Oddy, T., y Schwingenschuh, K. (2001). The Cluster Magnetic Field Investigation: overview of in-flight performance and initial results. *Annales Geophysicae*, 19:1207–1217.
- Balogh, A., Schwartz, S. J., Bale, S. D., Balikhin, M. A., Burgess, D., Horbury, T. S., Krasnoselskikh, V. V., Kucharek, H., Lembège, B., Lucek, E. A., Möbius, E., Scholer, M., Thomsen, M. F., y Walker, S. N. (2005). Cluster at the Bow Shock: Introduction. *Space Sci. Rev.*, 118:155–160.
- Baumjohann, W. y Treumann, R. A. (1996). *Basic space plasma physics*. London: Imperial College Press.
- Belenkaya, E. S. (2009). Magnetospheres of planets with an intrinsic magnetic field. *Physics-Uspexhi*, 52(8):765.

- Billingham, L., Schwartz, S. J., y Sibeck, D. G. (2008). The statistics of foreshock cavities: results of a Cluster survey. *Annales Geophysicae*, 26:3653–3667.
- Billingham, L., Schwartz, S. J., y Wilber, M. (2011). Foreshock cavities and internal foreshock boundaries. *Planet. Space Sci.*, 59:456–467.
- Blanco-Cano, X., Le, G., y Russell, C. T. (1999). Identification of foreshock waves with 3-s periods. *J. Geophys. Res.*, 104:4643–4656.
- Blanco-Cano, X., Omidí, N., y Russell, C. T. (2006). Macrostructure of collisionless bow shocks: 2. ULF waves in the foreshock and magnetosheath. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 111(A10):10205.
- Blanco-Cano, X. y Schwartz, S. J. (1997). Identification of low-frequency kinetic wave modes in the Earth's ion foreshock. *Annales Geophysicae*, 15:273–288.
- Bonifazi, C., Egidi, A., Moreno, G., y Orsini, S. (1980a). Backstreaming ions outside the earth's bow shock and their interaction with the solar wind. *J. Geophys. Res.*, 85:3461–3472.
- Bonifazi, C. y Moreno, G. (1981). Reflected and diffuse ions backstreaming from the earth's bow shock. I Basic properties. *J. Geophys. Res.*, 86:4397–4413.
- Bonifazi, C., Moreno, G., Lazarus, A. J., y Sullivan, J. D. (1980b). Deceleration of the solar wind in the earth's foreshock region - ISEE 2 and IMP 8 observations. *J. Geophys. Res.*, 85:6031–6038.
- Bonifazi, C., Moreno, G., Russell, C. T., Lazarus, A. J., y Sullivan, J. D. (1983). Solar wind deceleration and MHD turbulence in the earth's foreshock region - ISEE 1 and 2 and IMP 8 observations. *J. Geophys. Res.*, 88:2029–2037.
- Boyd, T. J. M. y Sanderson, J. J. (2003). *The Physics of Plasmas*. Cambridge University Press.
- Burgess, D. (1997). What do we really know about upstream waves? *Advances in Space Research*, 20:673–682.
- Burlaga, L. F., Ness, N. F., y Acuña, M. H. (2006). Trains of magnetic holes and magnetic humps in the heliosheath. *Geophys. Res. Lett.*, 33:21106.
- Califano, F., Hellinger, P., Kuznetsov, E., Passot, T., Sulem, P. L., y Trávníček, P. M. (2008). Nonlinear mirror mode dynamics: Simulations and modeling. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 113:8219.
- Cao, J. B., Fu, H. S., Zhang, T. L., Reme, H., Dandouras, I., y Lucek, E. (2009). Direct evidence of solar wind deceleration in the

- foreshock of the Earth. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 114:2207.
- Chandrasekhar, S., Kaufman, A. N., y Watson, K. M. (1958). The Stability of the Pinch. *Royal Society of London Proceedings Series A*, 245:435–455.
- Chapman, S. y Ferraro, V. C. A. (1931). A new theory of magnetic storms. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity (Journal of Geophysical Research)*, 36(3):77–97.
- Chapman, S. y Ferraro, V. C. A. (1932). A new theory of magnetic storms. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity (Journal of Geophysical Research)*, 37:147.
- Chapman, S. y Ferraro, V. C. A. (1933). A new theory of magnetic storms. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity (Journal of Geophysical Research)*, 38:79.
- Collinson, G. A., Sibeck, D. G., Masters, A., Shane, N., Slavin, J. A., Coates, A. J., Zhang, T. L., Sarantos, M., Boardsen, S., Moore, T. E., y Barabash, S. (2012). Hot flow anomalies at Venus. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 117:4204.
- Collinson, G. A., Sibeck, D. G., Masters, A., Shane, N., Zhang, T. L., Fedorov, A., Barabash, S., Coates, A. J., Moore, T. E., Slavin, J. A., Uritsky, V. M., Boardsen, S., y Sarantos, M. (2014). A survey of hot flow anomalies at Venus. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 119:978–991.
- Crooker, N. U. y Siscoe, G. L. (1977). A mechanism for pressure anisotropy and mirror instability in the dayside magnetosheath. *J. Geophys. Res.*, 82:185.
- de Hoffmann, F. y Teller, E. (1950). Magneto-Hydrodynamic Shocks. *Physical Review*, 80:692–703.
- Denton, R. E. (2000). ULF waves in the magnetosheath. *International Journal of Geomagnetism and Aeronomy*, 2:45–55.
- Dessler, A. J. y Fejer, J. A. (1963). Interpretation of  $K_p$  index and M-region geomagnetic storms. *Planet. Space Sci.*, 11:505–511.
- Diodato, L. (1976). On the upstream wave boundary outside Earth's bow shock. *Ann. Geofis., Vol. 29, p. 121 - 131*, 29:121–131.
- Diodato, L., Moreno, G., Formisano, V., y Greenstadt, E. W. (1976). A statistical study of the upstream wave boundary outside the earth's bow shock. *J. Geophys. Res.*, 81:199–204.
- Eastwood, J. P., Balogh, A., Lucek, E. A., Mazelle, C., y Dandouras, I. (2005). Quasi-monochromatic ULF foreshock waves as observed by the four-spacecraft Cluster mission: 1. Statis-

- tical properties. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 110(A9):11219.
- Eastwood, J. P., Hietala, H., Toth, G., Phan, T. D., y Fujimoto, M. (2014). What Controls the Structure and Dynamics of Earth's Magnetosphere? *Space Sci. Rev.*
- Enríquez-Rivera, O., Blanco-Cano, X., Russell, C. T., Jian, L. K., Luhmann, J. G., Simunac, K. D. C., y Galvin, A. B. (2013). Mirror-mode storms inside stream interaction regions and in the ambient solar wind: A kinetic study. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 118:17–28.
- Erdős, G. y Balogh, A. (1996). Statistical properties of mirror mode structures observed by Ulysses in the magnetosheath of Jupiter. *J. Geophys. Res.*, 101:1–12.
- Eriksson, A. I. (1998). Spectral Analysis. *ISSI Scientific Reports Series*, 1:5–42.
- Escoubet, C. P., Fehringer, M., y Goldstein, M. (2001). Introduction The Cluster mission. *Annales Geophysicae*, 19:1197–1200.
- Escoubet, C. P., Russell, C. T., y Schmidt, R. (1997). *The Cluster and PHOENIX missions*. Springer.
- Espley, J. R., Cloutier, P. A., Brain, D. A., Crider, D. H., y Acuña, M. H. (2004a). Observations of low-frequency magnetic oscillations in the Martian magnetosheath, magnetic pileup region, and tail. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 109:7213.
- Espley, J. R., Cloutier, P. A., Brain, D. A., Crider, D. H., y Acuña, M. H. (2004b). Observations of Plasma Waves near Mars and Their Implications for Atmospheric Loss. En Mackwell, S. y Stansbery, E., editores, *Lunar and Planetary Science Conference*, volume 35 de *Lunar and Planetary Inst. Technical Report*, page 1733.
- Facskó, G., Kecskeméty, K., Erdős, G., Tátrallyay, M., Daly, P. W., y Dandouras, I. (2008). A statistical study of hot flow anomalies using Cluster data. *Advances in Space Research*, 41:1286–1291.
- Fairfield, D. H. (1969). Bow shock associated waves observed in the far upstream interplanetary medium. *J. Geophys. Res.*, 74:3541–3553.
- Fairfield, D. H. (1971). Average and unusual locations of the Earth's magnetopause and bow shock. *J. Geophys. Res.*, 76:6700.
- Fairfield, D. H. (1974). Whistler waves observed upstream from collisionless shocks. *J. Geophys. Res.*, 79:1368–1378.

- Fitzenreiter, R. J. (1995). The electron foreshock. *Advances in Space Research*, 15:9–27.
- Fuselier, S. A. (1994). Suprathermal Ions Upstream and Downstream From the Earth's Bow Shock. En Engebretson, M. J., Takahashi, K., y Scholer, M., editores, *Solar Wind Sources of Magnetospheric Ultra-Low-Frequency Waves*, páginas 107–119.
- Fuselier, S. A. (1995). Ion distributions in the Earth's foreshock upstream from the bow shock. *Advances in Space Research*, 15:43–52.
- Fuselier, S. A., Thomsen, M. F., Gosling, J. T., Bame, S. J., y Russell, C. T. (1986). Gyrating and intermediate ion distributions upstream from the earth's bow shock. *J. Geophys. Res.*, 91:91–99.
- 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.
- Gary, S. P., Gosling, J. T., y Forslund, D. W. (1981). The electromagnetic ion beam instability upstream of the earth's bow shock. *J. Geophys. Res.*, 86:6691–6696.
- Génot, V., Budnik, E., Hellinger, P., Passot, T., Belmont, G., Trávníček, P. M., Sulem, P.-L., Lucek, E., y Dandouras, I. (2009a). Mirror structures above and below the linear instability threshold: Cluster observations, fluid model and hybrid simulations. *Annales Geophysicae*, 27:601–615.
- Génot, V., Budnik, E., Jacquy, C., Dandouras, I., y Lucek, E. (2009b). Mirror Modes Observed with Cluster in the Earth's Magnetosheath: Statistical Study and IMF/Solar Wind Dependence. *Advances in Geosciences, Volume 14: Solar Terrestrial (ST)*, 14:263.
- Glassmeier, K.-H., Motschmann, U., Mazelle, C., Neubauer, F. M., Sauer, K., Fuselier, S. A., y Acuna, M. H. (1993). Mirror modes and fast magnetoacoustic waves near the magnetic pileup boundary of comet P/Halley. *J. Geophys. Res.*, 98:20955.
- Gold, T. (1959). Plasma and Magnetic Fields in the Solar System. *J. Geophys. Res.*, 64:1665–1674.
- Gosling, J. T. (2006). The solar wind. En McFadden, L. A., Johnson, T., y Weissman, P., editores, *Encyclopedia of the Solar System*, páginas 95–122. Elsevier Science.
- Gosling, J. T., Asbridge, J. R., Bame, S. J., Paschmann, G., y Sckopke, N. (1978). Observations of two distinct populations of bow shock ions in the upstream solar wind. *Geophys. Res. Lett.*, 5:957–960.



- Greenstadt, E. W. (1972). Binary index for assessing local bow shock obliquity. *J. Geophys. Res.*, 77:5467.
- Greenstadt, E. W. y Baum, L. W. (1986). Earth's compression- al foreshock boundary revisited Observations by the ISEE 1 magnetometer. *J. Geophys. Res.*, 91:9001–9006.
- Greenstadt, E. W., Green, I. M., Inouye, G. T., Colburn, D. S., Binsack, J. H., y Lyon, E. F. (1970). Dual satellite observations of earth's bow shock. II: Field aligned upstream waves. *Cosmic Electrodynamics*, 1:279–296.
- Greenstadt, E. W., Green, I. M., Inouye, G. T., Hundhausen, A. J., Bame, S. J., y Strong, I. B. (1968). Correlated magnetic field and plasma observations of the Earth's bow shock. *J. Geophys. Res.*, 73:51.
- Greenstadt, E. W., Russell, C. T., y Hoppe, M. (1980). Magnetic field orientation and suprathermal ion streams in the earth's foreshock. *J. Geophys. Res.*, 85:3473–3479.
- Hasegawa, A. (1969). Drift mirror instability of the magnetosphere. *Physics of Fluids*, 12:2642–2650.
- Hasegawa, H. (2012). Structure and Dynamics of the Magnetopause and Its Boundary Layers. *Monographs on Environment, Earth and Planets*, 1:71–119.
- Hoppe, M. M. y Russell, C. T. (1983). Plasma rest frame frequencies and polarizations of the low-frequency upstream waves - ISEE 1 and 2 observations. *J. Geophys. Res.*, 88:2021–2027.
- Hoppe, M. M., Russell, C. T., Eastman, T. E., y Frank, L. A. (1982). Characteristics of the ULF waves associated with upstream ion beams. *J. Geophys. Res.*, 87:643–650.
- Hoppe, M. M., Russell, C. T., Frank, L. A., Eastman, T. E., y Greenstadt, E. W. (1981). Upstream hydromagnetic waves and their association with backstreaming ion populations - ISEE 1 and 2 observations. *J. Geophys. Res.*, 86:4471–4492.
- Huddleston, D. E., Strangeway, R. J., Blanco-Cano, X., Russell, C. T., Kivelson, M. G., y Khurana, K. K. (1999). Mirror-mode structures at the Galileo-Io flyby: Instability criterion and dispersion analysis. *J. Geophys. Res.*, 104:17479–17490.
- Ipavich, F. M., Gosling, J. T., y Scholer, M. (1984). Correlation between the He/H ratios in upstream particle events and in the solar wind. *J. Geophys. Res.*, 89:1501–1507.
- Joy, S. P. (2010). *The Jovian Magnetosheath: Factors Influencing the Size, Shape, and Mirror Mode Content and Distribution*. Tesis de Doctorado, University of California, Los Angeles.

- 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. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 111(A10):12212.
- Kajdič, P., Blanco-Cano, X., Omid, N., Meziane, K., Russell, C. T., Sauvaud, J.-A., Dandouras, I., y Lavraud, B. (2013). Statistical study of foreshock cavitons. *Annales Geophysicae*, 31:2163–2178.
- Kasaba, Y., Matsumoto, H., Omura, Y., Anderson, R. R., Mukai, T., Saito, Y., Yamamoto, T., y Kokubun, S. (2000). Statistical studies of plasma waves and backstreaming electrons in the terrestrial electron foreshock observed by Geotail. *J. Geophys. Res.*, 105:79–104.
- Kellogg, P. J. y Horbury, T. S. (2005). Rapid density fluctuations in the solar wind. *Annales Geophysicae*, 23:3765–3773.
- Kivelson, M. G. y Southwood, D. J. (1996). Mirror instability II: The mechanism of nonlinear saturation. *J. Geophys. Res.*, 101:17365–17372.
- Kucharek, H. y Möbius, E. (2005). Ion Dynamics at Shocks: Ion Reflection and Beam Formation at Quasi-perpendicular Shocks. En Li, G., Zank, G. P., y Russell, C. T., editores, *The Physics of Collisionless Shocks: 4th Annual IGPP International Astrophysics Conference*, volume 781 de *American Institute of Physics Conference Series*, páginas 32–36.
- Kucharek, H., Möbius, E., Scholer, M., Mouikis, C., Kistler, L., Horbury, T., Balogh, A., Réme, H., y Bosqued, J. (2004). On the origin of field-aligned beams at the quasi-perpendicular bow shock: multi-spacecraft observations by Cluster. *Annales Geophysicae*, 22:2301–2308.
- Lacombe, C. y Belmont, G. (1995). Waves in the Earth's magnetosheath: Observations and interpretations. *Advances in Space Research*, 15:329–340.
- Le, G. y Russell, C. T. (1992). A study of ULF wave foreshock morphology. I - ULF foreshock boundary. *Planet. Space Sci.*, 40:1203–1213.
- Le, G., Russell, C. T., Thomsen, M. F., y Gosling, J. T. (1992). Observations of a new class of upstream waves with periods near 3 seconds. *J. Geophys. Res.*, 97:2917–2925.
- Leckband, J. A., Burgess, D., Pantellini, F. G. E., y Schwartz, S. J. (1995). Ion distributions associated with mirror waves in the Earth's magnetosheath. *Advances in Space Research*, 15:345–348.

- Lucek, E., Horbury, T., Balogh, A., Dandouras, I., y Rème, H. (2004a). Cluster observations of structures at quasi-parallel bow shocks. *Annales Geophysicae*, 22:2309–2313.
- Lucek, E. A., Constantinescu, D., Goldstein, M. L., Pickett, J., Pinçon, J. L., Sahraoui, F., Treumann, R. A., y Walker, S. N. (2005). The Magnetosheath. *Space Sci. Rev.*, 118:95–152.
- Lucek, E. A., Horbury, T. S., Balogh, A., Dandouras, I., y Rème, H. (2004b). Cluster observations of hot flow anomalies. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 109:6207.
- Masters, A., Arridge, C. S., Dougherty, M. K., Bertucci, C., Billingham, L., Schwartz, S. J., Jackman, C. M., Bebesi, Z., Coates, A. J., y Thomsen, M. F. (2008). Cassini encounters with hot flow anomaly-like phenomena at Saturn's bow shock. *Geophys. Res. Lett.*, 35:2202.
- Mazelle, C., Meziane, K., Le Quéau, D., Wilber, M., Eastwood, J. P., Rème, H., Sauvaud, J. A., Bosqued, J. M., Dandouras, I., McCarthy, M., Kistler, L. M., Klecker, B., Korth, A., Bavassano-Cattaneo, M. B., Pallochia, G., Lundin, R., y Balogh, A. (2003). Production of gyrating ions from nonlinear wave-particle interaction upstream from the Earth's bow shock: A case study from Cluster-CIS. *Planet. Space Sci.*, 51:785–795.
- McFadden, J. P., Carlson, C. W., Larson, D., Ludlam, M., Abiad, R., Elliott, B., Turin, P., Marckwordt, M., y Angelopoulos, V. (2008). The THEMIS ESA Plasma Instrument and In-flight Calibration. *Space Sci. Rev.*, 141:277–302.
- Meziane, K. y D'Uston, C. (1998). A statistical study of the upstream intermediate ion boundary in the Earth's foreshock. *Annales Geophysicae*, 16:125–133.
- Meziane, K., Hamza, A. M., Wilber, M., Mazelle, C., y Lee, M. A. (2011). Anomalous foreshock field-aligned beams observed by Cluster. *Annales Geophysicae*, 29:1967–1975.
- Meziane, K., Mazelle, C., D'Uston, C., Rème, H., Lin, R. P., Carlson, C. W., Larson, D., McFadden, J. P., Ergun, R. E., Anderson, K. A., Parks, G. K., Berdichevsky, D., y Lepping, R. P. (1997). Wind observation of gyrating-like ion distributions and low frequency waves upstream from the earth's bow shock. *Advances in Space Research*, 20:703–706.
- Meziane, K., Mazelle, C., Lin, R. P., Le Quéau, D., Larson, D. E., Parks, G. K., y Lepping, R. P. (2001). Three-dimensional observations of gyrating ion distributions far upstream from the Earth's bow shock and their association with low-frequency waves. *J. Geophys. Res.*, 106:5731–5742.

- Meziane, K., Mazelle, C., Wilber, M., Le Quéau, D., Eastwood, J., Rème, H., Dandouras, I., Sauvaud, J., Bosqued, J., Parks, G., Kistler, L., McCarthy, M., Klecker, B., Korth, A., Bavassano-Cattaneo, M., Lundin, R., y Balogh, A. (2004a). Bow shock specularly reflected ions in the presence of low-frequency electromagnetic waves: a case study. *Annales Geophysicae*, 22:2325–2335.
- Meziane, K., Wilber, M., Mazelle, C., Le Quéau, D., Kucharek, H., Lucek, E. A., Rème, H., Hamza, A. M., Sauvaud, J. A., Bosqued, J. M., Dandouras, I., Parks, G. K., McCarthy, M., Klecker, B., Korth, A., Bavassano-Cattaneo, M. B., y Lundin, R. N. (2004b). Simultaneous observations of field-aligned beams and gyrating ions in the terrestrial foreshock. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 109:5107.
- Meziane, K., Wilber, M., Mazelle, C., Parks, G. K., y Hamza, A. M. (2005). A review of field-aligned beams observed upstream of the bow shock. En Li, G., Zank, G. P., y Russell, C. T., editores, *The Physics of Collisionless Shocks: 4th Annual IGPP International Astrophysics Conference*, volume 781 de *American Institute of Physics Conference Series*, páginas 116–122.
- Narita, Y., Glassmeier, K., Schäfer, S., Motschmann, U., Fränz, M., Dandouras, I., Fornaçon, K., Georgescu, E., Korth, A., Rème, H., y Richter, I. (2004). Alfvén waves in the foreshock propagating upstream in the plasma rest frame: statistics from Cluster observations. *Annales Geophysicae*, 22:2315–2323.
- Narita, Y. y Glassmeier, K.-H. (2010). Anisotropy evolution of magnetic field fluctuation through the bow shock. *Earth, Planets, and Space*, 62.
- Neugebauer, M. y Snyder, C. W. (1966). Mariner 2 observations of the solar wind: 1. average properties. *Journal of Geophysical Research*, 71(19):4469–4484.
- Øieroset, M., Mitchell, D. L., Phan, T. D., Lin, R. P., y Acuña, M. H. (2001). Hot diamagnetic cavities upstream of the Martian bow shock. *Geophys. Res. Lett.*, 28:887–890.
- Omidi, N., O’Farrell, A., y Krauss-Varban, D. (1994). Sources of magnetosheath waves and turbulence. *Advances in Space Research*, 14:45–54.
- Omidi, N., Sibeck, D., Blanco-Cano, X., Rojas-Castillo, D., Turner, D., Zhang, H., y Kajdič, P. (2013). Dynamics of the foreshock compressional boundary and its connection to foreshock cavities. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 118:823–831.
- Omidi, N., Sibeck, D. G., y Blanco-Cano, X. (2009). Foreshock compressional boundary. *Journal of Geophysical Research (Space*

- Physics*), 114:8205.
- Omidi, N. y Winske, D. (1990). Steepening of kinetic magnetosonic waves into shocklets - Simulations and consequences for planetary shocks and comets. *J. Geophys. Res.*, 95:2281–2300.
- Orlowski, D. S. y Russell, C. T. (1995). Comparison of properties of upstream whistlers at different planets. *Advances in Space Research*, 16:137–141.
- Otto, A. (2006). Magnetospheric Physics. Notas de curso de la Universidad de Alaska Fairbanks (no publicadas).
- Parker, E. N. (1958). Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. *ApJ*, 128:664–676.
- Paschmann, G., Schwartz, S. J., Escoubet, C. P., y Haaland, S. (2005). *Outer Magnetospheric Boundaries: Cluster Results*. Springer.
- Paschmann, G., Sckopke, N., Bame, S. J., Asbridge, J. R., Gosling, J. T., Russell, C. T., y Greenstadt, E. W. (1979). Association of low-frequency waves with suprathermal ions in the upstream solar wind. *Geophys. Res. Lett.*, 6:209–212.
- Paschmann, G., Sckopke, N., Bame, S. J., y Gosling, J. T. (1982). Observations of gyrating ions in the foot of the nearly perpendicular bow shock. *Geophys. Res. Lett.*, 9:881–884.
- Paschmann, G., Sckopke, N., Papamastorakis, I., Asbridge, J. R., Bame, S. J., y Gosling, J. T. (1981). Characteristics of reflected and diffuse ions upstream from the earth's bow shock. *J. Geophys. Res.*, 86:4355–4364.
- Petrinec, S. M., Mukai, T., Nishida, A., Yamamoto, T., Nakamura, T. K., y Kokubun, S. (1997). Geotail observations of magnetosheath flow near the magnetopause, using Wind as a solar wind monitor. *J. Geophys. Res.*, 102:26943–26960.
- Pilipp, W. G., Muehlhaeuser, K.-H., Miggenrieder, H., Montgomery, M. D., y Rosenbauer, H. (1987). Characteristics of electron velocity distribution functions in the solar wind derived from the HELIOS plasma experiment. *J. Geophys. Res.*, 92:1075–1092.
- Pokhotelov, D., von Alfthan, S., Kempf, Y., Vainio, R., Koskinen, H. E. J., y Palmroth, M. (2013). Ion distributions upstream and downstream of the Earth's bow shock: first results from Vlasiator. *Annales Geophysicae*, 31:2207–2212.
- Pokhotelov, O. A., Sagdeev, R. Z., Balikhin, M. A., y Treumann, R. A. (2004). Mirror instability at finite ion-Larmor radius wavelengths. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 109:9213.

- Rème, H., Aoustin, C., Bosqued, J. M., Dandouras, I., Lavraud, B., Sauvaud, J. A., Barthe, A., Bouyssou, J., Camus, T., Coeur-Joly, O., Cros, A., Cuvilo, J., Ducay, F., Garbarowitz, Y., Medale, J. L., Penou, E., Perrier, H., Romefort, D., Rouzaud, J., Vallat, C., Alcaydé, D., Jacquy, C., Mazelle, C., D'Uston, C., Möbius, E., Kistler, L. M., Crocker, K., Granoff, M., Mouikis, C., Popelki, M., Vosbury, M., Klecker, B., Hovestadt, D., Kucharek, H., Kuenneth, E., Paschmann, G., Scholer, M., Sckopke, N., Seidenschwang, E., Carlson, C. W., Curtis, D. W., Ingraham, C., Lin, R. P., McFadden, J. P., Parks, G. K., Phan, T., Formisano, V., Amata, E., Bavassano-Cattaneo, M. B., Baldetti, P., Bruno, R., Chionchio, G., di Lellis, A., Marcucci, M. F., Pallocchia, G., Korth, A., Daly, P. W., Graeve, B., Rosenbauer, H., Vasyliunas, V., McCarthy, M., Wilber, M., Eliasson, L., Lundin, R., Olsen, S., Shelley, E. G., Fuselier, S., Ghielmetti, A. G., Lennartsson, W., Escoubet, C. P., Balsiger, H., Friedel, R., Cao, J.-B., Kovrazhkin, R. A., Papamastorakis, I., Pellat, R., Scudder, J., y Sonnerup, B. (2001). First multispacecraft ion measurements in and near the Earth's magnetosphere with the identical Cluster ion spectrometry (CIS) experiment. *Annales Geophysicae*, 19:1303–1354.
- Roelof, E. C. y Sibeck, D. G. (1993). Magnetopause shape as a bivariate function of interplanetary magnetic field  $B_z$  and solar wind dynamic pressure. *J. Geophys. Res.*, 98:21421.
- Rojas-Castillo, D., Blanco-Cano, X., Kajdič, P., y Omid, N. (2013a). Compressional boundaries in the Earth's foreshock. En Zank, G. P., Borovsky, J., Bruno, R., Cirtain, J., Cranmer, S., Elliott, H., Giacalone, J., Gonzalez, W., Li, G., Marsch, E., Moebius, E., Pogorelov, N., Spann, J., y Verkhoglyadova, O., editores, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1539 de *American Institute of Physics Conference Series*, páginas 434–437.
- Rojas-Castillo, D., Blanco-Cano, X., Kajdič, P., y Omid, N. (2013b). Foreshock compressional boundaries observed by Cluster. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 118:698–715.
- Rudakov, L. I. y Sagdeev, R. Z. (1961). On the Instability of a Nonuniform Rarefied Plasma in a Strong Magnetic Field. *Soviet Physics Doklady*, 6:415.
- Russell, C. T. (1991). The magnetosphere. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 19:169–182.
- Russell, C. T., Blanco-Cano, X., Jian, L. K., y Luhmann, J. G. (2009). Mirror-mode storms: STEREO observations of protracted generation of small amplitude waves. *Geophys. Res. Lett.*, 36:5106.
- Russell, C. T., Childers, D. D., y Coleman, Jr., P. J. (1971). Ogo 5 observations of upstream waves in the interplanetary medium:

- Discrete wave packets. *J. Geophys. Res.*, 76:845–861.
- Russell, C. T. y Hoppe, M. M. (1983). Upstream waves and particles /Tutorial Lecture/. *Space Sci. Rev.*, 34:155–172.
- Russell, C. T., Huddleston, D. E., Strangeway, R. J., Blanco-Cano, X., Kivelson, M. G., Khurana, K. K., Frank, L. A., Paterson, W., Gurnett, D. A., y Kurth, W. S. (1999). Mirror-mode structures at the Galileo-Io flyby: Observations. *J. Geophys. Res.*, 104:17471–17478.
- Russell, C. T. y Luhmann, J. G. (1997). Earth: Magnetic field and magnetosphere. En *Encyclopedia of Planetary Science, Encyclopedia of Earth Science*, páginas 208–211. Springer Netherlands.
- Russell, C. T., Song, P., y Lepping, R. P. (1989). The Uranian magnetopause - Lessons from earth. *Geophys. Res. Lett.*, 16:1485–1488.
- Schmid, D., Volwerk, M., Plaschke, F., Vörös, Z., Zhang, T. L., Baumjohann, W., y Narita, Y. (2014). Mirror mode structures near Venus and Comet P/Halley. *Annales Geophysicae*, 32:651–657.
- Scholer, M., Ipavich, F. M., Gloeckler, G., Fan, C. Y., Fisk, L. A., Hovestadt, D., Klecker, B., y O’Gallagher, J. J. (1979). Energetic Ions Upstream of the Earth’s Bow Shock Observed on ISLE-1 and ISLE-3. *International Cosmic Ray Conference*, 5:287.
- Schwartz, S. J., Burgess, D., y Moses, J. J. (1996). Low-frequency waves in the Earth’s magnetosheath: present status. *Annales Geophysicae*, 14:1134–1150.
- Schwartz, S. J., Sibeck, D., Wilber, M., Meziane, K., y Horbury, T. S. (2006). Kinetic aspects of foreshock cavities. *Geophys. Res. Lett.*, 33:12103.
- Schwartz, S. J., Thomsen, M. F., y Gosling, J. T. (1983). Ions upstream of the earth’s bow shock - A theoretical comparison of alternative source populations. *J. Geophys. Res.*, 88:2039–2047.
- Sentman, D. D., Hoppe, M. M., Thomsen, M. F., Gary, S. P., y Feldman, W. C. (1983). The oblique whistler instability in the earth’s foreshock. *J. Geophys. Res.*, 88:2048–2056.
- Sibeck, D. G., Decker, R. B., Mitchell, D. G., Lazarus, A. J., Lepping, R. P., y Szabo, A. (2001). Solar wind preconditioning in the flank foreshock: IMP 8 observations. *J. Geophys. Res.*, 106:21675–21688.
- Sibeck, D. G., Omid, N., Dandouras, I., y Lucek, E. (2008). On the edge of the foreshock: model-data comparisons. *Annales Geophysicae*, 26:1539–1544.

- Sibeck, D. G., Phan, T.-D., Lin, R., Lepping, R. P., y Szabo, A. (2002). Wind observations of foreshock cavities: A case study. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107:1271.
- Skadron, G., Holdaway, R. D., y Scholer, M. (1986). Perturbation of the solar wind in a model terrestrial foreshock. *J. Geophys. Res.*, 91:8798–8804.
- Sonett, C. P. y Abrams, I. J. (1963). The Distant Geomagnetic Field, 3, Disorder and Shocks in the Magnetopause. *J. Geophys. Res.*, 68:1233–1263.
- Song, P. y Russell, C. T. (1997). What do we really know about the magnetosheath? *Advances in Space Research*, 20:747–765.
- Song, P., Sonnerup, B. U. Ö., y Thomsen, M. F. (1995). Physics of the magnetopause. *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, 90.
- Sonnerup, B. U. Ö. y Scheible, M. (1998). Minimum and Maximum Variance Analysis. *ISSI Scientific Reports Series*, 1:185–220.
- Soucek, J. y Escoubet, C. P. (2011). Cluster observations of trapped ions interacting with magnetosheath mirror modes. *Annales Geophysicae*, 29:1049–1060.
- Soucek, J. y Escoubet, C. P. (2012). Predictive model of magnetosheath plasma flow and its validation against Cluster and THEMIS data. *Annales Geophysicae*, 30:973–982.
- Soucek, J., Lucek, E., y Dandouras, I. (2008). Properties of magnetosheath mirror modes observed by Cluster and their response to changes in plasma parameters. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 113:4203.
- Southwood, D. J. y Kivelson, M. G. (1992). On the form of the flow in the magnetosheath. *J. Geophys. Res.*, 97:2873–2879.
- Southwood, D. J. y Kivelson, M. G. (1993). Mirror instability. I - Physical mechanism of linear instability. *J. Geophys. Res.*, 98:9181–9187.
- Southwood, D. J. y Kivelson, M. G. (1995). Magnetosheath flow near the subsolar magnetopause: Zwan-Wolf and Southwood-Kivelson theories reconciled. *Geophys. Res. Lett.*, 22:3275–3278.
- Spreiter, J. R., Summers, A. L., y Alksne, A. Y. (1966). Hydro-magnetic flow around the magnetosphere. *Planet. Space Sci.*, 14:223.
- Stern, D. P. (1996). A brief history of magnetospheric physics during the space age. *Reviews of Geophysics*, 34:1–32.
- Sulem, P.-L. (2011). Nonlinear Mirror Modes in Space Plasmas. En Zhelyazkov, I. y Mishonov, T., editores, *American Institute of*



- Physics Conference Series*, volume 1356 de *American Institute of Physics Conference Series*, páginas 159–176.
- Tátrallyay, M. y Erdős, G. (2005). Statistical investigation of mirror type magnetic field depressions observed by ISEE-1. *Planet. Space Sci.*, 53:33–40.
- The Sun to the Earth, P. R. (2003). *The Sun to the Earth and Beyond: Panel Reports*. The Sun to the Earth—and Beyond: Panel Reports. National Academies Press.
- Thomsen, M. F., Gosling, J. T., Bame, S. J., y Rusell, C. T. (1985). Gyration ions and large-amplitude monochromatic MHD waves upstream of the earth's bow shock. *J. Geophys. Res.*, 90:267–273.
- Tsurutani, B. T., Lakhina, G. S., Verkhoglyadova, O. P., Echer, E., Guarnieri, F. L., Narita, Y., y Constantinescu, D. O. (2011). Magnetosheath and heliosheath mirror mode structures, interplanetary magnetic decreases, and linear magnetic decreases: Differences and distinguishing features. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 116(A2):n/a–n/a.
- Tsurutani, B. T., Smith, E. J., Anderson, R. R., Ogilvie, K. W., Scudder, J. D., Baker, D. N., y Bame, S. J. (1982). Lion roars and nonoscillatory drift mirror waves in the magnetosheath. *J. Geophys. Res.*, 87:6060–6072.
- Tsurutani, B. T., Smith, E. J., Burton, M. E., Arballo, J. K., Galvan, C., Zhou, X.-Y., Southwood, D. J., Dougherty, M. K., Glassmeier, K.-H., Neubauer, F. M., y Chao, J. K. (2001). Oblique “1-Hz” whistler mode waves in an electron foreshock: The Cassini near-Earth encounter. *J. Geophys. Res.*, 106:30223–30238.
- Uritsky, V. M., Slavin, J. A., Boardsen, S. A., Sundberg, T., Raines, J. M., Gershman, D. J., Collinson, G., Sibeck, D., Khazanov, G. V., Anderson, B. J., y Korth, H. (2014). Active current sheets and candidate hot flow anomalies upstream of Mercury's bow shock. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 119:853–876.
- Violante, L., Cattaneo, M. B. B., Moreno, G., y Richardson, J. D. (1995). Observations of mirror waves and plasma depletion layer upstream of Saturn's magnetopause. *J. Geophys. Res.*, 100:12047.
- Volwerk, M., Zhang, T. L., Delva, M., Vörös, Z., Baumjohann, W., y Glassmeier, K.-H. (2008). First identification of mirror mode waves in Venus' magnetosheath? *Geophys. Res. Lett.*, 35:12204.
- Webber, W. R. y McDonald, F. B. (2013). Recent Voyager 1 data indicate that on 25 August 2012 at a distance of 121.7 AU from the Sun, sudden and unprecedented intensity changes

- were observed in anomalous and galactic cosmic rays. *Geophys. Res. Lett.*, 40:1665–1668.
- Wibberenz, G., Fischer, H. M., Zoellich, F., y Keppler, E. (1985). Dynamics of intense upstream ion events. *J. Geophys. Res.*, 90:283–301.
- Wilken, B., Daly, P. W., Mall, U., Aarsnes, K., Baker, D. N., Belian, R. D., Blake, J. B., Borg, H., Büchner, J., Carter, M., Fennell, J. F., Friedel, R., Fritz, T. A., Gliem, F., Grande, M., Kecskemeti, K., Kettmann, G., Korth, A., Livi, S., McKenna-Lawlor, S., Mursula, K., Nikutowski, B., Perry, C. H., Pu, Z. Y., Roeder, J., Reeves, G. D., Sarris, E. T., Sandahl, I., Søraas, F., Woch, J., y Zong, Q.-G. (2001). First results from the RAPID imaging energetic particle spectrometer on board Cluster. *Annales Geophysicae*, 19:1355–1366.
- Winterhalter, D., Neugebauer, M., Goldstein, B. E., Smith, E. J., Bame, S. J., y Balogh, A. (1994). ULYSSES field and plasma observations of magnetic holes in the solar wind and their relation to mirror-mode structures. *J. Geophys. Res.*, 99:23371.
- Wong, H. K. y Goldstein, M. L. (1987). Proton beam generation of whistler waves in the earth's foreshock. *J. Geophys. Res.*, 92:12419–12424.
- Zhang, H., Sibeck, D. G., Zong, Q.-G., Gary, S. P., McFadden, J. P., Larson, D., Glassmeier, K.-H., y Angelopoulos, V. (2010). Time History of Events and Macroscale Interactions during Substorms observations of a series of hot flow anomaly events. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 115:12235.
- Zwan, B. J. y Wolf, R. A. (1976). Depletion of solar wind plasma near a planetary boundary. *J. Geophys. Res.*, 81:1636–1648.



## DECLARACIÓN

---

El doctorando, Diana Ivett Rojas Castillo, declaro aquí que esta tesis titulada *Estructuras magnéticas cercanas al choque terrestre* es resultado de mi trabajo y esfuerzo y que no ha sido sometida anteriormente, total o parcialmente, en ningún otro lugar con el objetivo de adquirir algún otro grado académico. En la realización del trabajo, se han respetado los derechos de otros autores a ser citados, cuando se han utilizado sus resultados o publicaciones.

*México, Enero 2015*

---

Diana Ivett Rojas Castillo

