

INESTABILIDADES CINÉTICAS EN EL
ANTECHOQUE TERRESTRE

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:

MAESTRA EN CIENCIAS

FISICA ESPACIAL

P R E S E N T A:

OLIVIA LIZETH ENRIQUEZ RIVERA

DIRECTORA DE TESIS:

DRA. XÓCHITL G. BLANCO CANO

México, D.F Mayo 2008



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.

A mis padres...
que siempre me han apoyado en todo y han creído en mí.

A mis hermanos...
con quienes sé que siempre podré contar para todo.

A mis amigos y amigas...
por su incondicional amistad y por acompañarme siempre.

A Juan Alberto...
porque me diste la oportunidad de amar y ser feliz.

A mis maestros...
que me enseñaron lo maravilloso del espacio.

A mis asesores...
por las estimulantes discusiones.

A Xóchitl...
por ser una amiga y guía para mí.

¡Gracias!

Resumen

Este trabajo surgió con el propósito de convertirse en una aportación importante para el estudio sobre el origen de las ondas electromagnéticas observadas por las distintas misiones que han orbitado el medio interplanetario cercano a la Tierra. Desde principios de los 70's observaciones espaciales nos han permitido ir formando un conocimiento bastante amplio sobre el plasma que conforma el entorno magnético de nuestro planeta. En esta tesis nos enfocamos en una región localizada cerca del choque terrestre en dirección hacia al Sol denominada *Antechoque Terrestre*, la cual es un plasma rico en distintos tipos de ondas y partículas.

En particular en este trabajo estudiamos, por un lado, ondas electromagnéticas de baja frecuencia llamadas *ondas quasimonocromáticas de 30 segundos* y dentro de este mismo rubro analizamos también otro tipo de ondas denominadas *shocklets*. Por otro lado, dentro del grupo de ondas de alta frecuencia estudiamos el origen de las ondas conocidas como *ondas de 1 Hz*. Todas estas ondas han sido estudiadas desde el punto de vista de teorías de plasmas como la teoría Magnetohidrodinámica (MHD) y muy pocos estudios han abordado el tema mediante Teoría Cinética. Sin embargo, un plasma tan especial como el del Antechoque Terrestre, en el que el plasma es caliente y tiene β (cociente entre la presión térmica y la presión dinámica del plasma) muy grandes, hace que fenómenos de tipo cinético como la resonancia ión ciclotrón, el amortiguamiento de Landau, entre otros, jueguen un papel muy importante en la dinámica del plasma llegando a causar efectos macroscópicos notables e importantes como el calentamiento del plasma y la desaceleración del mismo aún en la ausencia de colisiones y más aún, previo al encuentro del plasma con el choque terrestre. De ahí que hallamos decidido realizar un estudio cinético de las ondas observadas por dos misiones espaciales: ISEE y Cluster.

En el capítulo 1 se presenta un resumen sobre las características del entorno magnético terrestre y su importancia. Se habla brevemente sobre el choque terrestre y sus regiones aledañas, haciendo énfasis por supuesto en la región río arriba (esto es, en dirección hacia el Sol) del choque terrestre a la que se le conoce como el Antechoque Terrestre. Dentro de esta región existe una gama enorme de funciones de distribución de iones, cuyas características se mencionan, y es fuente además de variados tipos de ondas de frecuencias cercanas a la frecuencia ion ciclotrón.

El capítulo 2 es un estudio detallado sobre aspectos básicos de Teoría Cinética de plasmas así como de las inestabilidades cinéticas que pueden surgir en un plasma como el del Antechoque Terrestre. Posteriormente en el capítulo 3 se hace un análisis de las ondas sinusoidales de 30 segundos, los shocklets y las ondas de alta frecuencia (alrededor de 1 Hz) observadas por las misiones ISEE y Cluster. En este capítulo se explican las técnicas empleadas para el estudio de las ondas como Análisis de Fourier, Mínima Variación, Correlación Cruzada, Técnica del Telescopio de Ondas y se presentan los resultados correspondientes.

Por otra parte, en el capítulo 4 se presenta un estudio comparativo de las propiedades experimentales de las ondas observadas por las naves ISEE y Cluster *versus* las propiedades teóricas que la Teoría Cinética de plasmas predice. El objeto de este análisis es conocer el mecanismo de tipo cinético que dio origen al crecimiento de las ondas de 30 segundos, las ondas llamadas shocklets y las ondas de mayor frecuencia, las ondas de 1 Hz. Finalmente, en la sección de Conclusiones proponemos las inestabilidades cinéticas que pudieron haber generado las ondas observadas y señalamos aspectos a considerar para trabajos futuros.

Índice general

1. El Anteochoque Terrestre	12
1.1. Introducción	12
1.2. Choque Terrestre	15
1.3. Anteochoque Terrestre	17
1.3.1. Tipos de distribuciones de iones en el anteochoque	19
1.3.2. Iones alineados al campo magnético	19
1.3.3. Iones giratorios	21
1.3.4. Iones intermedios y difusos	23
1.3.5. Ondas en el anteochoque	24
1.3.6. Ondas de 30 segundos	24
1.3.7. Shocklets	27
1.3.8. Ondas de 1 Hz	27
1.3.9. Ondas de 3 s	27
2. Ondas e inestabilidades en el Anteochoque Terrestre	29
2.1. Introducción	29
2.1.1. Teoría cinética de plasmas: Teoría lineal de Vlasov	30
2.1.2. Ondas electromagnéticas de frecuencia ultra baja (FUB)	33
2.1.3. Ondas con propagación oblicua	33
2.1.4. Ondas con propagación paralela	34
2.1.5. Tipos de ondas electromagnéticas FUB	35
2.2. Inestabilidades electromagnéticas	38
2.2.1. Resonancia ion ciclotrón	39
2.3. Inestabilidades electromagnéticas de tipo componente/componente	39
2.3.1. Obtención de la ecuación de dispersión	40
2.3.2. Propagación paralela	42
2.3.3. Tipos de inestabilidades electromagnéticas ion/ion	42
2.3.4. Inestabilidad ion/ion resonante derecha	42
2.3.5. Inestabilidad ion/ion resonante izquierda	43

2.3.6.	Inestabilidad ion/ion no resonante	45
3.	Ondas e inestabilidades en el antechoque: ISEE & Cluster	46
3.1.	Ondas observadas: ISEE	46
3.1.1.	Técnicas de análisis	47
3.1.2.	Ondas monocromáticas de 30 segundos	48
3.2.	Ondas observadas: Cluster	51
3.2.1.	Shocklets y paquetes discretos de ondas	56
3.2.2.	Ondas de alta frecuencia: ondas de 1 Hz	58
4.	Relaciones de dispersión	61
4.1.	Introducción	61
4.2.	Trabajos previos	61
4.3.	Gráficas de dispersión: ISEE	63
4.3.1.	Curvas de dispersión teóricas	63
4.3.2.	Datos de dispersión experimentales	64
4.4.	Curvas de dispersión: Cluster	67
5.	RESUMEN Y CONCLUSIONES	75
A.	Función de Dispersión	78
B.	Método de órbitas no perturbadas	79
C.	Evaluación de integrales	80
6.	Bibliografía	82

Índice de figuras

1.1.	<i>Esquema que ilustra la interacción del viento solar con el campo magnético terrestre. Como resultado de esta interacción, el campo magnético de la Tierra se deforma y está achatado del lado día toda vez que es barrido del lado noche adquiriendo la forma de la cola de un cometa. La cavidad que rodea el campo magnético deformado se denomina Magnetosfera y presenta la forma de un paraboloides de revolución.</i>	13
1.2.	<i>Partes principales del entorno magnético terrestre. Río arriba del choque de proa (en dirección hacia el Sol) se observa el viento solar supersónico y el campo magnético interplanetario. Río abajo del choque (en dirección hacia la Tierra) se sitúa la magnetofunda, donde el viento solar es un viento comprimido, subsónico y que ha sufrido un calentamiento considerable. La magnetofunda rodea el campo magnético de origen terrestre, conocido como magnetosfera. Tomado de Baumjohann y Treumann [1996].</i>	14
1.3.	<i>Representación del choque terrestre visto desde el norte del plano de la eclíptica para un ángulo de cono $\theta_{vB} \sim 45^\circ$. La superficie parabólica representa el choque de proa y las flechas representan el CMI. La región donde el ángulo de choque $\theta_{Bn} < 45^\circ$ se denomina choque cuasiparalelo y donde $\theta_{Bn} > 45^\circ$ se trata de un choque cuasiperpendicular. Tomado de Eastwood et al. [2003].</i>	16
1.4.	<i>Trayectoria de giro que siguen las partículas del viento solar al ser rebotadas en un choque cuasiparalelo (izquierda) y un choque cuasiperpendicular (derecha), \hat{n} representa la normal a la superficie del choque y B_u el vector unitario del CMI. Tomado de Kivelson y Russell [1995].</i>	17
1.5.	<i>Firma de un choque cuasiperpendicular registrado por la nave ISEE-1. En un choque cuasiperpendicular se distinguen claramente la región río arriba y río abajo del choque de proa. Río abajo aumenta la densidad del plasma, disminuye la velocidad y el campo magnético presenta una triple firma constituida por un pie, una rampa y un overshoot.</i>	18
1.6.	<i>Registro de un choque cuasiparalelo medido por la nave AMPTE. A diferencia del choque cuasiperpendicular, este consiste en una zona turbulenta y no existe una firma clara que indique el momento en que la nave atraviesa la onda de choque.</i>	18
1.7.	<i>Localización de algunas distribuciones de iones supraterrmales típicas del Antechoque Terrestre para un ángulo de cono $\theta_{vB} \sim 45^\circ$. Tomado de Fuselier [1994].</i>	20

1.8.	<i>Ejemplo de un haz alineado al campo detectado por la misión ISEE en 1978 a unos cuantos R_T río arriba del choque terrestre. Los contornos representan isolíneas de densidad de las funciones de distribución de probabilidades graficadas en el espacio de velocidades. El centro del panel corresponde a la velocidad cero en el marco de la nave (sc). V_x positivo apunta hacia el sol, V_y negativo hacia el anochecer en coordenadas GSE. Los contornos más estrechos corresponden el viento solar, mientras que los más extendidos corresponden al haz alineado al campo. Tomado de Fuselier [1994]</i>	21
1.9.	<i>Representación esquemática de la firma en el espacio de velocidades de las distribuciones de iones giratorios girotrópicos (arriba) y no girotrópicos (abajo). Los diagramas de la izquierda ilustran contornos de isodensidad en el plano perpendicular a la dirección del campo magnético. Los diagramas de la derecha muestran lo mismo para un plano en el espacio de velocidades que contiene la dirección del campo magnético. Tomado de Thomsen et al [1985].</i>	22
1.10.	<i>Ejemplo de una distribución giratoria no girotrópica producida por atrapamiento de fase de un haz alineado al campo. El atrapamiento ocurre debido a que el haz alineado al campo genera una onda monocromática la cual a su vez atrapa al haz alineado al campo. Tomada de Fuselier [1994]</i>	23
1.11.	<i>Distribución giratoria girotrópica producida por reflexión especular y mezcla de fases en el choque cuasiparalelo. Tomada de Fuselier [1994]</i>	24
1.12.	<i>Distribución de iones intermedia. Esta distribución proviene de la evolución de una haz alineado al campo similar al que se muestra en la figura 1.8, el cual a su vez pasó por un estadio como el de la figura 1.10 y después experimentó dispersión del ángulo de paso por ondas. Tomada de Fuselier [1994]</i>	25
1.13.	<i>Ejemplo de una distribución difusa típica en el Antechoque Terrestre en donde $T_b \sim 100T_c$ y $v_b \sim 2v_{sw}$. Tomado de Fuselier [1994]</i>	25
1.14.	<i>Tipos de ondas en el antechoque observadas por Cluster. Tomado de Eastwood et al [2005b].</i>	26
2.1.	<i>Comparación de las curvas de dispersión MHD (paneles izquierdos) vs curvas cinéticas (paneles derechos) para un ángulo de propagación de onda $\theta_{B_0k} = 30^\circ$ y dos valores de β, como se indica. Las frecuencias ω están normalizadas con respecto a la frecuencia ion ciclotrón (Ω_{ci} en la nomenclatura del autor) y el número de onda con respecto a la longitud inercial de los iones c/ω_{pi}. Las curvas MHD se diferencian claramente por sus velocidades de fase, en cambio, en la Teoría Cinética los modos se cruzan, por lo cual es necesario una nueva clasificación de las ondas tomando en cuenta otros parámetros físicos del plasma. Tomado de Krauss-Varban, et al. [1994].</i>	36

2.2.	<i>Corte en el eje v_z de las funciones de distribución de orden cero de un haz colimado (izquierda) y un haz reflejado (derecha) correspondientes a la inestabilidad ion/ion resonante derecha para el caso de propagación de onda paralela $\mathbf{k} \times \mathbf{B}_o = 0$. La flecha indica la velocidad asociada a la resonancia ion ciclotrón. Tomada de Gary [1993].</i>	43
2.3.	<i>Curvas de dispersión teóricas para la inestabilidad ion/ion resonante derecha para propagación paralela a B_o para tres valores diferentes de v_o. La curva sólida representa la frecuencia real y las líneas punteadas ilustran el crecimiento de la onda. El primer panel ($v_o = 0$) es el caso de una onda magnetosónica/whistler, en el segundo y tercer paneles surge la inestabilidad. Tomada de Gary [1993].</i>	43
2.4.	<i>Curvas de dispersión teóricas para la inestabilidad ion/ion resonante izquierda para propagación paralela a B_o para tres valores diferentes de v_o. La curva sólida representa la frecuencia real y las líneas punteadas ilustran el crecimiento de la onda. El primer panel ($v_o = 0$) es el caso de una onda Alfvén/ion ciclotrón, en el segundo y tercer paneles surge la inestabilidad. Tomada de Gary [1993].</i>	44
2.5.	<i>Corte en el eje v_z de las funciones de distribución de orden cero de un haz colimado (centro) y un haz reflejado (distribución más extendida) correspondientes a la inestabilidad ion/ion resonante izquierda para el caso de propagación de onda paralela $\mathbf{k} \times \mathbf{B}_o = 0$. La flecha indica la velocidad asociada a la resonancia ion/ciclotrón. Tomada de Gary [1993].</i>	44
2.6.	<i>Curvas de dispersión teóricas para la inestabilidad ion/ion no resonante derecha para propagación paralela a B_o para tres valores diferentes de v_o. La curva sólida representa la frecuencia real y las líneas punteadas ilustran el crecimiento de la onda. El primer y segundo panel ($v_o = 0$) se refieren a una onda con helicidad negativa, mientras que en el tercer panel surge la inestabilidad. Aquí $T_b = 10T_c$. Tomada de Gary [1993].</i>	45
3.1.	<i>Ondas de 30 segundos registradas por el magnetómetro de flujo a bordo de la nave ISEE 1 el 4 de octubre de 1978 con una resolución de 4 vectores por segundo en coordenadas GSE. La densidad y la velocidad del viento solar medidos por el experimento de plasma de ISEE-1 están promediados cada 72 segundos.</i>	49
3.2.	<i>Acercamiento de campo magnético tomado del intervalo de 16:03:00 a 16:24:00 del día 4 de octubre de 1978 mostrado en la figura 3.1. A pesar del ruido superpuesto en la señal, el carácter cuasimonocromático de las ondas de 30 segundos estudiadas es más evidente en esta figura.</i>	50
3.3.	<i>Campo Magnético medido durante el intervalo de 10:58:00 a 11:02:00 el día 5 de noviembre de 1977.</i>	51

3.4.	<i>Hodograma en el sistema coordinado de ejes principales derivado del análisis de Mínima Variación (MVA) para ondas de 30 segundos del 5 de noviembre de 1977 entre 11:00:39 a 11:01:41 para datos de alta resolución con 4 vectores muestreados por segundo (círculo comienza, asterisco termina). En el panel inferior derecho la línea punteada (sólida) es la componente del campo magnético en la dirección de máxima (mínima) variación.</i>	52
3.5.	<i>Hodograma en el sistema coordinado de ejes principales derivado del análisis de Mínima Variación (MVA) para ondas de 30 segundos del 5 de noviembre de 1977 entre 11:00:39 a 11:01:41 para datos de baja resolución con 15 vectores muestreados por minuto (círculo comienza, asterisco termina). En el panel inferior derecho la línea punteada (sólida) es la componente del campo magnético en la dirección de máxima (mínima) variación.</i>	52
3.6.	<i>Transformada rápida de Fourier (FFT) para el intervalo 11:00:39-11:01:41 del día 5 de noviembre de 1977.</i>	53
3.7.	<i>Datos de campo magnético, densidad y velocidad observados por la nave 3 de la misión Cluster el día febrero 20 de 2002 en coordenadas GSE con una resolución de 22 vectores/segundo. Los datos de plasma están promediados cada 12 segundos y fueron obtenidos por el experimento de plasma CIS a bordo de Cluster.</i>	54
3.8.	<i>Ejemplo de la aplicación de la Técnica del Telescopio de Ondas. Las gráficas muestran la distribución de energía en el espacio de números de onda k_x, k_y y k_z para la frecuencia $f_{sc}=0.11$ Hz. La gráfica de la derecha corresponde a la proyección de la densidad espectral en el plano $k_z = 3 \times 10^{-4}$ Hz. Tomado de Eastwood et al [2003].</i>	55
3.9.	<i>Ondas más frecuentes en el set de datos analizado. Las ondas de baja frecuencia corresponden a los Shocklets ($f_{sc} \sim 0.03$ Hz) y las ondas asociadas de alta frecuencia ($f_{sc} \sim 1$ Hz) son los llamados paquetes discretos de ondas.</i>	56
3.10.	<i>Transformada rápida de Fourier (FFT) para el intervalo 08:05:01-08:07:37 del día 18 de febrero de 2002. El pico principal ocurre en la frecuencia $f_{sc} \sim 0.039$.</i>	57
3.11.	<i>Hodogramas en el sistema coordinado de ejes principales derivado del análisis de Mínima Variación para (izquierda) una estructura tipo shocklet sin paquete discreto de ondas del día febrero 20, 2002 de 17:16:26 a 17:17:04 (círculo comienza, asterisco termina) y (derecha) para un paquete discreto de ondas de febrero 18 de 2002 entre 8:07:19 y 8:07:29. En los paneles inferiores la línea punteada (sólida) es la componente del campo magnético en la dirección de máxima (mínima) variación.</i>	58
3.12.	<i>Datos de campo magnético de la nave Cluster-3 en coordenadas GSE para el intervalo 17:02:11-17:04:02 en el que se muestran ondas de alta frecuencia aisladas no asociadas a los shocklets. Estas ondas son poco compresivas con $f \sim 1$ Hz y son las que predominan en el espectro de altas frecuencias.</i>	59
3.13.	<i>Acercamiento de las ondas de alta frecuencia mostradas en la figura 3.12.</i>	59

3.14.	<i>Hodograma de ondas con frecuencias $f \sim 1$ Hz pertenecientes al intervalo 17:02:15-17:02:18 del día 20 de Febrero de 2002 (círculo comienza, asterisco termina). La línea punteada (sólida) es la componente del campo magnético en la dirección de máxima (mínima) variación.</i>	60
4.1.	<i>(arriba) Curva de dispersión cinética para propagación cuasiparalela $\theta_{Bok} < \sim 20^\circ$ en línea sólida (número de onda k normalizado con respecto a $(\Omega_{cp}/V_A)^{-1}$ vs frecuencia real ω_r normalizada con respecto a la frecuencia de ciclotrón del protón Ω_{cp}) para la inestabilidad ion/ion resonante derecha obtenida utilizando mediciones de campo magnético y densidad de la misión ISEE para el día 5 de noviembre de 1977 entre 10:05:00 y 11:05:00 (ver cuadro 4.1). Las cruces muestran las características de dispersión de las ondas de 30 seg. observadas en dicho intervalo (ver sección 4.3.2). (abajo) Taza de crecimiento de la inestabilidad γ normalizada con respecto a la frecuencia de ciclotrón del protón Ω_{cp} vs número de onda k en unidades normalizadas.</i>	65
4.2.	<i>Misma explicación que para la figura 4.1, excepto para el intervalo del día 16 de octubre de 1978 de 14:56:00 a 15:12:00.</i>	66
4.3.	<i>(arriba) Curva de dispersión cinética para propagación cuasiparalela $\theta_{Bok} < \sim 20^\circ$ en línea sólida (número de onda k normalizado con respecto a $(\Omega_{cp}/V_A)^{-1}$ vs frecuencia real ω_r normalizada con respecto a la frecuencia de ciclotrón del protón Ω_{cp}) para la inestabilidad ion/ion resonante derecha obtenida utilizando mediciones de campo magnético y densidad de Cluster para 18 de febrero de 2002 entre 08:05-08:35 UT (ver cuadro 4.2). Las cruces muestran las características de dispersión de los shocklets observados para el intervalo de estudio seleccionado obtenido utilizando la técnica del telescopio de ondas. (abajo) Taza de crecimiento de la inestabilidad γ normalizada con respecto a la frecuencia de ciclotrón del protón Ω_{cp} vs número de onda k en unidades normalizadas.</i>	68
4.4.	<i>Misma explicación que para la figura 4.3, excepto para el intervalo 20 Febrero 2002 de 17:00 a 17:30.</i>	69
4.5.	<i>(arriba) Curva de dispersión cinética para propagación cuasiparalela $\theta_{Bok} < \sim 20^\circ$ en línea sólida (número de onda k normalizado con respecto a $(\Omega_{cp}/V_A)^{-1}$ vs frecuencia real ω_r normalizada con respecto a la frecuencia de ciclotrón del protón Ω_{cp}) para la inestabilidad ion/ion resonante derecha obtenida utilizando mediciones de campo magnético y densidad de Cluster para 20 de febrero de 2002 entre 17:00-17:30 UT (ver cuadro 4.2). Las cruces muestran las características de dispersión de ondas de altas frecuencias ~ 1 Hz observadas para el intervalo de estudio seleccionado obtenido utilizando la técnica del telescopio de ondas. (abajo) Taza de crecimiento de la inestabilidad γ normalizada con respecto a la frecuencia de ciclotrón del protón Ω_{cp} vs número de onda k en unidades normalizadas.</i>	70

- 4.6. *Curva de dispersión cinética para propagación cuasiparalela $\theta_{Bok} < \sim 20^\circ$ en línea sólida (número de onda k normalizado con respecto a $(\Omega_{cp}/V_A)^{-1}$ vs frecuencia real ω_r normalizada con respecto a la frecuencia de ciclotrón del protón Ω_{cp}) para la inestabilidad ion/ion resonante izquierda obtenida utilizando mediciones de campo magnético y densidad de Cluster para 18 de febrero de 2002 entre 08:05-08:35 UT (ver cuadro 4.3). Las cruces muestran las características de dispersión de los shocklets observados para el intervalo de estudio seleccionado obtenido utilizando la técnica del telescopio de ondas. (abajo) Taza de crecimiento de la inestabilidad γ normalizada con respecto a la frecuencia de ciclotrón del protón Ω_{cp} vs número de onda k en unidades normalizadas. 72*
- 4.7. *Misma explicación que para la figura 4.6, excepto para el intervalo 20 Febrero 2002 de 17:00 a 17:30. 73*
- 4.8. *(arriba) Curva de dispersión cinética para propagación cuasiparalela $\theta_{Bok} < \sim 20^\circ$ en línea sólida (número de onda k normalizado con respecto a $(\Omega_{cp}/V_A)^{-1}$ vs frecuencia real ω_r normalizada con respecto a la frecuencia de ciclotrón del protón Ω_{cp}) para la inestabilidad ion/ion resonante izquierda obtenida utilizando mediciones de campo magnético y densidad de Cluster para 18 de febrero de 2002 entre 08:05-08:35 UT (ver cuadro 4.3). Las cruces muestran las características de dispersión de ondas de altas frecuencias ~ 1 Hz observadas para el intervalo de estudio seleccionado obtenido utilizando la técnica del telescopio de ondas. (abajo) Taza de crecimiento de la inestabilidad γ normalizada con respecto a la frecuencia de ciclotrón del protón Ω_{cp} vs número de onda k en unidades normalizadas. 74*

Índice de cuadros

4.1. Observaciones de ISEE e input del programa que resuelve la relación de dispersión para la inestabilidad ion/ion resonante derecha	64
4.2. Observaciones de Cluster e input del programa que resuelve la relación de dispersión para la inestabilidad ion/ion resonante derecha	67
4.3. Observaciones de Cluster e input del programa que resuelve la relación de dispersión para la inestabilidad ion/ion resonante izquierda	71

Capítulo 1

El Antechoque Terrestre

1.1. Introducción

El viento solar es un plasma que barre todo el medio interplanetario como resultado de la expansión térmica de la corona solar. Se trata de un plasma sin colisiones (el camino libre medio de las partículas es aproximadamente de 1 UA) formado principalmente por protones y electrones con una densidad promedio de apenas 10 partículas por cm^3 a la altura de la órbita terrestre. Este viento arrastra consigo un campo magnético de origen solar viajando a través del medio interplanetario con una velocidad entre 300 y 1500 km/s, dependiendo dicha velocidad en gran medida de la actividad solar [Baumjohann y Treumann, 1996].

A través de su recorrido, el viento solar se encuentra con diversos obstáculos tales como planetas, asteroides, lunas y cometas. Dentro de estas interacciones una de las más estudiadas es, por obvias razones, la del viento solar con nuestro planeta. Sin embargo, esta interacción no se da de forma directa pues como sabemos la Tierra produce en su interior un campo magnético dipolar y además se encuentra rodeada por plasma que proviene principalmente de la ionósfera (capa superior de la atmósfera terrestre). Puesto que el viento solar es un plasma con una conductividad eléctrica muy alta, el campo magnético que arrastra se encuentra prácticamente congelado en él (Teorema de Alfvén) y no acepta la intrusión de otro campo magnético [Baumjohann y Treumann, 1996]. Bajo estas circunstancias el viento solar es obligado a rodear el campo magnético de origen terrestre, formándose una especie de cavidad que rodea a la Tierra y que se conoce como *Magnetósfera*. Debido a la presión dinámica que el viento solar ejerce sobre dicha cavidad el campo magnético de la Tierra se encuentra achatado del lado día y del lado noche adquiere una forma muy parecida a la cola de un cometa. La figura 1.1 muestra una interpretación artística de la interacción entre el viento solar y la magnetosfera terrestre en la cual se puede apreciar la forma de *paraboloide de revolución* que adquiere esta.

El viento solar es un flujo supersónico. Esto significa que la velocidad del viento solar y todas sus perturbaciones (vientos rápidos, eyecciones de masa coronal, etc.) que barren el medio interplanetario es mayor que la velocidad a la que viaja el sonido en el mismo viento solar. Cuando un flujo o perturbación viaja más rápido que la velocidad con la que se puede transmitir la información en el medio (esto es, la velocidad de una onda carac-

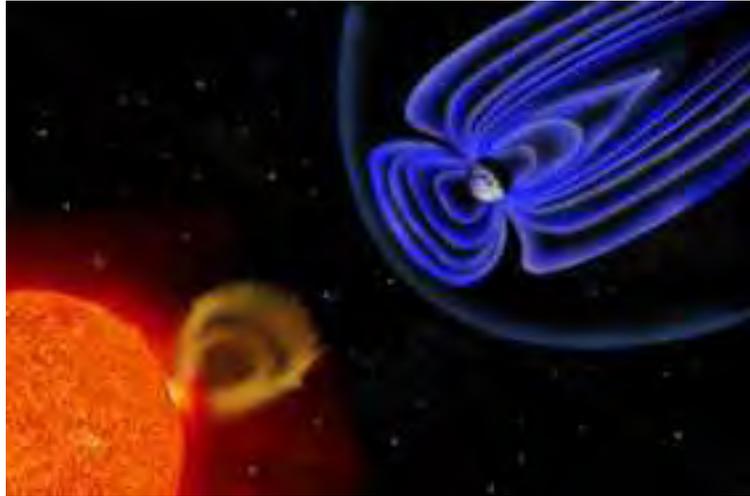


Figura 1.1: Esquema que ilustra la interacción del viento solar con el campo magnético terrestre. Como resultado de esta interacción, el campo magnético de la Tierra se deforma y está achatado del lado día toda vez que es barrido del lado noche adquiriendo la forma de la cola de un cometa. La cavidad que rodea el campo magnético deformado se denomina Magnetosfera y presenta la forma de un paraboloides de revolución.

terística, como por ejemplo, una onda de sonido) se produce una *Onda de choque*. Una onda de choque es una onda que cambia en forma irreversible las propiedades del medio que atraviesa causando una transición de flujo supersónico a subsónico [Baumjohann y Treumann, 1996]. En un flujo supersónico existen muchas situaciones que pueden producir ondas de choque: un flujo rápido moviéndose hacia un flujo lento, una perturbación supersónica moviéndose en un flujo estacionario o un objeto estacionario que es *golpeado* por un flujo supersónico. Este último caso corresponde al de un *choque estacionario* (en inglés, *standing shock*) pues el choque no cambia de posición en el marco de referencia de un observador independiente y es el caso de la interacción entre el viento solar y la Tierra. La velocidad de las ondas que pueden transmitir la información de que existe un obstáculo delante del viento es tan baja con respecto a la velocidad del viento solar, que el viento las *barre* y nunca se entera de la existencia del obstáculo hasta que se encuentra frente a él y es obligado a rodearlo. De esta manera, la magnetosfera terrestre se encuentra rodeada por una *onda de choque*. Este fenómeno es similar al efecto de choque de proa que ocurre delante de un barco debido a que éste viaja con una velocidad mayor a la de las ondas que se transmiten en el agua. A esta región de transición entre el viento solar y la magnetosfera también se le conoce como *choque de proa terrestre*. Río abajo de esta región (en dirección hacia la Tierra, ver figura 1.2) se encuentra el viento solar ya chocado, es decir, viento que ha sufrido desaceleración, compresión y un aumento significativo de temperatura. Esta región rodea al campo magnético de origen terrestre constituyendo una zona que se conoce como *magnetofunda*.

En esta tesis estamos interesados en estudiar el entorno del choque terrestre, en particular la zona que se encuentra río arriba del choque llamada *Antechoque Terrestre*. A continuación comenzaremos describiendo algunas particularidades del choque de proa para después adentrarnos en el estudio del Antechoque.

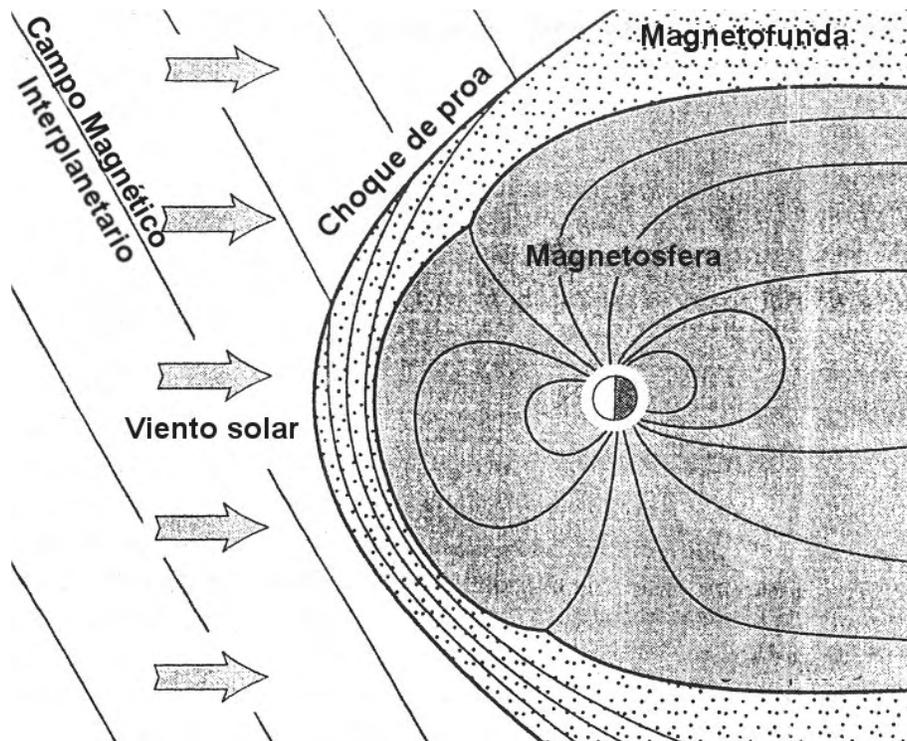


Figura 1.2: Partes principales del entorno magnético terrestre. Río arriba del choque de proa (en dirección hacia el Sol) se observa el viento solar supersónico y el campo magnético interplanetario. Río abajo del choque (en dirección hacia la Tierra) se sitúa la magnetofunda, donde el viento solar es un viento comprimido, subsónico y que ha sufrido un calentamiento considerable. La magnetofunda rodea el campo magnético de origen terrestre, conocido como magnetosfera. Tomado de Baumjohann y Treumann [1996].

1.2. Choque Terrestre

El choque terrestre corresponde a la onda de choque que se encuentra a una distancia promedio del lado día de unos 15 radios terrestres R_T ($1 R_T \sim 6340$ km) extendiéndose hacia ambos flancos de la magnetosfera. La localización del choque no es estática sino que depende en gran parte de las condiciones del viento solar, las cuales pueden variar a causa de eventos solares como eyecciones de masa coronal, ráfagas, etc., llegando a comprimir con tal intensidad la magnetosfera del lado día que bajo estas condiciones el choque terrestre se puede llegar a localizar a distancias de hasta $5 R_T$ [Baumjohann y Treumann, 1996].

En general las características de un choque dependen del ángulo que el campo magnético interplanetario (CMI) forma con la normal a la superficie del choque, también llamado ángulo de choque (θ_{Bn}), de los parámetros físicos del plasma (densidad, velocidad, etc.) y del número de Mach (M). El número de Mach M es un indicador de la intensidad del choque y es a la vez una medida de la cantidad de energía que es procesada por el choque. Este se calcula típicamente en gases como el cociente entre la velocidad a la que viaja una perturbación y la velocidad del sonido en el medio y lo designamos como M_s . Sin embargo, en plasmas, es común también encontrar el número de Mach Alfvénico M_A , calculado como el cociente entre la velocidad de la perturbación y la velocidad de las ondas de Alfvén en el plasma. Tomando en cuenta el número de Mach Alfvénico, la mayor parte del tiempo el choque terrestre es un choque que supera $M_A \sim 3$ y se le conoce como choque supercrítico [Kivelson y Russell, 1995]. En general el choque terrestre se encuentra asociado a números de Mach Alfvénico $M_A = [1.5, 10]$, siendo en la nariz siempre supercrítico y más intenso que en los flancos.

De acuerdo al ángulo de choque θ_{Bn} se distinguen dos tipos de choques: el *choque cuasiparalelo* para ángulos $\theta_{Bn} < 45^\circ$ y el *choque cuasiperpendicular* para ángulos $\theta_{Bn} > 45^\circ$ (ver figura 1.4). En el caso del choque terrestre, coexisten ambos tipos de choques. La figura 1.3 muestra la geometría del choque terrestre durante una configuración típica del viento solar correspondiente a un ángulo de cono (ángulo que forma la dirección del viento solar con el campo magnético interplanetario ambiente) $\theta_{vB} \sim 45^\circ$. Las flechas representan el CMI, la línea azul en el diagrama divide los choques cuasiparalelo y cuasiperpendicular. En esta ilustración se distinguen también algunas distribuciones de iones típicas de esta región, las cuales se tratarán con más detalle en secciones subsecuentes.

En el choque cuasiperpendicular las partículas quedan atrapadas en la frontera del choque puesto que las líneas de campo magnético son prácticamente paralelas a la superficie de choque. Esta situación se ilustra claramente en el esquema inferior derecho de la figura 1.4, donde el vector \hat{n} representa la dirección normal a la superficie del choque y el vector unitario \mathbf{B}_u indica la dirección del CMI.

La firma de un choque cuasiperpendicular en los registros de naves se observa en la figura 1.5. En estas gráficas la nave se está desplazando del antechoque hacia la magnetofunda y la densidad del plasma aumenta conforme la nave va entrando a la magnetofunda (igualmente ocurre un incremento en la temperatura que aquí no se muestra). En cuanto a la velocidad del plasma, esta disminuye toda vez que el campo magnético se modifica apreciándose tres regiones: el *pie*, donde la magnitud del campo comienza a incrementarse, la *rampa* en la cual ocurre un incremento súbito en su magnitud y finalmente el *overshoot*,

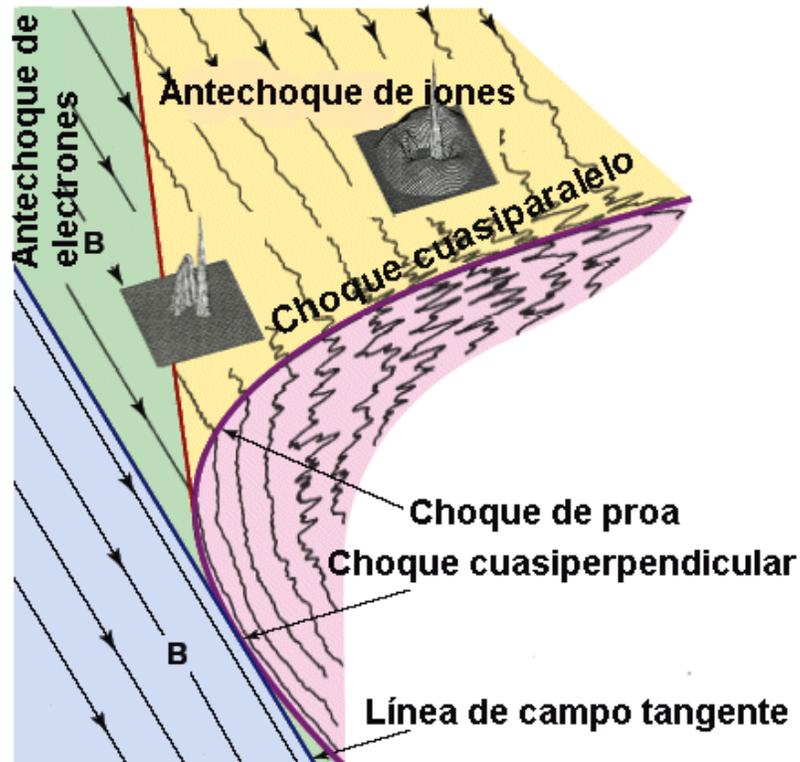


Figura 1.3: Representación del choque terrestre visto desde el norte del plano de la eclíptica para un ángulo de cono $\theta_{vB} \sim 45^\circ$. La superficie parabólica representa el choque de proa y las flechas representan el CMI. La región donde el ángulo de choque $\theta_{Bn} < 45^\circ$ se denomina choque cuasiparalelo y donde $\theta_{Bn} > 45^\circ$ se trata de un choque cuasiperpendicular. Tomado de Eastwood et al. [2003].

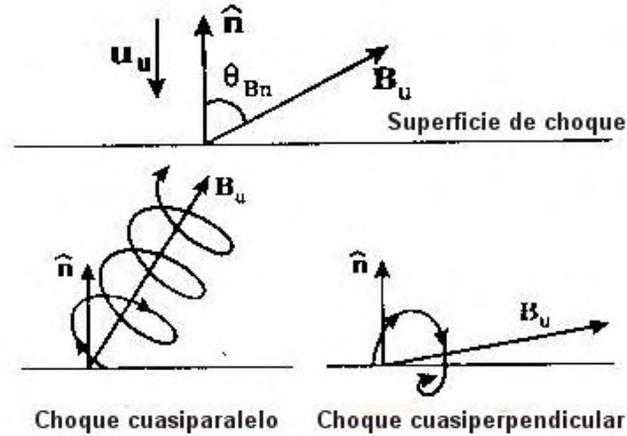


Figura 1.4: Trayectoria de giro que siguen las partículas del viento solar al ser rebotadas en un choque cuasiparalelo (izquierda) y un choque cuasiperpendicular (derecha), \hat{n} representa la normal a la superficie del choque y B_u el vector unitario del CMI. Tomado de Kivelson y Russell [1995].

que es donde el campo magnético presenta un pequeño aumento en magnitud antes de estabilizarse en el valor promedio de la magnetofunda, que es de aproximadamente 20 nT.

El caso de un choque cuasiparalelo es distinto. Las líneas de campo magnético atraviesan la superficie del choque por lo que algunas partículas cruzan el choque mientras que otras son rebotadas o reflejadas (ver panel inferior izquierdo de la figura 1.4). Contrariamente al choque cuasiperpendicular, la transición del choque a la región río abajo no se encuentra tan bien definida, sino que se identifica en los registros como una zona más extendida sin la triple firma que tiene un choque cuasiperpendicular. En las gráfica de la figura 1.6 se aprecian valores de campo magnético que aumentan y disminuyen sin presentar algún patrón definido y que corresponde a un choque cuasiparalelo registrado por la nave AMPTE [Ward et al., 1985]

1.3. Antechoque Terrestre

Como se mencionó en la sección anterior, en el choque cuasiparalelo algunas partículas sufren reflexión en la frontera del choque y comienzan a poblar la región que se encuentra río arriba. Eventualmente estas distribuciones de partículas que experimentaron reflexión pueden interactuar con partículas provenientes del viento solar que aún no han sido chocadas así como también con los campos electromagnéticos existentes en dicha región dando lugar a una serie de fenómenos interesantes a nivel microscópico como es el calentamiento de las mismas distribuciones via interacción onda-partícula y el crecimiento de los modos de oscilación naturales del plasma. Esta interacción modifica eventualmente las características de las distribuciones de iones y electrones del plasma al igual que los

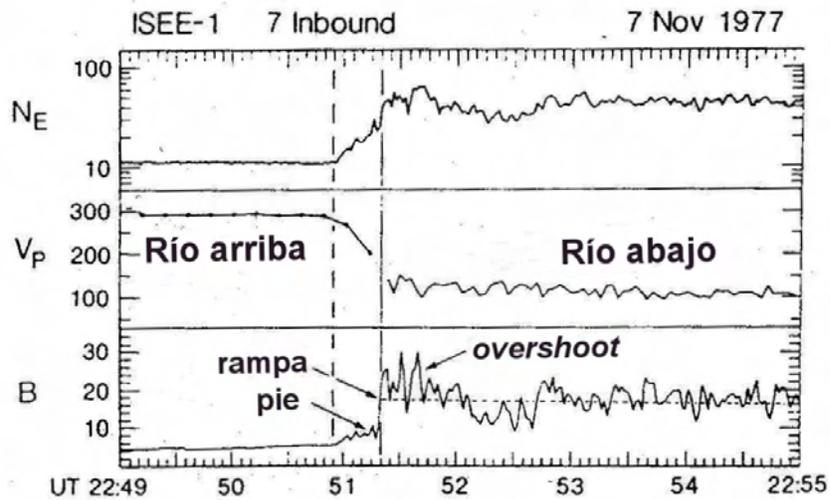


Figura 1.5: Firma de un choque cuasiperpendicular registrado por la nave ISEE-1. En un choque cuasiperpendicular se distinguen claramente la región río arriba y río abajo del choque de proa. Río abajo aumenta la densidad del plasma, disminuye la velocidad y el campo magnético presenta una triple firma constituida por un pie, una rampa y un overshoot.

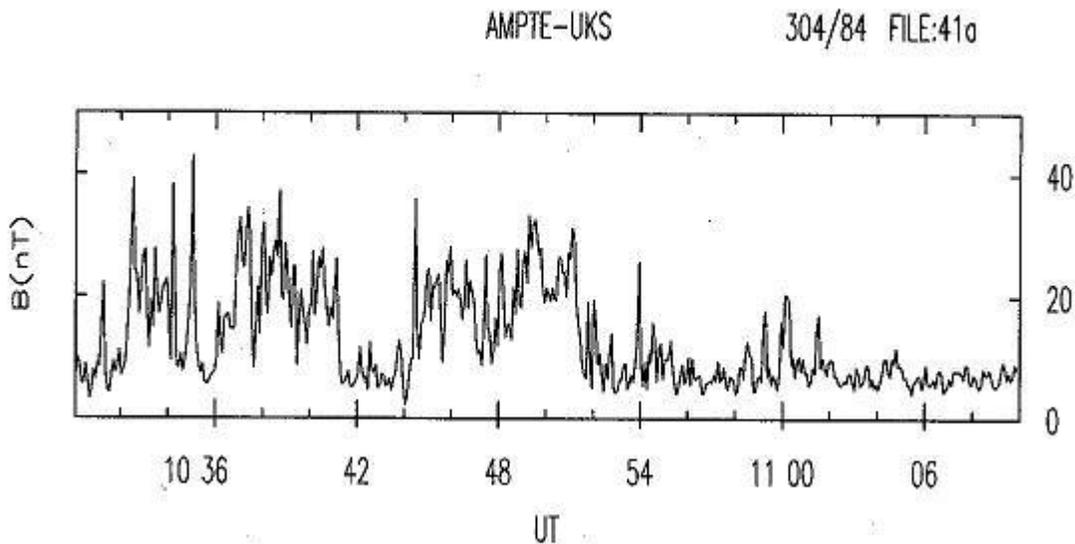


Figura 1.6: Registro de un choque cuasiparalelo medido por la nave AMPTE. A diferencia del choque cuasiperpendicular, este consiste en una zona turbulenta y no existe una firma clara que indique el momento en que la nave atraviesa la onda de choque.

modos de onda que se transmiten, al mismo tiempo que nacen nuevas ondas. A esta región río arriba del choque cuasiparalelo rica en ondas y distribuciones de partículas de distintos tipos es a la que se le ha denominado *Antechoque Terrestre*. Dada la diferencia de momento entre los iones y los electrones, estos últimos pueden ser rebotados más lejos, por lo que existe una distinción clara entre la zona de iones rebotados y la de los electrones. La parte superior de la figura 1.3 muestra mediante una línea roja la frontera del antechoque de electrones y la del antechoque de iones donde se representan algunos de los tipos de distribuciones y ondas que caracterizan a esta última y a la cual dedicaremos este estudio.

El Antechoque Terrestre es muy importante puesto que es la primera región en donde el viento solar comienza a experimentar cambios aún antes de llegar al choque mediante fenómenos cinéticos que, aunque se llevan a cabo a nivel microscópico, causan modificaciones importantes en las propiedades macroscópicas del plasma, los cuales no podrían llevarse a cabo mediante colisiones pues el plasma del antechoque es un plasma no colisional.

1.3.1. Tipos de distribuciones de iones en el antechoque

A partir de su descubrimiento, el Antechoque Terrestre ha sido estudiado exhaustivamente por numerosos autores. Desde principios de los 70's misiones como ISEE 1 & 2, AMPTE y Cluster han reportado en esta región la existencia de una gran variedad de ondas electromagnéticas y distribuciones de iones [ver vol. *Physics of Collisionless Shocks* en *Advances in Space Research*, 15(8-9), 544 pp., 1995]. Esto ha dado pie a la publicación de un sinnúmero de artículos en los que se describen las características de dichas ondas y su asociación con las distintas poblaciones de iones, de tal manera que ha sido posible ir construyendo un conocimiento bastante amplio y sólido sobre esta importante región que constituye el Antechoque Terrestre. Recientemente la misión denominada Cluster [Balogh et al., 2001], lanzada en el 2000, ha sido una fuente importante de datos con los cuales, por un lado, se han confirmado resultados previos reportados por misiones anteriores, y por otro lado, dichos datos nos han revelado que la dinámica de las ondas y los iones que prevalecen en el antechoque es aún más complicada de lo que nos imaginábamos [Mazelle et al., 2004; Meziane et al., 2005; Narita, 2005, Eastwood et al., 2005b]. La figura 1.7 tomada de Fuselier [1994] muestra la localización de las distintas distribuciones de iones que se han identificado en el antechoque. El diagrama corresponde a un ángulo de cono $\theta_{vB} \sim 45^\circ$. Entre las distribuciones más estudiadas se encuentran los iones alineados al campo (en inglés, *field aligned beams FAB*), los iones intermedios (I), iones difusos y distribuciones de iones giratorios del tipo de *racimo* o bien originados por reflexión especular. A continuación describiremos con más detalle las características de estas distribuciones.

1.3.2. Iones alineados al campo magnético

Entre las primeras distribuciones de iones que se estudiaron en el Antechoque Terrestre se encuentran los iones alineados al campo magnético (FAB, del inglés *Field Aligned Beams*) [Asbridge et al., 1968]. Estas son distribuciones de iones cuya velocidad de bulto promedio se encuentra alineada con respecto a la dirección del CMI ambiente. La figura

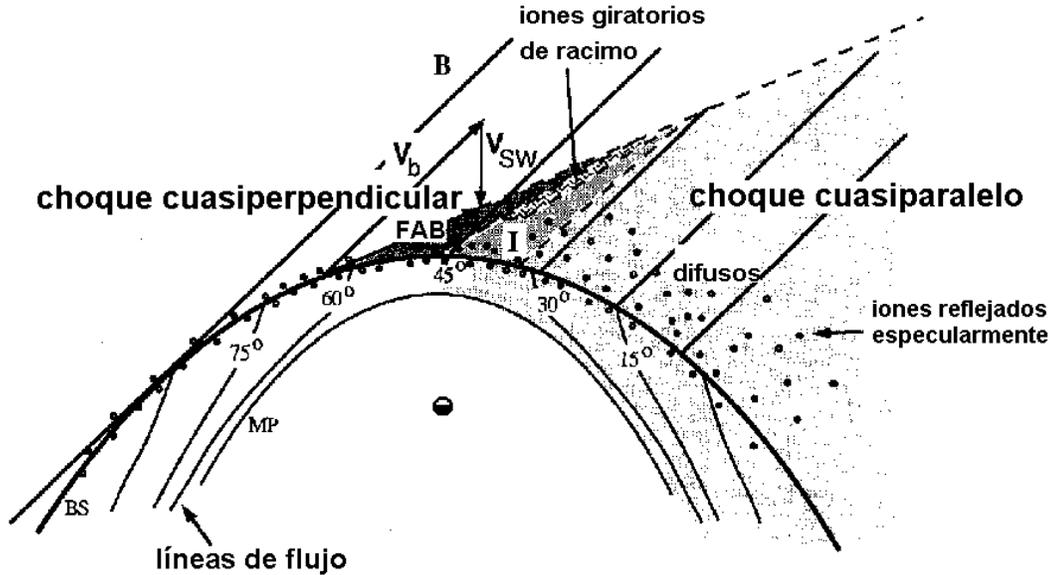


Figura 1.7: Localización de algunas distribuciones de iones supraterrales típicas del An-techoque Terrestre para un ángulo de cono $\theta_{vB} \sim 45^\circ$. Tomado de Fuselier [1994].

1.8 muestra un ejemplo típico de un haz alineado al CMI acompañado de la distribución del viento solar ambiente. Ambas poblaciones se encuentran representadas en el espacio de velocidades y fueron medidas por el experimento de plasma FPE de la nave ISEE-2. En el esquema se muestra la proyección en el plano de la eclíptica de la densidad de iones en el espacio de velocidades. Los valores de densidad se muestran con isolíneas en coordenadas GSE (del inglés *Geomagnetic Solar Ecliptic System*) donde V_x está en dirección hacia el Sol y V_y sobre el plano de la eclíptica apuntando hacia el anochecer. La flecha indica la dirección del CMI y el cero en el diagrama corresponde a la velocidad cero en el marco de la nave (sc). La distribución con contornos más espaciados corresponde al haz alineado de iones (que denotaremos por el subíndice b), el cual en este caso se propaga en dirección hacia el sol con una velocidad de bulto del orden de 2 o 3 veces la del viento solar, mientras que la distribución más estrecha y densa corresponde el viento solar promedio (denotada por el subíndice sw).

En general, los haces alineados al campo son distribuciones de iones muy poco densas ($n_b = 0.01n_{sw}$) que se localizan a varios radios terrestres de distancia con respecto al choque, tienen velocidades de bulto correspondientes a dos ó tres veces la del viento solar ($V_b = 2$ ó $3V_{sw}$), y son más calientes que el viento solar ($T_b = 2$ ó $3T_{sw}$). Se sabe que este tipo de distribuciones se originan frecuentemente a partir de la reflexión en el choque cuasiperpendicular de una pequeña fracción (apenas un 1%) del viento solar incidente [Sonnerup, 1969] ó bien mediante el filtrado hacia la región río arriba del choque de proa de poblaciones de iones calientes provenientes de la magnetofunda [Schwartz y Burgess, 1984]. Independientemente del mecanismo que les de origen, los iones alineados al campo suelen ser conveccionados a la región del choque cuasiparalelo al mismo tiempo que son dispersados por ondas de frecuencia ultrabaja (que quizá ellos mismo pudieron haber

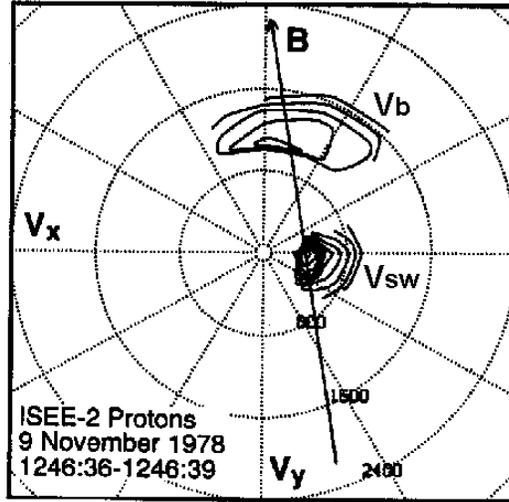


Figura 1.8: *Ejemplo de un haz alineado al campo detectado por la misión ISEE en 1978 a unos cuantos R_T río arriba del choque terrestre. Los contornos representan isolíneas de densidad de las funciones de distribución de probabilidades graficadas en el espacio de velocidades. El centro del panel corresponde a la velocidad cero en el marco de la nave (sc). V_x positivo apunta hacia el sol, V_y negativo hacia el anochecer en coordenadas GSE. Los contornos más estrechos corresponden el viento solar, mientras que los más extendidos corresponden al haz alineado al campo. Tomado de Fuselier [1994]*

generado) y pasan a formar en última instancia parte del antechoque.

1.3.3. Iones giratorios

Existen poblaciones de iones cuya velocidad de bulto tiene una componente distinta de cero en la dirección perpendicular al CMI promedio. Este tipo de distribuciones se pueden encontrar a distancias entre 4 y 80 R_T y se conocen con el nombre de haces giratorios. Dependiendo de la distribución del ángulo de paso en el espacio de velocidades se distinguen dos tipos de haces giratorios: girotrópicos y no girotrópicos (esta última también llamada de racimo, *gyrophase bunched* en inglés). La figura 1.9 muestra la diferencia que existe entre estas dos distribuciones. En este caso las distribuciones se grafican con respecto a las componentes de la velocidad de bulto paralela y perpendicular al CMI denotado por B . Dichas poblaciones de iones giratorios se han detectado a distancias significativas a partir de la Tierra. Así por ejemplo, Fuselier et al. [1986] utilizando diagramas 2-D reportó iones giratorios no girotrópicos a 4 R_T de distancia con respecto al choque terrestre y posteriormente con la nave WIND Meziane et al. [1997] y Meziane et al. [2001] encontraron iones giratorios a distancias entre 20 y 80 R_T .

Muchos son los mecanismos que se han sugerido para explicar el origen de los iones giratorios. Entre los mecanismos propuestos para la generación de iones giratorios no girotrópicos se encuentran el *rompimiento del haz* o también llamado *entrampamiento de fase* [Thomsen et al., 1985], mecanismo mediante el cual ondas de frecuencia ultrabaja (frecuencias menores o iguales a la girofrecuencia del protón) capturan iones alineados



Figura 1.9: Representación esquemática de la firma en el espacio de velocidades de las distribuciones de iones giratorios girotrópicos (arriba) y no girotrópicos (abajo). Los diagramas de la izquierda ilustran contornos de isodensidad en el plano perpendicular a la dirección del campo magnético. Los diagramas de la derecha muestran lo mismo para un plano en el espacio de velocidades que contiene la dirección del campo magnético. Tomado de Thomsen et al [1985].

al campo haciéndolos girar con la misma frecuencia que la de las ondas causando así el rompimiento del haz y una mezcla de fases. La figura 1.10 muestra un esquema en el que una población de iones no girotrópica detectada por la misión ISEE tuvo su origen a partir de este mecanismo. Recientemente algunos autores [Mazelle, 2003; 2004; 2005] han estudiado, utilizando los ángulos de paso de las distribuciones, la posibilidad de que un mecanismo de atrapamiento de girofase de tipo no lineal sea el más efectivo para producir estos iones.

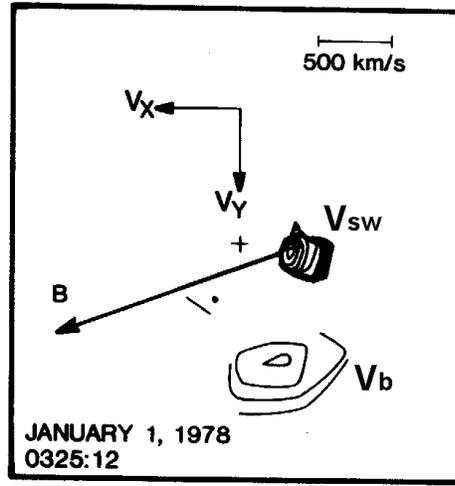


Figura 1.10: Ejemplo de una distribución giratoria no girotrópica producida por entrapamiento de fase de un haz alineado al campo. El entrapamiento ocurre debido a que el haz alineado al campo genera una onda monocromática la cual a su vez atrapa al haz alineado al campo. Tomada de Fuselier [1994]

Otro mecanismo muy citado es el llamado *reflexión especular*, en el cual la componente de la velocidad tangencial a la superficie del choque de los iones incidentes se conserva y únicamente cambia el sentido de la componente perpendicular al choque, conservándose también la magnitud de la velocidad total. Este mecanismo se cree que opera muy cerca del choque cuasiperpendicular y del cuasiparalelo produciendo poblaciones giratorias del tipo no girotrópico [Gurgiolo et al., 1983]. Los iones no girotrópicos producidos por este mecanismo en el choque cuasiparalelo eventualmente se pueden convertir en poblaciones girotrópicas por mezcla de fases o por entrapamiento de fase. La figura 1.11 muestra una distribución de iones girotrópicos que inicialmente era no girotrópica originada a partir de reflexión especular y que pasó por esta evolución. Gosling et al. [1982] y Mazelle [2002] identificaron algunos eventos giratorios consistentes con este mecanismo.

1.3.4. Iones intermedios y difusos

La figura 1.12 muestra una distribución de iones intermedios típica. Como se puede observar, se trata de un haz con una distribución mucho más extendida en el espacio de velocidades en comparación con la de la figura 1.8, lo cual denota que ha experimentado un calentamiento importante. Las distribuciones intermedias tienen su origen en el

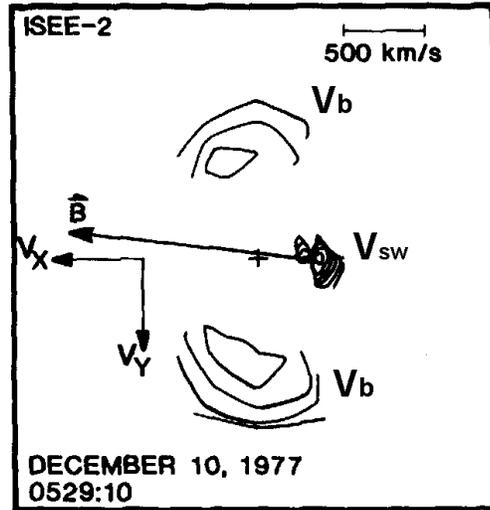


Figura 1.11: *Distribución giratoria girotrópica producida por reflexión especular y mezcla de fases en el choque cuasiparalelo. Tomada de Fuselier [1994]*

esparcimiento o dispersión de distribuciones del tipo de racimo, las cuales pudieron ser originalmente distribuciones de iones alineados al campo. Se ha propuesto que la evolución de una distribución intermedia puede continuar hasta llegar a convertirse en una población difusa; sin embargo, debido al contenido elevado de He^{2+} que tienen las distribuciones difusas, se ha sugerido que estas podrían más bien ser de origen solar, o bien, provenir de la evolución de haces girotrópicos del choque cuasiparalelo. En la figura 1.13 se muestra un ejemplo de una distribución difusa, donde el calentamiento de la distribución es bastante apreciable, llegando a alcanzar temperaturas del orden de $T_b = 100T_{sw}$.

1.3.5. Ondas en el antechoque

En el Antechoque Terrestre existen una gran variedad de ondas de frecuencia ultrabaja, es decir, ondas cuya frecuencia es menor ó igual a la frecuencia de ciclotrón de los protones ($f < \sim \Omega_{cp}$). La figura 1.14 tomada de Eastwood et al. [2005b] muestra los diferentes tipos de ondas de frecuencia ultra baja (ondas FUB) que ha observado Cluster en el Antechoque Terrestre y las cuales se distinguen básicamente por su diferentes frecuencias y formas. A continuación brindamos un breve resumen de cada una de estas ondas.

1.3.6. Ondas de 30 segundos

Dentro de las ondas FUB un grupo de ondas muy importante es el que se conoce como *ondas de 30 segundos* [Hoppe et al., 1981 ; Hoppe y Russell, 1983; Mezianne et al., 2004; Eastwood et al., 2005a; Eastwood et al., 2005c ; Mazelle et al., 2005]. Se trata de ondas cuasimonocromáticas con periodos $T \sim 30$ segundos, frecuencias $f \sim \Omega_{cp}/10$ en el marco del plasma y longitudes de onda $\lambda \sim 1R_T$. En el marco del viento solar estas ondas se propagan en dirección hacia el sol con velocidades de fase V_{ph} mucho menores que la del viento solar por lo que son convectadas hacia la Tierra sufriendo una inversión en su

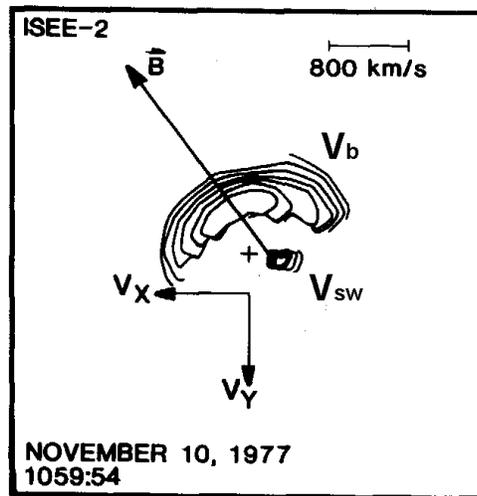


Figura 1.12: *Distribución de iones intermedia. Esta distribución proviene de la evolución de una haz alineado al campo similar al que se muestra en la figura 1.8, el cual a su vez pasó por un estadio como el de la figura 1.10 y después experimentó dispersión del ángulo de paso por ondas. Tomada de Fuselier [1994]*

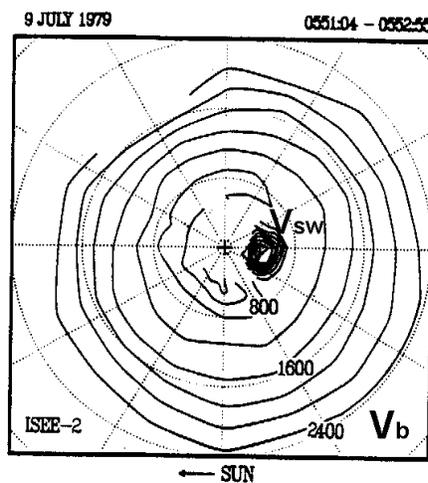


Figura 1.13: *Ejemplo de una distribución difusa típica en el Antechoque Terrestre en donde $T_b \sim 100T_c$ y $v_b \sim 2v_{sw}$. Tomado de Fuselier [1994]*

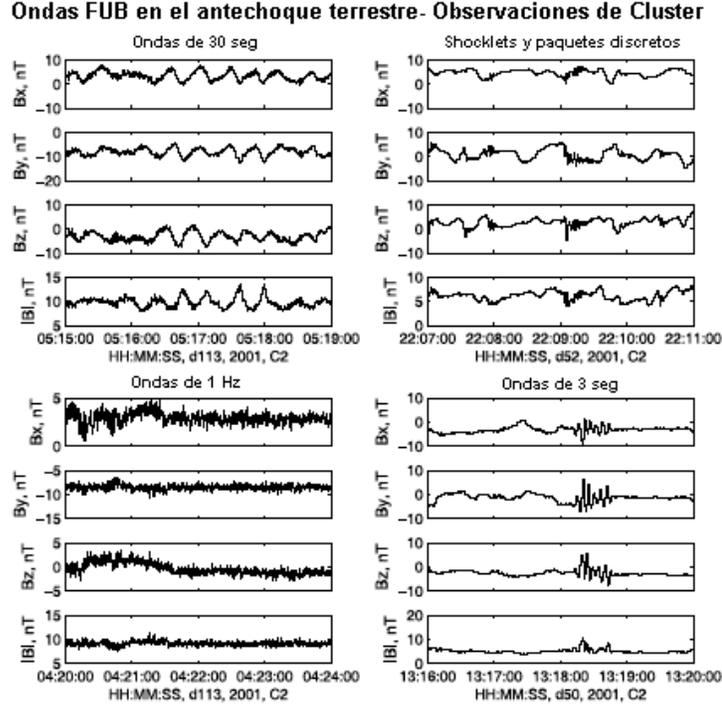


Figura 1.14: *Tipos de ondas en el antechoque observadas por Cluster. Tomado de Eastwood et al [2005b].*

polarización. De esta manera estas ondas poseen polarización intrínseca derecha pero en el marco de la nave son observadas con polarización izquierda. Usualmente se trata de ondas con polarización cuasicircular cuando su vector de propagación forma un ángulo con respecto al campo magnético interplanetario (CMI) promedio cercano a los 0° . Las ondas cuasimonocromáticas de 30 segundos pueden ser poco compresivas aunque muchas veces llegan a presentar una compresión importante (ver la compresión de la magnitud del campo $|B|$ en el panel superior izquierdo del ejemplo de la figura 1.14), son transversales ($d|B_\perp|/B_o \sim 0.8$) y se propagan formando ángulos con respecto al CMI entre 0° y 30° .

A pesar de que el origen de estas ondas se ha relacionado teóricamente con distribuciones de iones alineados al campo, estas ondas han sido observadas frecuentemente en compañía de iones de tipo giratorio [Thomsen et al., 1985; Fuselier, 1994; Meziane et al., 2004; Mazelle et al., 2003]. La excitación de ondas derechas (marco plasma) de 30 segundos a partir de poblaciones de iones giratorios ha sido también objeto de estudio. Thomsen et al. [1985] identificaron que de 4 eventos de ondas asociadas con iones giratorios, sólo uno fue consistente con este mecanismo y recientemente simulaciones globales híbridas (iones considerados como partículas y electrones como un fluido) han sugerido la posibilidad de que algunas ondas compresivas en el antechoque sean generadas por iones giratorios [Blanco Cano et al., 2006]. Sin embargo, este tema debe seguir siendo investigado más a fondo.

1.3.7. Shocklets

Otro grupo de ondas que ha sido identificado en el Antechoque Terrestre es el de los llamados *shocklets*. Estas son ondas de gran amplitud con frecuencias ultra bajas (frecuencias menores o iguales a la de ciclotrón) que guardan una gran similitud con ondas de choque de tipo subcrítico ($M_A < 3$) observadas frecuentemente en relación con iones difusos. Haciendo uso de los datos de las naves de la misión ISEE Hoppe y Russell [1983] reportaron este tipo de fluctuaciones de gran amplitud y determinaron, con base en la polarización en el marco de referencia del plasma, que dichas ondas aparecen predominantemente en el modo magnetosónico (polarización derecha en el marco del plasma) aunque ocasionalmente pueden aparecer en el modo alfvénico (polarización izquierda en el marco del plasma) con frecuencias en el marco del plasma $\sim 0.1\Omega_{cp}$ y longitud de onda $\sim 1R_T$ similares a su contraparte magnetosónica. Los autores también encontraron que los shocklets tienden a propagarse en forma oblicua con respecto a B_o a lo largo de la normal al choque. Asimismo es muy común que estos shocklets aparezcan frecuentemente acompañados de una especie de *cola* o tren de ondas de alta frecuencia conocidos como *paquetes discretos de ondas*. Un ejemplo de shocklets con trenes de ondas de alta frecuencia se muestra en el segundo panel superior de la figura 1.14. Hoppe et al. [1981] llevaron a cabo un estudio detallado de paquetes discretos de ondas y usando la *técnica de Mínima Variación* (ver capítulo 3) las clasificaron como modos whistler con polarización intrínseca derecha y frecuencias en el marco del plasma del orden de la girofrecuencia del protón o mayores.

1.3.8. Ondas de 1 Hz

Las ondas de 1 Hz son ondas de alta frecuencia presentes en el modo whistler que han sido observadas cerca de choques planetarios. El origen de las ondas aisladas de alta frecuencia no ha podido ser explicado correctamente del todo; sin embargo se piensa que son generadas en el choque de proa debido a un mecanismo que hasta la fecha no se conoce con certidumbre [Fairfield, 1974]. Muchas han sido las hipótesis que se han propuesto para explicar las propiedades observadas de dichas ondas [Orlowski et al., 1995 y Russell, en vías de publicarse en 2008] y se ha sugerido que las ondas de 1 Hz experimentan amortiguamiento conforme se alejan del choque en lugar de crecer.

1.3.9. Ondas de 3 s

A comparación de las ondas anteriormente mencionadas, este tipo de ondas se descubrió más recientemente [Le et al., 1992a]. Los autores reportaron la existencia de fluctuaciones con periodos del orden de 3 a 5 segundos (de ahí su nombre) que se propagaban a pequeños ángulos con respecto al \mathbf{B}_o . Su longitud de onda tiene magnitudes de alrededor de $\sim 1000 - 2400$ km, son ondas no compresivas y han sido observadas coexistiendo con iones intermedios y reflejados en la región donde están creciendo mientras que otros grupos de ondas de 3 segundos han sido observados en asociación con iones difusos en regiones río abajo de donde probablemente fueron originadas. Cabe señalar que existe un trabajo de Blanco-Cano et al. [1999] donde se analizó estas ondas usando curvas de

dispersión cinéticas obtenidas teóricamente. El análisis de las ondas vía inestabilidades cinéticas permitió concluir mediante este estudio que las ondas observadas de 3 s guardan una buena correlación con la inestabilidad no resonante derecha, inestabilidad que se ha propuesto para explicar su origen.

Capítulo 2

Ondas e inestabilidades en el Antechoque Terrestre

2.1. Introducción

En un plasma, como en cualquier sistema físico, pueden existir fluctuaciones en sus propiedades físicas tales como su densidad, temperatura, velocidad y campo magnético, entre otras. En esta tesis estamos interesados en estudiar las fluctuaciones de carácter electromagnético que se manifiestan en forma de *ondas e inestabilidades*. Para muchos autores estos términos son sinónimo; sin embargo para los fines de esta tesis sí se marcará una diferencia. Serán consideradas como ondas los modos normales que existen en un plasma y que no crecen en el tiempo, ya sea porque son estables o bien porque sufren amortiguamiento. Por otra parte, el término inestabilidad se referirá a los modos normales que crecen en el espacio y el tiempo y que surgen a partir de alguna fuente de energía libre (anisotropías térmicas en las componentes del plasma, diferencia relativa de velocidades de deriva entre las componentes del plasma, etc.)

Asimismo, en este trabajo estamos interesados en estudiar ondas e inestabilidades que surgen a partir de fenómenos que se dan a nivel microscópico en los plasmas no colisionales, por lo que el desarrollo matemático que usaremos en este capítulo y subsecuentes está basado en teoría lineal de Vlasov [Gary, 1993], esto es, Teoría Cinética de plasmas bajo la suposición de que las oscilaciones de los campos son lo suficientemente pequeñas (comparadas con sus valores promedio ó ambiente) como para poder usarse una aproximación lineal. El tipo de plasma que consideraremos será un plasma no colisional y homogéneo así como un CMI ó campo magnético ambiente B_o estacionario y uniforme en la dirección \hat{z} que expresamos como $\mathbf{B}_o = \hat{z}B_o$.

En la primera parte de este capítulo presentaremos algunas ecuaciones básicas de Teoría Cinética de plasmas, las cuales nos permitirán llegar a la expresión de la ecuación cinética de onda y a la relación de dispersión general para ondas. Posteriormente, mencionaremos la clasificación de los tipos de ondas electromagnéticas que existen según la Teoría Cinética de plasmas. Finalmente, trataremos sobre el tipo de inestabilidades que pueden crecer en plasmas con las características del plasma que prevalece en el antechoque haciendo énfasis en la inestabilidad llamada ion/ion, cuya relación de dispersión

deduciremos matemáticamente.

2.1.1. Teoría cinética de plasmas: Teoría lineal de Vlasov

La Teoría Cinética de plasmas es muy útil para estudiar fenómenos de plasmas que ocurren a nivel microscópico, a escalas de los iones. Tal es el caso de las interacciones onda-partícula como el amortiguamiento de Landau [Stix, 1992] y la resonancia de ciclotrón [Stix, 1992], o bien, el desarrollo de inestabilidades debidas a propiedades no maxwellianas en las funciones de distribución de las poblaciones que constituyen a un plasma. En particular, este es el tipo de fenómenos que son de nuestro interés estudiar en el Anteochoque Terrestre, por lo que a continuación presentaremos brevemente las ecuaciones básicas de Teoría Cinética de plasmas que nos servirán a lo largo de este trabajo.

En la Teoría Cinética la descripción de un plasma se da en términos de una función de distribución de velocidades $f_j(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ de la j -ésima componente o especie. Esta función se interpreta como la densidad de probabilidad de encontrar una partícula con masa m_j y carga q_j en un espacio fase de volumen (\mathbf{x}, \mathbf{v}) en un tiempo t dado. Así, la ecuación que nos brindará información sobre la evolución de la función de distribución f_j de la especie del plasma en cuestión en el espacio de velocidades, tiempo y distancia bajo la acción de un campo eléctrico \mathbf{E} y magnético \mathbf{B} es la *ecuación de Boltzman*:

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \mathbf{x}} + \frac{e_j}{m_j} \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} \right) \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \mathbf{v}} = \frac{\partial f_j}{\partial t}_{collision} \quad (2.1)$$

donde e_j es la carga de la partícula de la especie j th, m_j es la masa de la partícula de la especie j th. El lado derecho de la ecuación representa el efecto de algún término colisional.

Por otra parte, la mayoría de los plasmas espaciales como el Anteochoque Terrestre son plasmas no colisionales (excepto el de la ionosfera) por lo que si ignoramos colisiones podemos simplificar aún más la ecuación de movimiento anterior para llegar a la conocida *ecuación de Vlasov*

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \mathbf{x}} + \frac{e_j}{m_j} \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} \right) \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (2.2)$$

La ecuación cinética de Vlasov junto con las ecuaciones de Maxwell :

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.4)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} \quad (2.5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.6)$$

son el sistema de ecuaciones que nos servirán para llegar a la ecuación de onda y a la relación de dispersión de plasmas espaciales como los del entorno magnético terrestre, donde $\rho = \sum j e_j \int d^3 v f_j$ es la densidad de carga expresada mediante el momento de velocidad cero de la distribución f_j ó densidad de partículas, y $\mathbf{J} = \sum j e_j \Gamma$ es la densidad de corriente en la que se utiliza el primer momento de velocidad $\Gamma_j = \int d^3 v \mathbf{v} f_j$, también llamado densidad de flujo de partículas.

Por otra parte, la teoría lineal que usaremos implica que las variaciones de los campos y de las funciones de distribución son pequeñas comparadas con su valor promedio, por lo que se pueden expresar mediante expansiones del siguiente tipo:

$$\begin{aligned} f_j(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) &= f_j^{(0)}(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) + f_j^{(1)}(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) + f_j^{(2)}(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) + \dots \\ \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) &= \mathbf{E}_o(\mathbf{x}) + \mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{E}^{(2)}(\mathbf{x}, t) + \dots \\ \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) &= \mathbf{B}_o(\mathbf{x}) + \mathbf{B}^{(1)}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{B}^{(2)}(\mathbf{x}, t) + \dots \end{aligned} \quad (2.7)$$

donde el superíndice ⁽⁰⁾ y el subíndice *o* se refiere a la variable no perturbada o ambiente, ⁽¹⁾ es la variable perturbada de primer orden, ⁽²⁾ la variable perturbada de segundo orden y así sucesivamente.

Debido a que los términos de segundo orden en adelante son muy pequeños, los campos eléctricos y magnéticos así como las funciones de distribución que usaremos en el desarrollo de esta tesis serán expansiones que contienen únicamente el término de primer orden, es decir, expansiones lineales. Dichas fluctuaciones de primer orden se expresarán mediante la siguiente función de onda plana:

$$h^{(1)}(\mathbf{x}, t) = h^{(0)}(\mathbf{k}, \omega) \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)] \quad (2.8)$$

donde *h* es cualquier variable, \mathbf{k} es el número de onda, y ω es la frecuencia temporal de la onda.

Haciendo la transformada de Fourier en espacio y tiempo de la ecuación de Ampere (2.5) tenemos

$$\mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{k}, \omega)(\omega^2 - k^2 c^2) = -4\pi\omega i \mathbf{J}^{(1)}(\mathbf{k}, \omega) \quad (2.9)$$

Si reescribimos la densidad de flujo de partículas $\Gamma(\mathbf{k}, \omega)$ utilizando el campo eléctrico $\mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega)$ y el tensor de conductividad adimensional $\mathbf{S}_j(\mathbf{k}, \omega)$ de la componente *j*th del plasma, nos queda:

$$\Gamma_j(\mathbf{k}, \omega) = \frac{ik^2 c^2}{4\pi e_j \omega} \mathbf{S}_j(\mathbf{k}, \omega) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega) \quad (2.10)$$

Finalmente combinando la ecuación (2.10) con la ecuación de Ampere(2.5) y la de Faraday (2.4) llegamos a una forma sencilla de escribir la ecuación de onda de un plasma homogéneo como

$$D(\mathbf{k}, \omega) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega) = 0 \quad (2.11)$$

donde D es el tensor de dispersión para fluctuaciones electromagnéticas escrito en términos del tensor de conductividad $\mathbf{S}_j(\mathbf{k}, \omega)$ como sigue:

$$\begin{aligned}
D_{xx} &= \omega^2 - k^2 c^2 + k^2 c^2 \sum_j S_{xxj} \\
D_{xy} &= k^2 c^2 \sum_j S_{xyj} \\
D_{xz} &= k^2 c^2 \sum_j S_{xzj} \\
D_{yx} &= k^2 c^2 \sum_j S_{yxj} \\
D_{yy} &= \omega^2 - k_z^2 c^2 + k^2 c^2 \sum_j S_{yyj} \\
D_{yz} &= k_y k_z c^2 + k^2 c^2 \sum_j S_{yzj} \\
D_{zx} &= k^2 c^2 \sum_j S_{zxj} \\
D_{zy} &= k_y k_z c^2 + k^2 c^2 \sum_j S_{zyj} \\
D_{zz} &= \omega^2 - k_y^2 c^2 + k^2 c^2 \sum_j S_{zzj} \quad (2.12)
\end{aligned}$$

La solución no trivial de esta ecuación implica

$$\det|D(\mathbf{k}, \omega)| = 0 \quad (2.13)$$

que es la llamada *ecuación de dispersión*, cuya solución $\omega(k)$ ó bien $k(\omega)$ da como resultado el tipo de onda o inestabilidad que pueden crecer en un plasma con las características que se desee analizar. En este caso la frecuencia temporal ω consta de una parte real y una imaginaria, es decir $\omega = \omega_r + \gamma i$, donde γ indica la tasa de crecimiento o amortiguamiento de la oscilación. Así, consideraremos como *inestabilidad* cualquier solución de la ecuación de dispersión que satisface $\gamma > 0$ y como *onda* aquellas soluciones con $-|\omega_r|/2\pi \leq \gamma \leq 0$. Cualquier solución que cumpla $\gamma < -|\omega_r|/2\pi$ será considerada una oscilación fuertemente amortiguada, y por tanto no será de nuestro interés.

Asimismo, para los fines de nuestros análisis, consideraremos que el vector número de onda \mathbf{k} yace en el plano (y, z) , es decir, $\mathbf{k} = \hat{y}k_y + \hat{z}k_z$. A continuación presentaré un procedimiento general basado en Gary [1993] para obtener la relación de dispersión de un plasma cuyas componentes pueden tener cualquier función de distribución de orden cero. Por tanto las expresiones a las que llegaremos pueden ser aplicables tanto a ondas como a inestabilidades.

2.1.2. Ondas electromagnéticas de frecuencia ultra baja (FUB)

En esta sección consideramos que todas las componentes del plasma tienen una distribución de tipo Maxwelliana y que además no existen campos eléctricos presentes. Este tipo de condiciones iniciales en el plasma no dará lugar al crecimiento de inestabilidades, pues no existen anisotropías o inhomogeneidades en la función de distribución de orden cero del plasma. Este es por tanto el caso de las ondas, que es el caso más sencillo de fluctuaciones electromagnéticas.

La función Maxwelliana que usaremos es la siguiente:

$$f_j^{(0)}(\mathbf{v}) = f_j^{(M)}(v) = \frac{n_j}{(2\pi v_j^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{v^2}{2v_j^2}\right) \quad (2.14)$$

Si perturbamos una función de distribución f_o así como los campos E_o y B_o , la ecuación lineal de Vlasov para ondas electromagnéticas queda:

$$\frac{\partial f_j^{(1)}(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_j^{(1)}}{\partial \mathbf{x}} + \frac{e_j}{m_j} \left(\frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}_o}{c} \right) \cdot \frac{\partial f_j^{(1)}}{\partial \mathbf{v}} = -\frac{e_j}{m_j} \left[\mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{x}, t) + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}^{(1)}(\mathbf{x}, t)}{c} \right] \cdot \frac{\partial f_j^{(0)}(\mathbf{v})}{\partial \mathbf{v}} \quad (2.15)$$

Para distribuciones isotrópicas como (2.14), el término $\mathbf{v} \times \mathbf{B}^{(1)} \cdot \frac{\partial f_j^{(0)}}{\partial \mathbf{v}}$ en el lado derecho de la ecuación lineal de Vlasov (2.15) desaparece. Si integramos sobre las órbitas no perturbadas dadas por las ecuaciones 1 a la 6 del apéndice B, llegamos a la siguiente expresión de la función de distribución de primer orden:

$$f_j^{(1)}(\mathbf{k}, \mathbf{v}, \omega) = \frac{e_j}{T_j} f_j(v) \int_{-\infty}^0 d\tau \mathbf{v}' \cdot \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega) \exp[ib_j(\tau, \omega)] \quad (2.16)$$

donde $b_j(\tau, \omega)$ está dada por $\mathbf{k} \cdot (\mathbf{x}' - \mathbf{x} - \omega\tau)$ y $\tau = t - t'$

Por tanto, mediante la ecuación (2.10) llegamos a una expresión general para el tensor de conductividades $\mathbf{S}_j(\mathbf{k}, \omega)$ de la especie j :

$$\mathbf{S}_j(\mathbf{k}, \omega) = \frac{ik_j^2 \omega}{k^2 n_j c^2} \int_{-\infty}^0 d^3 v \mathbf{v} f_j(v) \int_{-\infty}^0 d\tau \mathbf{v}' \exp[ib_j(\tau, \omega)] \quad (2.17)$$

2.1.3. Ondas con propagación oblicua

Si evaluamos el tensor de conductividades anterior usando el método del apéndice C llegamos a los términos del *tensor de conductividad para ondas con propagación oblicua* $\mathbf{k} \times \mathbf{B}_o \neq 0$, que son:

$$\begin{aligned}
S_{xxj}^{(M)} &= \frac{\omega_j^2}{k^2 c^2} \zeta_j^{(0)} \exp(-\lambda_j) \sum_{m=-\infty}^{\infty} \{2\lambda_j [I_m(\lambda_j) - I'_m(\lambda_j)] + \frac{m^2}{\lambda_j} I_m(\lambda_j)\} Z(\zeta_j^m) \\
S_{xyj}^{(M)} &= i \frac{\omega_j^2}{k^2 c^2} \zeta_j^{(0)} \exp(-\lambda_j) \sum_{m=-\infty}^{\infty} m [I_m(\lambda_j) - I'_m(\lambda_j)] Z(\zeta_j^m) \\
S_{xzj}^{(M)} &= i \frac{\omega_j^2}{k^2 c^2} \frac{|kz|}{\sqrt{2}k_z} \zeta_j^{(0)} \frac{k_y v_j}{\Omega_j} \exp(-\lambda_j) \sum_{m=-\infty}^{\infty} [I_m(\lambda_j) - I'_m(\lambda_j)] Z'(\zeta_j^m) \\
S_{yxj}^{(M)} &= -S_{xyj}^{(M)} \\
S_{yyj}^{(M)} &= \frac{\omega_j^2}{k^2 c^2} \zeta_j^{(0)} \frac{\exp(-\lambda_j)}{\lambda_j} \sum_{m=-\infty}^{\infty} m^2 I_m(\lambda_j) Z(\zeta_j^m) \\
S_{yzj}^{(M)} &= \frac{\omega_j^2}{k^2 c^2} \frac{|kz|}{\sqrt{2}k_z} \zeta_j^{(0)} \frac{\Omega_j}{k_y v_j} \exp(-\lambda_j) \sum_{m=-\infty}^{\infty} m I_m(\lambda_j) Z'(\zeta_j^m) \\
S_{zsj}^{(M)} &= -S_{xzs}^{(M)} \\
S_{zys}^{(M)} &= S_{yzs}^{(M)} \\
S_{zsj}^{(M)} &= -\frac{\omega_j^2}{k^2 c^2} \zeta_j^{(0)} \exp(-\lambda_j) \sum_{m=-\infty}^{\infty} I_m(\lambda_j) \zeta_j^m Z'(\zeta_j^m)
\end{aligned} \tag{2.18}$$

donde $\lambda_j = (k_y a_j)^2$, I es la función de Bessel de orden m , $a_j = \frac{v_j}{\Omega_j} \left(\frac{T_{\perp j}}{T_{\parallel j}}\right)^{1/2}$ es el giroradio de la componente j th y $Z(\zeta_j^m)$ es la función de dispersión del plasma (ver apéndice A) cuyo argumento es

$$\zeta_j^m = \frac{\omega + m\omega_j}{\sqrt{2}|k_z|v_j} \tag{2.19}$$

Finalmente lo que resta es resolver la relación de dispersión para ondas con propagación oblicua para lo cual sustituimos en la ecuación de dispersión general (2.13) los valores del tensor \mathbf{S}_j de la ecuación (2.18).

2.1.4. Ondas con propagación paralela

Para el caso de propagación paralela o antiparalela a \mathbf{B}_o , $\mathbf{k} \times \mathbf{B}_o = 0$, se tiene entonces que $k_y = 0$ y $k = |k_z|$ y las expresiones de las ecuaciones (2.18) se reducen a las siguientes:

$$\begin{aligned}
S_{xxj} &= \frac{1}{2} \frac{\omega_j^2}{k^2 c^2} \zeta_j^0 [Z(\zeta_j^{+1}) + Z(\zeta_j^{-1})] \\
S_{xyj} &= \frac{i}{2} \frac{\omega_j^2}{k^2 c^2} \zeta_j^0 [Z(\zeta_j^{+1}) - Z(\zeta_j^{-1})] \\
S_{x z j} &= 0 \\
S_{y x j} &= -S_{x y j} \\
S_{y y j} &= S_{x x j} \\
S_{y z j} &= 0 \\
S_{z x j} &= 0 \\
S_{z y j} &= 0 \\
S_{z z j} &= -\frac{k_j^2 v_j^2}{k^2 c^2} (\zeta_j^0)^2 Z'(\zeta_j^0) \quad (2.20)
\end{aligned}$$

Asimismo, tenemos que en la ecuación (2.12) las componentes $D_{zx} = D_{xz} = 0$ y $D_{zy} = D_{yz} = 0$, por lo que la ecuación de dispersión para propagación paralela tiene la siguiente forma en notación matricial

$$\begin{pmatrix} D_{xx} & D_{xy} \\ D_{yx} & D_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = 0 \quad (2.21)$$

si resolvemos el determinante de este tensor reducido D sustituyendo sus componentes por las expresiones de la ecuación (2.12) obtenemos entonces que la *ecuación de dispersión para propagación paralela* aplicable a cualquier tipo de fluctuación (onda o inestabilidad) es

$$\omega^2 - k^2 c^2 + k^2 c^2 \sum_j S_j^\pm(\mathbf{k}, \omega) = 0 \quad (2.22)$$

Utilizando 2.20 y la ecuación anterior se puede concluir entonces que la *conductividad adimensional para ondas electromagnéticas con propagación paralela* está dada por

$$S_j^\pm(\mathbf{k}, \omega) = \frac{\omega_j^2}{k^2 c^2} \zeta_j^0 Z(\zeta_j^{\pm 1}) \quad (2.23)$$

2.1.5. Tipos de ondas electromagnéticas FUB

El uso de ecuaciones cinéticas para estudiar plasmas nos brinda un panorama mucho más complejo y a la vez más completo de la física de plasmas que el que podríamos tener con alguna otra teoría de plasmas, como por ejemplo teoría MHD. En Teoría Cinética la solución a la relación de dispersión resulta en una gran variedad de ondas mientras que en la teoría MHD existen solamente tres tipos de ondas: *rápida, intermedia y lenta*, las cuales como lo indica su nombre se distinguen básicamente por sus velocidades de fase. El

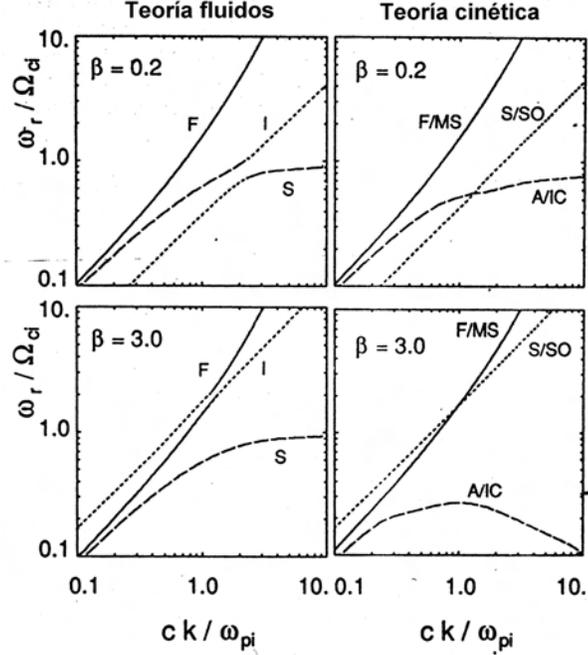


Figura 2.1: Comparación de las curvas de dispersión MHD (paneles izquierdos) vs curvas cinéticas (paneles derechos) para un ángulo de propagación de onda $\theta_{B_0 k} = 30^\circ$ y dos valores de β , como se indica. Las frecuencias ω están normalizadas con respecto a la frecuencia ion ciclotrón (Ω_{ci} en la nomenclatura del autor) y el número de onda con respecto a la longitud inercial de los iones c/ω_{pi} . Las curvas MHD se diferencian claramente por sus velocidades de fase, en cambio, en la Teoría Cinética los modos se cruzan, por lo cual es necesario una nueva clasificación de las ondas tomando en cuenta otros parámetros físicos del plasma. Tomado de Krauss-Varban, et al. [1994].

estudio de las características de las ondas MHD no es objeto de estudio de este trabajo. El lector interesado puede consultar el libro de texto Baumjohann W. y R. Treumann [1996]. Lo único que nos interesa resaltar en este trabajo es la diferencia que existe entre las ondas MHD y las ondas que predice la Teoría Cinética. Dicha diferencia se puede observar claramente en la figura 2.1 tomada de Krauss Varban et al. [1994]. Las curvas de dispersión de las ondas MHD (paneles izquierdos) permiten una clara división de los tres tipos de ondas (lenta, intermedia y rápida), mientras que en la Teoría Cinética dichas curvas se cruzan, haciendo más difícil su interpretación. La identificación de ondas cinéticas dependerá pues del régimen de θ , T_e/T_p y β en el que se encuentre el plasma y no de las velocidades de fase.

A continuación mencionaremos los tipos de ondas cinéticas que existen en el rango de frecuencias ultrabajas (FUB), esto es, frecuencias menores a la girofrecuencia del protón $\omega_r \ll \Omega_{cp}$, y que serán a las que nos dedicaremos en este trabajo.

Onda de Alfvén

En el límite de longitud de onda grande es una onda esencialmente incompresible y satisface

$$\omega_r \simeq k_z V_A \quad (2.24)$$

Esta onda casi no experimenta amortiguamiento para todos los valores de θ , tanto para β pequeñas como grandes. Cuando se propaga estrictamente paralela al campo magnético, es una onda con polarización izquierda circular y se le suele llamar *Onda de Alfvén/ion ciclotrón*, debido a que el modo entra en resonancia con los iones y además si $\omega/k_z > 0$ tiene helicidad negativa. Para valores de $\theta \gg 0$ la onda es elípticamente polarizada.

Dado que $V_A < c_s$, donde c_s representa la velocidad del sonido, para β grandes este modo tiene la velocidad de fase más baja pero corresponde al modo MHD intermedio para β pequeña.

En términos generales las ondas de Alfvén no son compresivas cuando $\theta = 0^\circ$ y se vuelven compresivas conforme θ aumenta.

Onda ion/acústica

Conforme T_e/T_p crece y es mayor que 1, esta onda se vuelve muy poco amortiguada. Para valores β pequeños, corresponde al modo lento MHD pero conforme β aumenta, se vuelve el modo más rápido para propagación quasiparalela. El término quasiparalelo se refiere a $0^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$ y quasiperpendicular $60 \leq \theta \leq 90^\circ$

Onda magnetosónica

Involucra fluctuaciones magnéticas y de densidad correlacionadas. Para propagación quasiperpendicular y $\beta < 1$ satisface

$$\omega_r^2 \simeq k^2(V_A^2 + c_{s\perp}^2 \sin^2 \theta) \quad (2.25)$$

donde

$$c_{s\perp}^2 = 2 \frac{T_p + T_e}{m_p} \quad (2.26)$$

Para propagación quasiperpendicular esta onda está débilmente amortiguada tanto para β pequeñas como grandes y corresponde al modo MHD rápido para toda β .

Onda magnetosónica paralela

Es una onda no compresiva que satisface $\omega_r \simeq k V_A$ y está fuertemente amortiguada para propagación quasiparalela. En el límite de propagación paralela, es una onda de polarización derecha circular, y si ω/k_z tiene helicidad positiva.

Para β pequeña este modo tiene la velocidad de fase más rápida y para betas mayores tiene una velocidad de fase intermedia. Cuando la velocidad de fase de una onda magnetosónica paralela con polarización derecha aumenta considerablemente se vuelve una onda *magnetosónica/whistler*, la cual es compresiva y se puede propagar en cualquier dirección.

2.2. Inestabilidades electromagnéticas

Las inestabilidades surgen en un sistema como una forma de redistribución de la energía que se ha acumulado en un estado de desequilibrio. A la fuente que origina el crecimiento de los modos normales de un plasma es a lo que tradicionalmente se le ha llamado energía libre, y esta puede ser una distorsión de la función de distribución de alguna componente del plasma o bien algún gradiente o inhomogeneidad del plasma.

En general, existen dos tipos de inestabilidades: *microinestabilidades y macroinestabilidades*. Las primeras se refieren a aquellas fluctuaciones que tienen longitudes de onda relativamente pequeñas y las cuales son excitadas por un desequilibrio termodinámico de la función de distribución de velocidades del plasma. El tratamiento de este tipo de inestabilidades es mediante ecuaciones cinéticas usando teoría de Vlasov y son justamente estas inestabilidades en las que estamos interesados en este trabajo. Por otro lado, las macroinestabilidades son más bien debidas a gradientes y/o inhomogeneidades en el plasma, por lo que dependen más directamente de las propiedades macroscópicas del plasma en cuestión y por tanto el tratamiento teórico más adecuado para este tipo de inestabilidades es mediante las ecuaciones MHD. Además, estas fluctuaciones están caracterizadas por longitudes de onda relativamente grandes.

Así, el escenario que se tiene es que dada una fuente particular de energía libre el plasma puede ser inestable en diferentes modos de onda. Entre las fuentes de energía más comunes en plasmas espaciales es frecuente encontrar anisotropías en funciones de distribución, ya sea en iones o electrones, así como también diferencia de velocidades \mathbf{v}_o (en la dirección paralela o antiparalela a \mathbf{B}_o) entre dos componentes del plasma. En los plasmas espaciales existen un gran número de inestabilidades originadas por anisotropías térmicas, siendo las inestabilidades $T_{\perp} > T_{\parallel}$ las que ocurren con más frecuencia que $T_{\parallel} > T_{\perp}$. Tal es el caso de las inestabilidades que ocurren en el entorno magnético terrestre, particularmente en la magnetofunda, donde existen regímenes de β muy grandes que ayudan a que las fluctuaciones por anisotropías térmicas crezcan. El tipo de inestabilidad que surja depende de la población de iones y/o electrones que presenta anisotropía térmica.

Por otra parte, el calentamiento del plasma y los diversos procesos de aceleración de partículas en plasmas actúan sobre las especies del plasma y pueden dar origen a diferencias relativas de velocidades de derivas entre dos componentes del plasma dando lugar por tanto al desarrollo de inestabilidades. Esta inestabilidad se presenta en ambientes espaciales como el Antechoque Terrestre, los choques interplanetarios, la magnetocola terrestre así como también en la zona de interacción entre el viento solar y la atmósfera de los cometas y se tratará con más detalle en la sección 2.3.

La nomenclatura que usaremos para designar a las inestabilidades será la misma que usa Gary [1993]: primero se mencionará la fuente que generó la inestabilidad seguido

de el modo que se vuelve inestable, tal es el caso de la inestabilidad *proton/ciclotrón*. Sin embargo, hay algunos nombres que se conservan por razones históricas, como por ejemplo la inestabilidad tipo manguera (en inglés, *proton firehose*) o la *tipo espejo*. Todas estas son inestabilidades originadas por anisotropía iónica. Dentro de las fluctuaciones que crecen por distribuciones maxwellianas con deriva, el nombre que se les ha dado es el de *inestabilidad componente/componente*, en donde las *componentes* indican las poblaciones de iones o electrones que tienen una diferencia relativa de velocidades de deriva. Estas inestabilidades son las que trataremos más adelante en este capítulo.

2.2.1. Resonancia ion ciclotrón

Conforme aumenta la fuente de energía libre que genera una inestabilidad, el crecimiento de la onda γ se vuelve más positiva y entonces sucede que al menos una componente del plasma (iones en este caso) experimenta un fenómeno físico muy conocido en la física de plasmas llamado *resonancia ion ciclotrón*. La resonancia de ciclotrón ocurre cuando aquellas partículas de la función de distribución del plasma tienen una velocidad paralela al campo v_z igual a la velocidad de fase de la onda $v_{ph} = \omega/k_z$, es decir la velocidad de dichas partículas cumple (en el marco de la nave) con la condición:

$$\omega - k_z v_z - l\Omega_{cp} = 0 \text{ para } |l| \geq 1 \quad (2.27)$$

donde $k_z v_z$ es el término de corrimiento doppler.

Cuando ocurre la resonancia decimos que la partícula *ve* al campo eléctrico en su marco de referencia a una frecuencia ω que es múltiplo entero l de su frecuencia de ciclotrón Ω_{cp} . Esto se traduce en que el vector de campo eléctrico perpendicular a la dirección de B_o gira junto con la partícula por lo que ésta lo *ve* constante en su marco de referencia.

En nuestras ecuaciones la resonancia de la partícula se reflejará en el argumento ζ_j de la función de dispersión del plasma $Z(\zeta_j)$, de tal forma que cuando las partículas entran en resonancia con el campo eléctrico la condición de resonancia será $\zeta_j \leq 1$. También puede ocurrir que la fuente de energía libre siga creciendo indiscriminadamente y que las partículas se vuelvan no resonantes, lo cual describiremos con la condición $|\zeta_j| \gg 1$

2.3. Inestabilidades electromagnéticas de tipo componente/componente

En esta sección abordaremos las inestabilidades ion/ion debidas a la diferencia de velocidades de deriva v_o entre un haz de iones muy tenue pero energético que denotaremos (b), y otra población de iones mucho más densa denominada núcleo (c) ó plasma ambiente. Esto en otras palabras se puede escribir como:

$$n_b \ll n_c \quad v_{ob} \gg v_c \quad (2.28)$$

Dada esta condición en las funciones de distribución de las componentes del plasma, existen tres tipos de inestabilidades ion/ion que pueden surgir: resonante derecha, resonante izquierda y no resonante.

La función de distribución de orden cero de los electrones, denotados por e, será de tipo Maxwelliana dada por la ecuación (2.14). Los iones estarán representados por una función de distribución Maxwelliana con velocidad de deriva \mathbf{v}_{oj} que satisface para cada especie j del plasma $\mathbf{v}_{oj} \times \mathbf{B}_o = 0$ y que está dada por la siguiente ecuación:

$$f_j^{(0)}(v) = \frac{n_j}{(2\pi v_j^2)^{3/2}} \exp\left[-\frac{(v - v_{oj})^2}{2v_j^2}\right] \quad (2.29)$$

Denotaremos la componente de velocidad de deriva relativa entre el haz y el núcleo como $\mathbf{v}_o = \mathbf{v}_{ob} - \mathbf{v}_{oc}$. El plasma se considerará además neutro $n_e = n_i = n_c + n_b$ y con corriente neta igual a cero $\sum_j e_j n_j \mathbf{v}_{oj} = 0$

2.3.1. Obtención de la ecuación de dispersión

La derivación de la ecuación de dispersión para propagación oblicua sigue el mismo procedimiento que hemos hecho anteriormente. Como en el caso de las ondas, lo primero que hay que hacer es obtener la función de distribución de primer orden. Haciendo la transformada de Fourier de la ecuación diferencial (2.15) y utilizando la ecuación de Faraday (2.4) también en términos de (k, ω) tenemos que la función de distribución de primer orden para la componente j -ésima del plasma es

$$\begin{aligned} f_j^{(1)}(\mathbf{k}, \mathbf{v}, \omega) &= \frac{e_j}{T_j} f_j^{(M)}(|\mathbf{v} - \mathbf{v}_{oj}|) \left(1 - \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{oj}}{\omega}\right) \int_{-\infty}^0 d\tau \mathbf{v}' \cdot \mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{k}, \omega) \exp[ib_j(\tau, \omega)] \\ &\quad - \frac{e_j}{T_j} f_j^{(M)}(|\mathbf{v} - \mathbf{v}_{oj}|) \mathbf{v}_{oj} \cdot \mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{k}, \omega) \int_{-\infty}^0 d\tau \left(1 - \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}'}{\omega}\right) \exp[ib_j(\tau, \omega)] \end{aligned} \quad (2.30)$$

Aquí las variables primadas denotan la órbita no perturbada de una partícula cargada en \mathbf{B}_o (ver apéndice B). Sustituyendo en esta ecuación la función de distribución Maxwelliana con deriva de orden cero, tenemos que

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_j(\mathbf{k}, \omega) &= \\ &\frac{ik_j^2}{k^2 n_j c^2} (\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{oj}) \int d^3v (\mathbf{v} + \mathbf{v}_{oj}) f_j^{(M)}(v) \int_{-\infty}^0 d\tau (\mathbf{v}' + \mathbf{v}_{oj}) \exp[ib_j(\tau, \omega) - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{oj}] \\ &\quad + \frac{k_j^2}{k^2} \frac{\mathbf{v}_{oj} \mathbf{v}_{oj}}{c^2} \end{aligned} \quad (2.31)$$

Este tensor se puede escribir en una forma más compacta como:

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_j(\mathbf{k}, \omega) = & \mathbf{S}_j^{(M)}(\mathbf{k}, \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{oj}) + \frac{\mathbf{v}_{oj}}{c} \mathbf{Q}_j^{(M)}(\mathbf{k}, \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{oj}) \\ & + \mathbf{R}_j^{(M)}(\mathbf{k}, \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{oj}) \frac{\mathbf{v}_{oj}}{c} + \\ & \frac{\mathbf{v}_{oj} \mathbf{v}_{oj}}{c^2} K_j^{(M)}(\mathbf{k}, \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{oj}) \end{aligned} \quad (2.32)$$

donde:

$$\mathbf{Q}_j^{(M)}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{ik_j^2 \omega}{k^2 c n_j} \int d^3 v f_j^{(M)}(v) \int_{-\infty}^0 d\tau \mathbf{v}' \exp[ib_j(\tau, \omega)] \quad (2.33)$$

$$\mathbf{R}_j^{(M)}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{ik_j^2 \omega}{k^2 c n_j} \int d^3 v \mathbf{v} f_j^{(M)}(v) \int_{-\infty}^0 d\tau \exp[ib_j(\tau, \omega)] \quad (2.34)$$

y $K_j^{(M)}(\mathbf{k}, \omega)$ es la susceptibilidad electrostática.

Evaluando las integrales anteriores mediante la técnica que se describe en el apéndice C de esta tesis, uno obtiene

$$\begin{aligned} \mathbf{Q}_j^{(M)}(\mathbf{k}, \omega) = & \frac{k_j^2 v_j}{k^2 c} \frac{\omega}{\sqrt{2}|k_z|v_j} \{i\hat{\mathbf{x}} \frac{k_y v_j}{\Omega_j} \exp(-\lambda_j) \sum_{m=-\infty}^{\infty} [I_m(\lambda_j) - I'_m(\lambda_j)] Z(\zeta_j^m) \\ & - \hat{\mathbf{y}} \frac{\Omega}{k_y v_j} \exp(-\lambda_j) \sum_{m=-\infty}^{\infty} m I_m(\lambda_j) Z(\zeta_j^m) - \hat{\mathbf{z}} \frac{|k_z|}{\sqrt{2}k_z} \exp(-\lambda_j) \sum_{m=-\infty}^{\infty} I_m(\lambda_j) Z'(\zeta_j^m)\} \end{aligned} \quad (2.35)$$

$$R_{xj}^{(M)}(\mathbf{k}, \omega) = -Q_{xj}^{(M)}(\mathbf{k}, \omega) \quad (2.36)$$

$$R_{yj}^{(M)}(\mathbf{k}, \omega) = Q_{yj}^{(M)}(\mathbf{k}, \omega) \quad (2.37)$$

$$R_{zj}^{(M)}(\mathbf{k}, \omega) = Q_{zj}^{(M)}(\mathbf{k}, \omega) \quad (2.38)$$

y

$$K_j^{(M)}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{k_j^2}{k^2} \left[1 + \frac{\omega}{\sqrt{2}|k_z|v_j} \exp(-\lambda_j) \sum_{-\infty}^{\infty} I_m(\lambda_j) Z(\zeta_j^m) \right] \quad (2.39)$$

donde $\lambda_j = (k_y v_j / \Omega_j)^2$ y $Z(\zeta_j^m)$ es la función de dispersión del plasma.

$$\zeta_j^m = \frac{\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{oj} + m\Omega_j}{\sqrt{2}|k_z|v_j} \quad (2.40)$$

2.3.2. Propagación paralela

En este caso $k_y = 0$. Escribiendo $k_z^2 = k^2$, la expresión anterior se reduce a:

$$Q_j^{(M)}(\mathbf{k}, \omega) = \mathbf{R}_j^{(M)}(\mathbf{k}, \omega) = -\hat{\mathbf{z}} \frac{k_j^2 v_j}{k^2} \frac{\omega}{c} \frac{1}{2k_z v_j} Z'(\zeta_j^0) \quad (2.41)$$

y

$$K_j^{(M)}(\mathbf{k}, \omega) = -\frac{k_j^2}{2k^2} Z'(\zeta_j^0) \quad (2.42)$$

Recordando que la ecuación de dispersión paralela para ondas e inestabilidades está dada por la ecuación:

$$\omega^2 - k^2 c^2 + k^2 c^2 \sum_j S_j^\pm(\mathbf{k}, \omega) = 0 \quad (2.43)$$

entonces la expresión para el tensor de conductividades adimensional es:

$$S_j^\pm(\mathbf{k}, \omega) = \frac{\omega_j^2}{k^2 c^2} \zeta_j^0 Z(\zeta_j^{\pm 1}) \quad (2.44)$$

2.3.3. Tipos de inestabilidades electromagnéticas ion/ion

2.3.4. Inestabilidad ion/ion resonante derecha

Esta inestabilidad proviene del crecimiento del modo magnetosónico/whistler para propagación cuasi-paralela o paralela, en el cual la relación de dispersión está dada por $\omega_r = kv_A$. Surge al existir una diferencia apreciable en la velocidad relativa de las velocidades de deriva de los iones y además la temperatura del haz reflejado es más caliente que la del núcleo (alrededor de 10 veces la del núcleo). La condición de resonancia ocurre solamente en el haz de iones reflejados, es decir, $|\zeta_b^{\pm 1}| \leq 1$. Como los iones del núcleo (en este caso el viento solar) y los electrones son no resonantes, entonces $|\zeta_e^{\pm 1}| \gg |\zeta_c^{\pm 1}| \gg 1$. Puesto que $\omega_r > 0$, $k_z > 0$ y $v_{ob} > 0$, la propagación de la inestabilidad es en la dirección del haz reflejado. La figura 2.2 muestra un corte transversal en la dirección v_z de las funciones densidad de probabilidad del haz de iones reflejados y del núcleo o viento solar para el caso de la inestabilidad resonante derecha. La flecha indica la velocidad de las partículas que entran en resonancia ion ciclotrón con los campos electromagnéticos.

A manera de ejemplo, utilizamos las figuras de Gary [1993] para ilustrar las características dispersivas de la inestabilidad ion/ion resonante derecha en la figura 2.3. Para los paneles de esta figura se supuso $n_b = 0.01n_e$, $T_e = T_c$ y para todas las componentes $T_j = T_{\parallel j} = T_{\perp j}$, es decir, no hay anisotropía. Por otro lado $\beta_c = 1.0$, $V_A/c = 10^{-4}$ y $T_b = 10T_c$. Las líneas sólidas representan la frecuencia real ω_r la cual está normalizada con respecto a la frecuencia de ciclotrón de los iones Ω_p (en la nomenclatura de Gary [1993]), y las líneas punteadas corresponden a la frecuencia imaginaria γ , la cual indica la tasa de crecimiento de la onda, en este caso también normalizada con respecto a la frecuencia

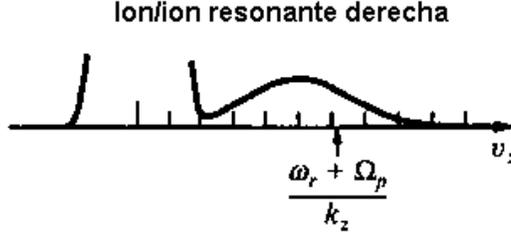


Figura 2.2: Corte en el eje v_z de las funciones de distribución de orden cero de un haz colimado (izquierda) y un haz reflejado (derecha) correspondientes a la inestabilidad ion/ion resonante derecha para el caso de propagación de onda paralela $\mathbf{k} \times \mathbf{B}_o = 0$. La flecha indica la velocidad asociada a la resonancia ion ciclotrón. Tomada de Gary [1993].

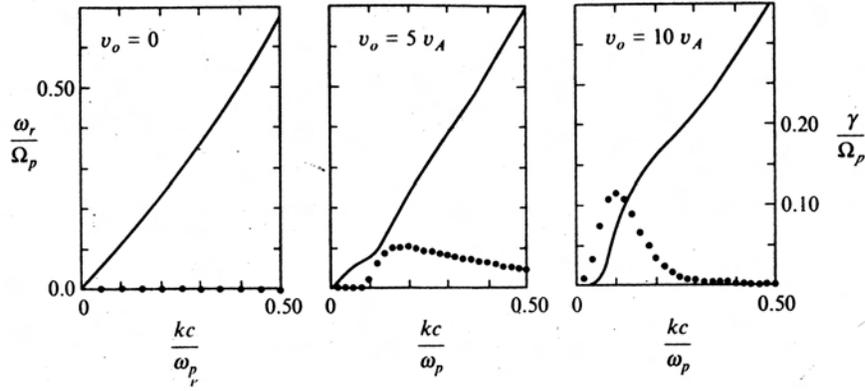


Figura 2.3: Curvas de dispersión teóricas para la inestabilidad ion/ion resonante derecha para propagación paralela a B_o para tres valores diferentes de v_o . La curva sólida representa la frecuencia real y las líneas punteadas ilustran el crecimiento de la onda. El primer panel ($v_o = 0$) es el caso de una onda magnetosónica/whistler, en el segundo y tercer paneles surge la inestabilidad. Tomada de Gary [1993].

de ciclotrón de los iones. Tanto la frecuencia real como la imaginaria están graficadas con respecto al número de onda k , este último normalizado con respecto a la frecuencia del plasma ω_p y a la velocidad de la luz c . En el recuadro de la izquierda dado que $\gamma = 0$, no existe una inestabilidad como tal y se trata entonces del modo magnetosónico/whistler paralelo. En el segundo panel, ya existe una diferencia apreciable entre las velocidades de deriva de las dos poblaciones de iones y entonces la inestabilidad comienza a crecer ($\gamma/\Omega_p \sim 0.05$) alrededor de $kc/\omega_p = 0.1$ y $\omega_r/\Omega_p = 0.1$. El último recuadro muestra el caso en el que la diferencia de velocidades es el doble y sigue por tanto creciendo la inestabilidad, alcanzando el valor más alto de $\gamma/\Omega_p \sim 0.1$ en $kc/\omega_p = 0.1$ cuando $\omega_r/\Omega_p = 0.1$.

2.3.5. Inestabilidad ion/ion resonante izquierda

Cuando el haz reflejado que interactúa con el viento solar es mucho más caliente, i.e 100 veces la temperatura del viento solar, las condiciones son favorables para el crecimiento

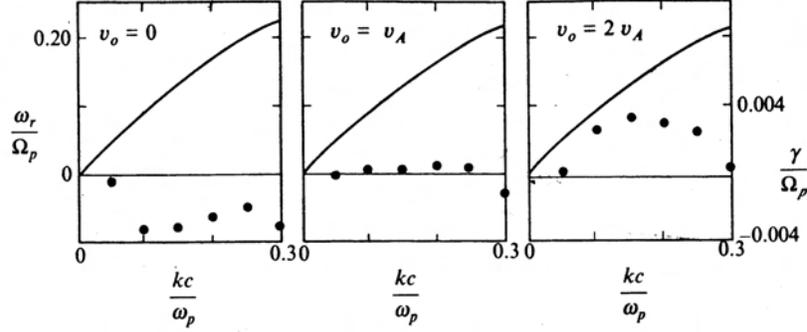


Figura 2.4: Curvas de dispersión teóricas para la inestabilidad ion/ion resonante izquierda para propagación paralela a B_o para tres valores diferentes de v_o . La curva sólida representa la frecuencia real y las líneas punteadas ilustran el crecimiento de la onda. El primer panel ($v_o = 0$) es el caso de una onda Alfvén/ion ciclotrón, en el segundo y tercer paneles surge la inestabilidad. Tomada de Gary [1993].

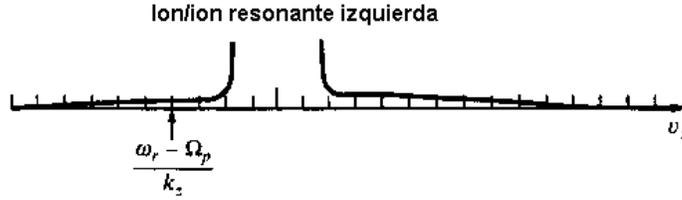


Figura 2.5: Corte en el eje v_z de las funciones de distribución de orden cero de un haz colimado (centro) y un haz reflejado (distribución más extendida) correspondientes a la inestabilidad ion/ion resonante izquierda para el caso de propagación de onda paralela $\mathbf{k} \times \mathbf{B}_o = 0$. La flecha indica la velocidad asociada a la resonancia ion/ciclotrón. Tomada de Gary [1993].

de la inestabilidad ion/ion resonante izquierda. La curva de dispersión teórica para esta inestabilidad (para el caso de propagación paralela) se ilustra en la figura 2.4, donde $T_b = 100T_c$. La misma descripción aplica para esta figura que en la figura 2.3. En los paneles se va incrementando la velocidad relativa de deriva desde 0 hasta $2V_A$ y conforme v_o sigue aumentando es la onda Alfvén/ion ciclotrón la que crece y se convierte en la inestabilidad ion/ion resonante izquierda.

La condición de resonancia para esta inestabilidad es $|\zeta_b^{-1}| < 1$ y al igual que en la inestabilidad resonante derecha, los electrones y los iones del núcleo son no resonantes, es decir, $|\zeta_e^{+1}| \gg |\zeta_c^{+1}| \gg 1$. La figura 2.5 es un corte de las funciones de distribución del haz reflejado y el viento solar en el eje v_z y es muy notorio como en este caso, la función del viento solar tiene una distribución angular mucho más dispersa en el espacio de velocidades debido a que ha experimentado calentamiento.

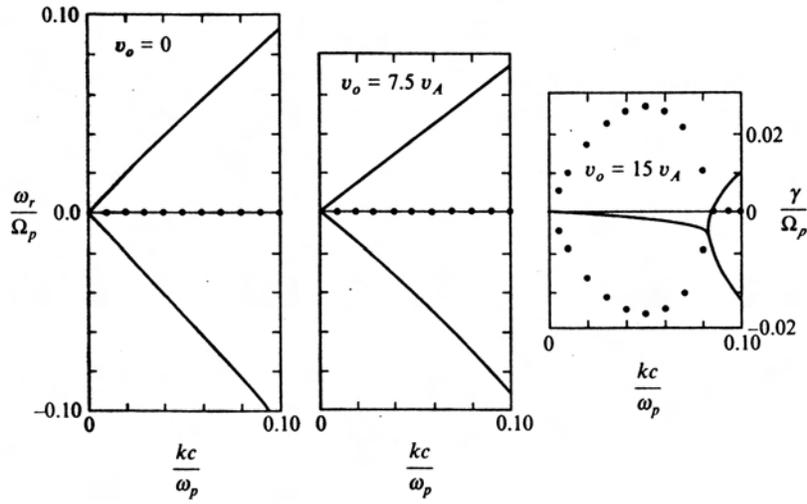


Figura 2.6: Curvas de dispersión teóricas para la inestabilidad ion/ion no resonante derecha para propagación paralela a B_o para tres valores diferentes de v_o . La curva sólida representa la frecuencia real y las líneas punteadas ilustran el crecimiento de la onda. El primer y segundo panel ($v_o = 0$) se refieren a una onda con helicidad negativa, mientras que en el tercer panel surge la inestabilidad. Aquí $T_b = 10T_c$. Tomada de Gary [1993].

2.3.6. Inestabilidad ion/ion no resonante

Un haz relativamente frío y rápido puede originar la inestabilidad de tipo *manguera*, para la cual todas las componentes son no resonantes cumpliéndose entonces $|\zeta_j^{-1}| \gg 1$ para $j = c, b, e$. Contrariamente a las dos inestabilidades resonantes, el modo no resonante se propaga en la dirección opuesta al haz de iones reflejados. La figura 2.6 muestra las propiedades de dispersión de esta inestabilidad, la cual tiene helicidad negativa y una velocidad de fase relativamente pequeña. Esta inestabilidad no será objeto de estudio en esta tesis.

Capítulo 3

Ondas e inestabilidades en el antechoque: ISEE & Cluster

3.1. Ondas observadas: ISEE

En esta sección analizamos ondas observadas por las naves ISEE (*International Sun-Earth Explorer*) 1 & 2 [Russell, 1978]. Las dos naves de la misión estadounidense ISEE fueron lanzadas en octubre de 1977 en una órbita altamente elíptica y con una pequeña separación variable entre ambas en un rango entre 200 y 2000 km. La misión ISEE causó un gran impacto en su época puesto que fue la primera de su tipo en poner en órbita naves gemelas capaces de realizar mediciones simultáneas en los plasmas espaciales. El objetivo de este proyecto era separar los efectos espaciales de los temporales en los fenómenos observados y de esta manera estudiar a más detalle las propiedades del plasma que permea el entorno magnético terrestre. Ambas naves orbitaron el entorno geomagnético del lado día en regiones cercanas a las ecuatoriales así como la magnetocola cercana a la Tierra con distancias de hasta $23 R_T$, reincorporándose a la atmósfera terrestre en septiembre de 1987.

Los datos de ISEE que reportamos en esta sección fueron estudiados con anterioridad por Hoppe et al. [1981] y Hoppe y Russell [1983]. En estos artículos se reporta la existencia de ondas de frecuencia ultra baja (FUB) en el Antechoque Terrestre correspondientes a ondas monocromáticas de 30 segundos y shocklets, las cuales se encontraron asociadas a distribuciones del tipo de iones reflejados, intermedios y difusos. Los autores realizaron un análisis exhaustivo de las propiedades de dichas fluctuaciones para lo cual utilizaron análisis clásico de Fourier, Mínima Variación (MVA en inglés [Sonnerup y Cahill, 1967]) y correlación cruzada, y como parte complementaria se llevó a cabo un análisis de dispersión de ondas basado en teoría MHD. En esta sección reproducimos estas mismas técnicas que utilizaron los autores y las usamos para analizar ondas de 30 segundos. El propósito de esto fue comprobar el buen funcionamiento de las rutinas computacionales escritas en MATLAB para poder extender nuestro estudio no sólo a ondas observadas por ISEE, sino también a ondas observadas por la misión Cluster.

A continuación describiremos en primer lugar las técnicas empleadas para la caracterización de las ondas y posteriormente brindaremos algunos ejemplos de las ondas de

30 segundos.

3.1.1. Técnicas de análisis

Análisis de Fourier. El análisis de Fourier es una de las herramientas más poderosas utilizadas en el análisis de ondas. Sus principios se han utilizado desde hace ya muchos años y se pueden encontrar en cualquier libro de análisis de señales (i.e. Oppenheim et al., 1998). Para el análisis de los datos utilizados en esta tesis se usó la transformada rápida de fourier (FFT) basada en un algoritmo de 512 puntos con el cual se obtuvieron las frecuencias predominantes en el marco de la nave (f_{sc}) de los intervalos estudiados.

Correlación cruzada. Mediante esta técnica se obtiene el tiempo de desfaseamiento entre la ocurrencia de las señales en una y otra nave. Consiste en obtener la correlación cruzada de las señales registradas en las naves ISEE 1 y 2 (en una misma dirección) normalizada con respecto a las variancias individuales durante el tiempo que comprende el evento estudiado. Si existe un diferencial de tiempo dt para el cual las señales son idénticas, la correlación cruzada presentará un pico en este valor dt y el coeficiente de correlación será igual a 1. Si se trata de eventos cuasiperiódicos, habrá picos secundarios hacia ambos lados del pico máximo separados una distancia dt igual al periodo del evento. El dt que se obtiene se utiliza posteriormente para estimar la velocidad de fase de las ondas y con ello la longitud de onda y el corrimiento doppler (ver sección 4.3 del capítulo 4).

Mínima variación (MVA). La Técnica de Mínima Variación ó MVA (del inglés *Minimum Variance Analysis*) sirve para obtener la dirección de propagación \mathbf{k} de ondas planas con respecto al vector de campo magnético promedio \mathbf{B}_o . El método consiste en obtener los eigenvalores de la matriz de covarianza de las fluctuaciones de campo magnético, los cuales se ordenan como $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$ (mínimo, intermedio y máximo, respectivamente). El vector correspondiente al eigenvalor mínimo λ_1 proporciona la dirección de propagación \mathbf{k} de la onda y el ángulo de propagación de la onda $\theta_{B_o k}$ se obtiene efectuando el producto punto $\mathbf{B}_o \cdot \mathbf{k}$

Los resultados de MVA se pueden representar gráficamente mediante los diagramas que se conocen con el nombre de *hodogramas*, en los cuales se grafica la evolución temporal del campo magnético empleando los eigenvectores como ejes. Siempre y cuando se trate de ondas planas o casi planas los hodogramas son una herramienta muy útil para visualizar el tipo de polarización de la onda (circular, elíptica, etc.) así como el sentido de su polarización (de mano izquierda o derecha). Este último se obtiene observando el sentido de giro de los vectores de campo y lo indicaremos en los diagramas con un círculo para el vector de inicio y mediante un asterisco que indica el vector final. Con el objeto de medir cuantitativamente qué tan plana es la onda que se está analizando haremos uso del cociente λ_2/λ_1 , el cual cuando es mayor a 3 nos indica que el método es confiable, aunque valores mayores a 10 son deseables [Mazelle et al., 2000]. Para medir el error angular $\Delta\theta_{B_o k}$ (en radianes) usaremos la estimación de error sugerida por Sonnerup y Scheible [1998], en la cual se considera el número de vectores utilizados en el análisis. Así, el error angular $\Delta\theta_{B_o k}$ estará dado por

$$\Delta\theta_{B_{ok}} = \sqrt{\frac{\lambda_1}{(M-1)} \frac{\lambda_2}{(\lambda_2 - \lambda_1)^2}} \quad (3.1)$$

donde M es el número de vectores analizados.

3.1.2. Ondas monocromáticas de 30 segundos

Los datos de la misión ISEE estudiados en esta tesis pertenecen a 3 periodos : 4 de octubre de 1978 de 16:03:00 a 16:24:00; 16 de octubre de 1978 de 14:56:00 a 15:12:00 y 5 de noviembre de 1977 de 10:05:00 a 11:05:00; durante los cuales las naves se encontraban en el anteochoque a una distancia máxima con respecto al choque de $8 R_T$.

Todas las series de tiempo de campo magnético mencionadas consisten en ondas cuasi-monocromáticas con periodos aproximados de 30 segundos, esto es, frecuencias en el marco de la nave $f_{sc} \sim 0.033$ Hz. La figura 3.1 muestra datos de campo magnético y plasma en coordenadas GSE que corresponden a *ondas de 30 segundos* del 4 de octubre de 1978 de 16:03:00 a 16:24:00. Durante este intervalo el vector de campo promedio \mathbf{B}_o es $[-6.1467, 5.3861, -0.5822]$ nT, la densidad promedio de partículas es de 4.7 cm^{-3} y la velocidad de bulto promedio del viento solar es $\mathbf{V}_{sw} = [-414.9318, -49.3822, -27.3002]$ km/s. Las mediciones fueron registradas por el magnetómetro de flujo a bordo de las naves ISEE 1 y 2 [Russell, 1978] con una resolución de 4 vectores por segundo y los valores de densidad y velocidad del viento solar fueron muestreados por el experimento de plasma FPE (*Fast Plasma Experiment*) cada 72 segundos. El carácter cuasimonocromático de las ondas de 30 segundos es más evidente en la figura 3.2, donde mostramos un acercamiento del campo magnético de la figura 3.1 en el intervalo de 16:10:00-16:13:00. En esta figura se observa que además de las frecuencias bajas que corresponden a periodos de 30 segundos, la señal está constituida también por altas frecuencias, las cuales podrían eliminarse con un sencillo filtro pasabajas.

La caracterización de las ondas de 30 segundos se llevó a cabo mediante el análisis de Mínima Variación. Para ejemplificar esta técnica usaremos los datos pertenecientes al día 5 de noviembre de 1977 durante el intervalo de 11:00:39 a 11:01:41. Las fluctuaciones de campo magnético que incluyen este pequeño intervalo se muestran en la figura 3.3. El cociente de intermedia entre mínima variación $\lambda_2/\lambda_1 = 22.44$ indica que se trata de una onda altamente plana y que el análisis de Mínima Variación puede ser aplicado con confianza. En la figura 3.4 se muestra el hodograma que resultó al aplicar la técnica de Mínima Variación. La dirección de propagación de la onda está dada por el vector de Mínima Variación que en este caso es $\mathbf{k} = [-0.713, 0.61, -0.33]$ nT (el cual debido a las limitaciones del método presenta una ambigüedad de 180°) y la velocidad de bulto del viento solar es $\mathbf{V}_{sw} = [-329.77, -21.47, -7.11]$ km/s. El ángulo de propagación de estas oscilaciones es muy paralelo correspondiente a $\theta_{B_{ok}} \sim 9^\circ$ con un error de estimación $\Delta\theta_{B_{ok}} = 1.206^\circ$. El vector de campo promedio para este intervalo es $\mathbf{B}_o = [-4.22, 5.05, -2.6]$ nT y entra a la página. En la figura se observa que los vectores giran en el sentido contrario a las manecillas del reloj, por lo que se trata de una onda con polarización izquierda en el marco de la nave (sc); sin embargo, se observan una especie de *rizos* superpuestos en los hodogramas, lo cual denota la presencia de ondas de alta frecuencia, y podría confundir

Figura 3.1: *Ondas de 30 segundos registradas por el magnetómetro de flujo a bordo de la nave ISEE 1 el 4 de octubre de 1978 con una resolución de 4 vectores por segundo en coordenadas GSE. La densidad y la velocidad del viento solar medidos por el experimento de plasma de ISEE-1 están promediados cada 72 segundos.*

Figura 3.2: *Acercamiento de campo magnético tomado del intervalo de 16:03:00 a 16:24:00 del día 4 de octubre de 1978 mostrado en la figura 3.1. A pesar del ruido superpuesto en la señal, el caracter cuasimonocromático de las ondas de 30 segundos estudiadas es más evidente en esta figura.*

Figura 3.3: *Campo Magnético medido durante el intervalo de 10:58:00 a 11:02:00 el día 5 de noviembre de 1977.*

la dirección de polarización de la onda. Para demostrar que estas ondas de 30 segundos en realidad tienen la polarización señalada, hemos usado datos de baja resolución (15 vectores por segundo) y mostramos en la figura 3.5 su hodograma correspondiente, en donde se aprecia con más claridad la polarización intrínseca izquierda de las ondas de 30 segundos. Por otra parte, el análisis de Fourier para el mismo intervalo de la figura 3.4 se muestra en la figura 3.6, en la cual se observa que el pico máximo ocurre en $f_{sc} \sim 0.033$.

Las ondas de 30 segundos cuasimonocromáticas han sido ampliamente estudiadas. Se conoce que son ondas poco compresivas cuando se propagan cuasiparalelas a \mathbf{B}_o con polarización izquierda en el marco de la nave. Recientes observaciones efectuadas por Cluster [Eastwood et al., 2004; 2005a,b,c] han concluido que se propagan con ángulos entre 0° y 30° grados con respecto al \mathbf{B}_o , siendo más compresivas conforme su propagación es más oblicua. Estas ondas han sido frecuentemente detectadas en compañía de poblaciones de iones giratorios [ver i.e Mezziane et al., 2001; Mazelle et al., 2003]; sin embargo su origen se asocia más a iones del tipo de los alineados al campo (ver más detalles sobre estas ondas en el capítulo 1 de esta tesis).

3.2. Ondas observadas: Cluster

Recientemente la Agencia Espacial Europea (*ESA*) lanzó en el 2000 una misión denominada Cluster [Balogh et al., 2001], la cual nos ha brindado una oportunidad sin precedentes de estudiar con mucho mayor detalle los fenómenos de pequeña escala que

Figura 3.4: Hodograma en el sistema coordenado de ejes principales derivado del análisis de Mínima Variación (MVA) para ondas de 30 segundos del 5 de noviembre de 1977 entre 11:00:39 a 11:01:41 para datos de alta resolución con 4 vectores muestreados por segundo (círculo comienza, asterisco termina). En el panel inferior derecho la línea punteada (sólida) es la componente del campo magnético en la dirección de máxima (mínima) variación.

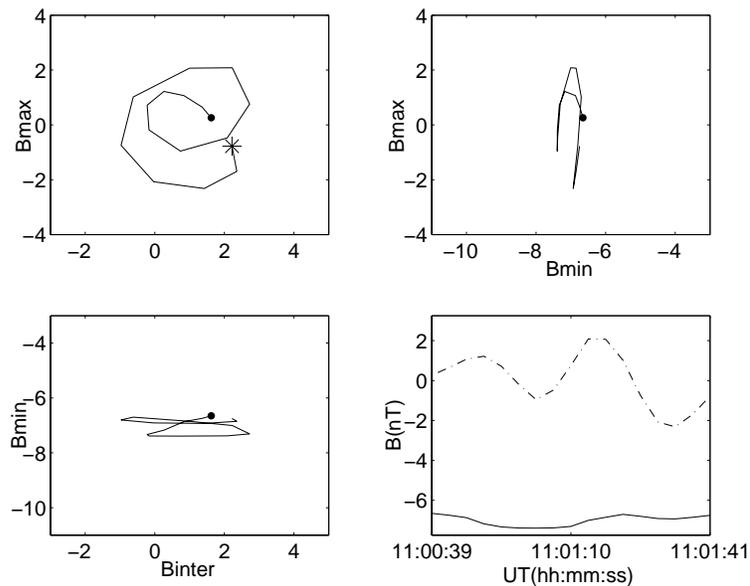


Figura 3.5: Hodograma en el sistema coordenado de ejes principales derivado del análisis de Mínima Variación (MVA) para ondas de 30 segundos del 5 de noviembre de 1977 entre 11:00:39 a 11:01:41 para datos de baja resolución con 15 vectores muestreados por minuto (círculo comienza, asterisco termina). En el panel inferior derecho la línea punteada (sólida) es la componente del campo magnético en la dirección de máxima (mínima) variación.

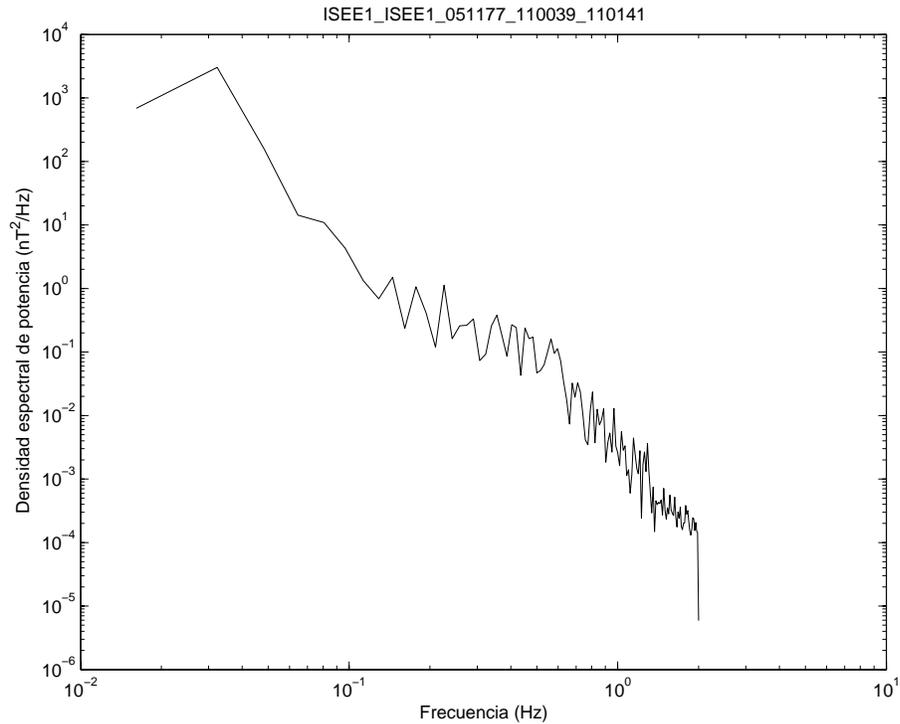


Figura 3.6: *Transformada rápida de Fourier (FFT) para el intervalo 11:00:39-11:01:41 del día 5 de noviembre de 1977.*

ocurren en el entorno magnético terrestre. Cluster tiene una capacidad única de realizar mediciones simultáneas con cuatro naves gemelas, permitiendo de esta manera separar efectos espaciales de los temporales sin ambigüedades. Las 4 naves de la misión se llaman Rumba, Salsa, Samba y Tango, y orbitan la región del anteochoque, la magnetofunda y la magnetocola en una formación de tetraedro con distancias de separación entre 200 y 10000 km.

En esta sección analizaremos datos de campo magnético de alta resolución (22 vectores por segundo) del magnetómetro de flujo (FGM) a bordo de Cluster [Balogh et al., 2001]. Las series de tiempo pertenecen a los intervalos febrero 18 de 2002 entre 8:00 y 8:30 y febrero 20 de 2002 entre 17:00 y 17:30, durante los cuales la misión se encontraba en la región del anteochoque a una distancia máxima de 1 a 2 R_t con respecto a la superficie del choque. La figura 3.7 muestra registros de campo magnético, densidad y velocidad en coordenadas GSE pertenecientes a la nave Cluster 3 (Samba) observadas el día febrero 20 de 2002. Para estos datos el campo magnético promedio es $\mathbf{B}_o=(8.5, -4.2, 4.9)$ nT, la densidad de iones promedio es $n=5.69 \text{ cm}^{-3}$ y la velocidad de bulo promedio de los iones es $\mathbf{V}_{sw}=(-395.7, 82.6, 24.3)$ km/s. De manera similar, en febrero 18 de 2002 $\mathbf{B}_o=(8.4, -4.2, 2.1)$ nT, $n=9.38 \text{ cm}^{-3}$ y $\mathbf{V}_{sw}=(-318.98, 55.06, 17.09)$ km/s.

Las series de tiempo de los dos intervalos analizadas constan de una superposición de ondas de alta y baja frecuencia de varios tipos. El análisis detallado de dichas ondas se hizo utilizando la transformada rápida de Fourier (FFT) para obtener las frecuencias aparentes f_{sc} y la técnica de Mínima Variación (MVA) para analizar la forma y sentido de la polarización de las ondas (ambas técnicas se explican en la sección 3.1.1). El

Figura 3.7: *Datos de campo magnético, densidad y velocidad observados por la nave 3 de la misión Cluster el día febrero 20 de 2002 en coordenadas GSE con una resolución de 22 vectores/segundo. Los datos de plasma están promediados cada 12 segundos y fueron obtenidos por el experimento de plasma CIS a bordo de Cluster.*

vector número de onda se obtuvo mediante una técnica muy novedosa desarrollada específicamente para la misión Cluster denominada *Técnica del Telescopio de Ondas* [Wave telescope technique, Pincon y Lefeuvre, 1991; Montschmann et al 1996, Glassmeier et al, 2001; Glassmeier, 2003]. En ésta se obtiene en primer lugar la frecuencia f_{sc} a la cual ocurre la mayor densidad espectral de energía. Posteriormente se hace pasar un filtro de nodo (en la frecuencia f_{sc}) a través de una maya de números de onda \mathbf{k} y con esto se obtiene la distribución de energía espectral en el espacio \mathbf{k} . La figura 3.8 muestra un ejemplo de la aplicación de esta técnica tomada de Eastwood et al. [2003] para el intervalo de datos 04:02:30 UT-04:10:00 UT del 3 de febrero de 2002. La transformada de Fourier de dichos datos arrojó una frecuencia predominante $f_{sc} = 0.11\text{Hz}$, con la cual se escaneó el espacio de vectores \mathbf{k} para obtener la distribución de energía espectral. El pico de la gráfica izquierda indica que el máximo de la energía espectral ocurrió en el vector $\mathbf{k}=[-0.002, -0.000667, 0.00033]\text{ km}^{-1}$. El lado derecho de la gráfica ilustra la proyección en el plano $k_z = 3 \times 10^{-4}\text{ km}^{-1}$. Una vez obtenido el número de onda y haciendo uso de la velocidad del viento solar \mathbf{V}_{sw} reportada por Cluster se obtiene el corrimiento doppler $\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_{sw}$ y se evalúa la frecuencia en el marco del plasma f (ver ecuación 4.1)

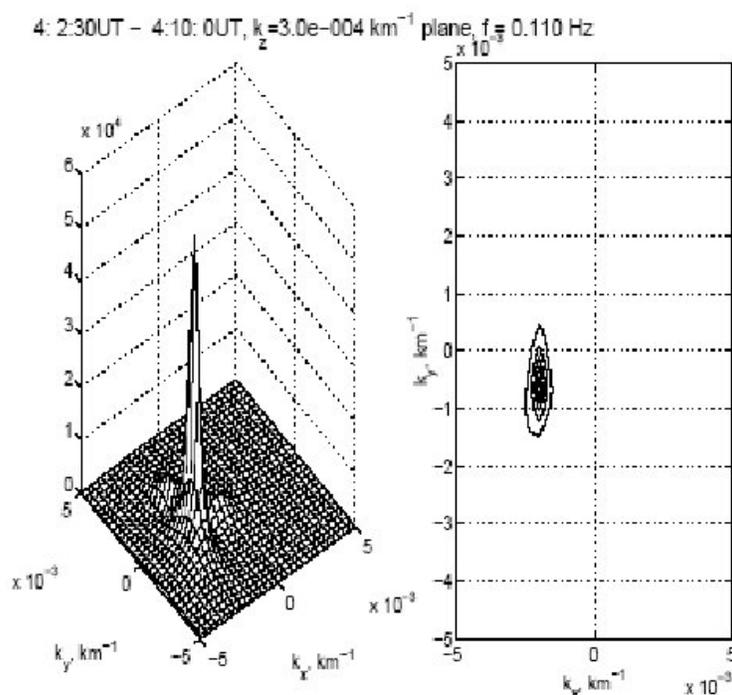


Figura 3.8: *Ejemplo de la aplicación de la Técnica del Telescopio de Ondas. Las gráficas muestran la distribución de energía en el espacio de números de onda k_x, k_y y k_z para la frecuencia $f_{sc}=0.11\text{ Hz}$. La gráfica de la derecha corresponde a la proyección de la densidad espectral en el plano $k_z = 3 \times 10^{-4}\text{ Hz}$. Tomado de Eastwood et al [2003].*

A continuación describiremos primero las ondas observadas de baja frecuencia, las cuales están presentes en forma de shocklets, ondas muy empinadas y compresivas con frecuencias en el marco de la nave $f_{sc} \sim 0.03\text{ Hz}$. Estas ondas de baja frecuencia se encuentran en ocasiones acompañadas por paquetes discretos de ondas de alta frecuencia,

las cuales describiremos también a detalle. Finalmente, concluiremos esta sección con el análisis de las ondas de alta frecuencia no asociadas a los shocklets, las cuales están representadas por las *ondas de 1 Hz*.

3.2.1. Shocklets y paquetes discretos de ondas

Los shocklets son las ondas más comunes presentes en el conjunto de datos que se analizó. Estos *cuasichoques* se encuentran en ocasiones acompañados de paquetes discretos de ondas. La figura 3.9 brinda un claro ejemplo de shocklets, que en este caso presentan un tren de ondas de alta frecuencia (paquete discreto de ondas). Mediante análisis de Fourier se estimó que la frecuencia predominante de este grupo de ondas es de aproximadamente 0.039 Hz (en el marco de la nave). Esta estimación corresponde al pico principal que se muestra en la transformada rápida de fourier de la figura 3.10.

Figura 3.9: *Ondas más frecuentes en el set de datos analizado. Las ondas de baja frecuencia corresponden a los Shocklets ($f_{sc} \sim 0.03$ Hz) y las ondas asociadas de alta frecuencia ($f_{sc} \sim 1$ Hz) son los llamados paquetes discretos de ondas.*

El lado izquierdo de la figura 3.11 representa el hodograma de un shocklet para el intervalo de tiempo 17:16:26-17:17:04 del día febrero 20 de 2002. La estructura se propaga casi paralela con respecto a \mathbf{B}_o con $\theta_{Bok} \sim 6^\circ$ y $\Delta\theta_{Bok} = 1.16^\circ$ y su polarización es izquierda (el vector \mathbf{B}_o se dirige hacia afuera de la página y los vectores de campo giran conforme a las manecillas del reloj) en el marco de la nave y derecha en el marco del plasma (puesto que sufre una inversión en la polarización). La razón entre el eigenvalor intermedio y el mínimo $\lambda_2/\lambda_1=5.05$ nos indica que la técnica de Mínima Variación puede ser utilizada con confianza. La dirección de Mínima Variación está dada por el vector $\mathbf{k}=[0.847, -0.279, 0.454]$ nT en coordenadas GSE. Esta gráfica es uno de los ejemplos más usuales de un shocklet sin paquete discreto de alta frecuencia dentro del set de datos analizados. La

Figura 3.10: *Transformada rápida de Fourier (FFT) para el intervalo 08:05:01-08:07:37 del día 18 de febrero de 2002. El pico principal ocurre en la frecuencia $f_{sc} \sim 0.039$.*

frecuencia en el marco de la nave para esta estructura es $f_{sc}=0.0263$ Hz. Por otra parte, el panel derecho de la misma figura ilustra un hodograma representativo correspondiente al paquete de ondas de alta frecuencia que aparece entre 08:07:19 y 08:07:29 el día 18 de febrero de 2002, el cual se propaga con $\theta_{B_0k} \cong 15 \pm 0.79^\circ$. Para este caso en particular $\lambda_2/\lambda_1= 20.44$, lo que indica que estas ondas son muy planas y como se puede observar, estas oscilaciones de alta frecuencia tienen polarización izquierda circular en el marco de la nave con una frecuencia estimada de 0.67 Hz en el marco de la nave. En este intervalo de ondas $\mathbf{k}=[0.946, -0.020, 0.322]$ nT.

Los shocklets y los paquetes discretos de ondas han sido reportados frecuentemente en estudios previos del anteochoque [Hoppe et al., 1981; Hoppe y Russell, 1983; Le y Russell, 1992b,c]. Estas estructuras altamente evolucionadas han sido observadas en asociación con distribuciones intermedias y menos frecuentemente, con distribuciones de iones difusos. Con base en un análisis de dispersión MHD, Hoppe et al. [1981] concluyeron que los paquetes discretos de ondas con polarización intrínseca derecha podrían ser originados via la inestabilidad fría de tipo haz y Hoppe y Russell [1983] concluyeron que los shocklets junto con sus paquetes discretos de ondas asociados cuando se observan cerca de flujos de iones intermedios son de polarización derecha por naturaleza (modo magnetosónico) y aquellos asociados con iones difusos son intrínsecamente izquierdos (modo alfvénico), aunque esto en realidad no se puede generalizar tan estrictamente. El origen de este grupo de ondas todavía sigue siendo investigado y constituye parte de la motivación de este trabajo.

Figura 3.11: *Hodogramas en el sistema coordenado de ejes principales derivado del análisis de Mínima Variación para (izquierda) una estructura tipo shocklet sin paquete discreto de ondas del día febrero 20, 2002 de 17:16:26 a 17:17:04 (círculo comienza, asterisco termina) y (derecha) para un paquete discreto de ondas de febrero 18 de 2002 entre 8:07:19 y 8:07:29. En los paneles inferiores la línea punteada (sólida) es la componente del campo magnético en la dirección de máxima (mínima) variación.*

3.2.2. Ondas de alta frecuencia: ondas de 1 Hz

En los datos de Cluster existen intervalos en los que se observan ondas de alta frecuencia aisladas. A diferencia de los paquetes discretos de ondas, estas ondas no están atadas al tren de ondas de los shocklets sino que se encuentran solas. Tienen frecuencias entre 0.5 y 1.3 Hz (sc) y son usualmente poco compresivas, aunque existen algunos episodios donde no presentan compresión. La figura 3.12 muestra datos de campo magnético de un ejemplo representativo de ondas de alta frecuencia aisladas presentes entre 17:02:11 y 17:04:02 el día 18 de febrero de 2002. Dentro de este intervalo se seleccionó el periodo 17:02:15-17:02:18 para hacer análisis de Mínima Variación, el cual se presenta en la figura 3.14. En este caso, las ondas exhiben propagación oblicua con un ángulo de propagación $\theta_{B_o,k} \cong 47 \pm 1.79^\circ$ y polarización derecha en el marco de la nave con una frecuencia aproximada de 1.2 Hz. Para estas ondas $\lambda_2/\lambda_1 = 20.44$ y $\mathbf{k}=[0.845, -0.088, 0.528]$ nT.

El origen de las ondas aisladas de alta frecuencia no ha podido ser explicado via alguna inestabilidad (ni MHD, ni cinética). Estas ondas, en el modo whistler, han sido observadas cerca de choques planetarios y se piensa que son generadas en el choque de proa debido a un mecanismo que hasta la fecha no se conoce con certidumbre [Fairfield, 1974]. Muchas han sido las hipótesis que se han propuesto para explicar sus propiedades observadas [Orlowski et al., 1995 y Russell, en vías de ser publicado en 2007] y se ha sugerido que las ondas de 1 Hz experimentan amortiguamiento conforme se alejan del choque en lugar de crecer.

Figura 3.12: *Datos de campo magnético de la nave Cluster-3 en coordenadas GSE para el intervalo 17:02:11-17:04:02 en el que se muestran ondas de alta frecuencia aisladas no asociadas a los shocklets. Estas ondas son poco compresivas con $f \sim 1$ Hz y son las que predominan en el espectro de altas frecuencias.*

Figura 3.13: *Acercamiento de las ondas de alta frecuencia mostradas en la figura 3.12.*

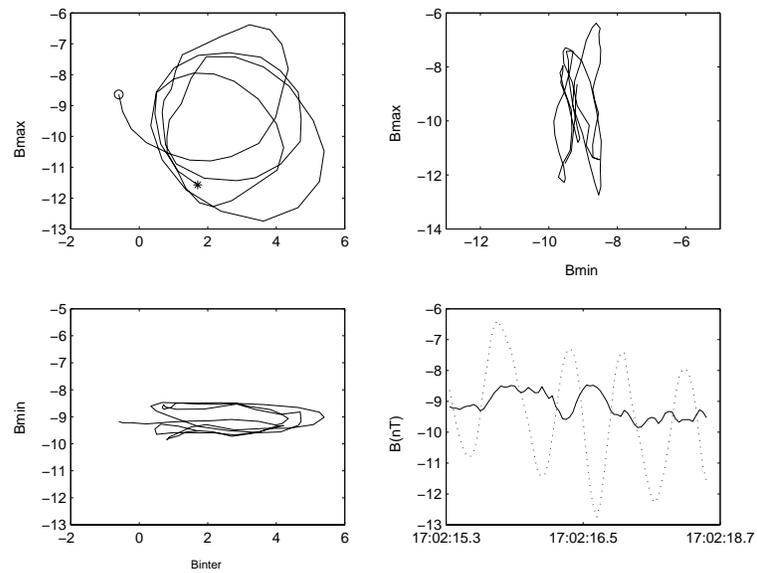


Figura 3.14: *Hodograma de ondas con frecuencias $f \sim 1$ Hz pertenecientes al intervalo 17:02:15-17:02:18 del día 20 de Febrero de 2002 (círculo comienza, asterisco termina). La línea punteada (sólida) es la componente del campo magnético en la dirección de máxima (mínima) variación.*

Capítulo 4

Relaciones de dispersión

4.1. Introducción

El origen de las ondas electromagnéticas observadas en plasmas espaciales es un tema muy importante que ha motivado un gran número de publicaciones (Blanco-Cano et al. [1999], Barnes [1970], Gary [1991,1993], Brinca [1991], Hoppe et al. [1981], Hoppe y Russell [1983], Narita et al. [2003], entre otros). Se ha aplicado tanto teoría MHD como cinética para tratar de entender los mecanismos que pueden dar origen a las ondas e inestabilidades; sin embargo, como lo señala Krauss Varban et al. [1994], la identificación de modos de onda usando teoría MHD se puede prestar a interpretaciones erróneas, sobretodo cuando se trata de plasmas calientes sin colisiones con β muy altas ($\beta > \sim 1$). Tal es el caso del plasma que permea el Antechoque Terrestre, en el cual los fenómenos microscópicos que ocurren a escalas de los iones (e.g. resonancia ion ciclotrón, amortiguamiento de Landau, etc.) resultan ser de gran importancia en la dinámica del plasma pues no sólo juegan un papel preponderante en los procesos de disipación de la energía del viento solar (tanto en el antechoque como en el choque) sino también en la reformación del choque mismo.

En un plasma similar al del antechoque, la Teoría Cinética establece que pueden originarse 3 tipos de inestabilidades: ion/ion resonante derecha, ion/ion resonante izquierda (Gary, 1991,1993; Brinca, 1991; Barnes, 1970) y la ion/ion no resonante derecha (Gary et al., 1986; Winske y Gary, 1986). En particular, para el caso del Antechoque Terrestre, una diferencia relativa de velocidades de deriva entre el viento solar y un haz reflejado poco denso (apenas el 1% de la densidad del viento solar) es la fuente de energía libre que excita la inestabilidad en el plasma (ver capítulo 2 de esta tesis)

4.2. Trabajos previos

Se han publicado algunos trabajos que presentan comparaciones entre las características experimentales dispersivas de las ondas observadas por satélites y las relaciones de dispersión calculadas teóricamente mediante la resolución de las relaciones de dispersión. Así por ejemplo, Hoppe et al. [1981] y Hoppe y Russell [1983] estudiaron las características de ondas en el antechoque observadas por las misiones ISEE 1 y 2. Basándose en el sentido

de polarización de las ondas y con la ayuda de curvas de dispersión MHD, los autores clasificaron las ondas monocromáticas de 30 segundos (ver ejemplos de estas ondas en el capítulo 3), shocklets y paquetes discretos de ondas dentro de dos categorías: ondas magnetosónicas y ondas de Alfvén. Sin embargo, el ajuste que estos autores encontraron entre las frecuencias y longitudes de onda de las ondas observadas y las curvas MHD no fue muy bueno (ver figuras 6 de Hoppe y Russell [1993] y figura 32 de Hoppe et al. [1981]). Recientemente, Narita et al. [2003] realizaron un análisis multifluido (similar al MHD) de las características dispersivas de las ondas observadas en el anteochoque por la misión Cluster. En este trabajo, los datos experimentales de frecuencia y número de onda fueron obtenidos a partir de la novedosa técnica del *Telescopio de Ondas* [*Wave Telescope Technique*, detalles en Pincon y Lefeuvre, 1991; Motschmann et al., 1996; Glassmeier et al., 2001; Glassmeier, 2003]. Los datos observacionales pertenecientes al día febrero 20, 2002 entre 17:00 y 17:30 UT fueron comparados con curvas de dispersión teóricas obtenidas mediante la solución de ecuaciones de dispersión multifluido. En la figura 3 de Narita et al. [2003] se muestran estas comparaciones. Los autores reportaron haber encontrado un buen ajuste entre las propiedades de dispersión de la Técnica del Telescopio de Ondas y la inestabilidad ion/ion para un plasma frío. Tanto en los trabajos de los 80's como en los más recientes que hemos mencionado las relaciones de dispersión no incluyen efectos cinéticos, que como hemos mencionado, son muy importantes en el anteochoque.

Por otro lado, usando datos de ISEE, Blanco-Cano et al. [1999] explicó el origen de las ondas de 3 segundos observadas en el anteochoque en términos de la inestabilidad ion/ion derecha no resonante y recientemente Mazelle et al. [2003] probaron, usando relaciones de dispersión cinética de tipo ion/ion resonante derecha, que ondas quasimonocromáticas con periodos T_{sc} aproximados de 30 segundos observadas junto con iones giratorios están en resonancia con iones alineados al campo observados río arriba de la región donde se localizaron las ondas y las distribuciones giratorias. Hasta la fecha, estos dos trabajos son los únicos en los que se han hecho comparaciones de curvas de dispersión experimentales vs curvas teóricas de dispersión usando un enfoque cinético. Existe otro tipo de trabajos en los que se ha utilizado la condición de resonancia de ciclotrón para probar únicamente la similitud entre el periodo de las ondas observadas con naves como ISEE, Wind y Cluster y el valor esperado para ondas en resonancia con iones tanto giratorios [Thomsen et al., 1985] como iones alineados al campo [Mazelle et al., 2003 ; Meziane et al., 2001; sin embargo en estos trabajos no se usó el número de onda.

Este capítulo pretendemos que contribuya a esta lista tan escasa de trabajos que usan Teoría Cinética para el estudio de ondas en plasmas espaciales. Para ello, resolvemos la relación de dispersión cinética lineal (Teoría de Vlasov) para ondas con propagación cuasi-paralela y mostramos las curvas teóricas de dispersión (frecuencia vs número de onda) obtenidas de las inestabilidades ion/ion resonante derecha e izquierda. Dichas inestabilidades las comparamos con frecuencias y números de onda experimentales tanto para las ondas de 30 segundos detectadas por ISEE así como también para los shocklets y ondas de alta frecuencia observadas por Cluster y que fueron analizados en el capítulo 3. Mediante esta comparación queremos determinar el mecanismo que dio origen a la excitación de las ondas observadas por las naves desde el punto de vista de una teoría mucho más completa y apropiada para el plasma del Anteochoque Terrestre.

4.3. Gráficas de dispersión: ISEE

4.3.1. Curvas de dispersión teóricas

Para obtener las curvas de dispersión teóricas se resolvió la relación de dispersión cinética lineal para el caso de propagación paralela dada por la ecuación (2.42) (ver capítulo 2) utilizando el método *Trust-Region dogleg*, el cual es una variante del método *Powell dogleg* [Powell, 1970]. Los métodos Trust-Region son más efectivos que los métodos clásicos para encontrar raíces de ecuaciones como el *Gauss-Newton* pues además de que convergen en menos tiempo no es necesario estimar un punto de partida que se acerque a la raíz verdadera y además el jacobiano de la función no necesita ser singular. El programa que resuelve la relación de dispersión mediante este método se escribió en MATLAB.

El plasma se consideró neutro, homogéneo, magnetizado con una corriente neta nula y sin colisiones constituido por dos poblaciones de iones: un haz relativamente tenue (denotado por b), un haz más denso que llamaremos núcleo (c) y electrones maxwellianos. El haz y el núcleo están representados por maxwellianas con deriva y tienen velocidades de deriva v_{ob} y v_{oc} . Por tanto, la fuente de energía para que las inestabilidades crezcan es la velocidad de deriva relativa entre las distribuciones de iones a la que llamamos v_o calculada como $v_o = v_{ob} - v_{oc}$. Dependiendo de las condiciones de resonancia de las poblaciones y las condiciones iniciales del plasma, existen tres inestabilidades electromagnéticas que puede originarse en esta configuración: inestabilidad ion/ion resonante derecha, la inestabilidad ion/ion resonante izquierda y la ion/ion no resonante (ver capítulo 2).

Para el caso de la inestabilidad ion/ion resonante derecha, un haz frío constituido por el viento solar ambiente (c) interactúa con un haz frío de iones reflejados o bien intermedios (b). La temperatura que se consideró aquí para el haz reflejado es $T_b = 10T_c$ y la densidad es $n_b = 0.01n_c$. Estos valores de temperatura y densidad corresponden a valores representativos del anteochoque obtenidos a partir de mediciones de naves en estudios previos. Los valores utilizados para el campo magnético interplanetario ambiente o promedio B_o y la densidad del viento solar n_c son los que midió ISEE. Todas estas propiedades junto con la velocidad de deriva v_o , la velocidad de Alfvén V_A y la β del plasma se resumen en el cuadro 4.1 para los intervalos 4 octubre de 1978 de 16:03 a 16:24; 16 de octubre de 1978 de 14:56 a 15:12 y 5 de noviembre de 1977 de 10:05 a 11:05. Los parámetros denotados por un asterisco son los valores reales del plasma medidos por las naves y las cantidades restantes son valores promedio que se conocen para el plasma del anteochoque a partir de estudios previos.

De esta manera, los valores del cuadro 4.1 constituyen los parámetros iniciales que se usan como *input* para el programa que resuelve la relación de dispersión cinética. Los resultados que arroja el programa son gráficas de dispersión como la de la figura 4.1 (líneas sólidas) que en este caso corresponde a la inestabilidad resonante derecha para los datos del día 5 de noviembre de 1977. La figura 4.2 muestra la inestabilidad resonante derecha para el 16 de octubre de 1978. En paneles superiores de las figuras se grafican número de onda k (en este caso $1/2\pi\lambda$) normalizado con respecto al inverso de Ω_{cp}/V_A versus la frecuencia angular real ($\omega_r = 2\pi f$) normalizada con respecto a la frecuencia de ciclotrón del protón Ω_{cp} . El panel inferior representa la parte imaginaria de la frecuencia γ y corresponde al crecimiento de la onda (normalizado también con respecto a la frecuencia de ciclotrón del

Parámetros	16Oct1978 14:56-15:12UT	5Nov1978 10:05-11:05 UT
Bo (nT)*	10	7.5
n(cm ³)*	4	4
T _c (10 ⁵ K)	1	1
β _c	1	1
β _{plasma}	2	2
V _A (km/s)*	30	30
v ₀	10V _A	10V _A
n _b	0.01n _c	0.01n _c
T _b	100T _c	100T _c

Cuadro 4.1: Observaciones de ISEE e input del programa que resuelve la relación de dispersión para la inestabilidad ion/ion resonante derecha

protón Ω_{cp}) graficado versus el número de onda normalizado. Cuando la onda crece $\gamma > 0$ y cuando la onda se amortigua se tiene $\gamma < 0$.

4.3.2. Datos de dispersión experimentales

En esta sección obtendremos las frecuencias y los números de onda experimentales en el marco del plasma de las fluctuaciones observadas por las naves ISEE 1 y 2. Para ello, haremos uso de los resultados obtenidos en el capítulo 3, en los que se obtuvo una frecuencia aparente o frecuencia en el marco de la nave f_{sc} mediante la transformada rápida de Fourier (FFT). Para obtener la frecuencia en el marco del plasma debemos evaluar el corrimiento doppler que experimentan las ondas puesto que están siendo convectadas por el viento solar. La expresión para obtener la frecuencia de las ondas en el marco del plasma (f) es la siguiente:

$$f = f_{sc} - \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_{sw} \quad (4.1)$$

donde f_{sc} es la frecuencia en el marco de la nave, \mathbf{V}_{sw} es la velocidad de bulto del viento solar medida por las naves y \mathbf{k} es el vector número de onda cuya magnitud es el inverso de la longitud de onda λ . La determinación de la longitud de onda λ no depende de los parámetros del viento solar, sino únicamente de la frecuencia aparente f_{sc} y de la separación entre las naves (\mathbf{S}_{sc}) y se obtiene mediante la relación

$$\lambda = v_{sc}/f_{sc} \quad (4.2)$$

donde $v_{sc} = (\mathbf{S}_{sc} \cdot \mathbf{k}_u/dt)$. El parámetro dt se refiere al tiempo de desfase entre la detección de la señal en cada nave, en este caso entre ISEE 1 y 2 y se obtiene a partir de la técnica de correlación cruzada que se expuso en el capítulo 3, mientras que \mathbf{k}_u es la dirección de propagación de onda obtenida con Mínima Variación y \mathbf{S}_{sc} es la separación de las naves, el cual es un dato conocido.

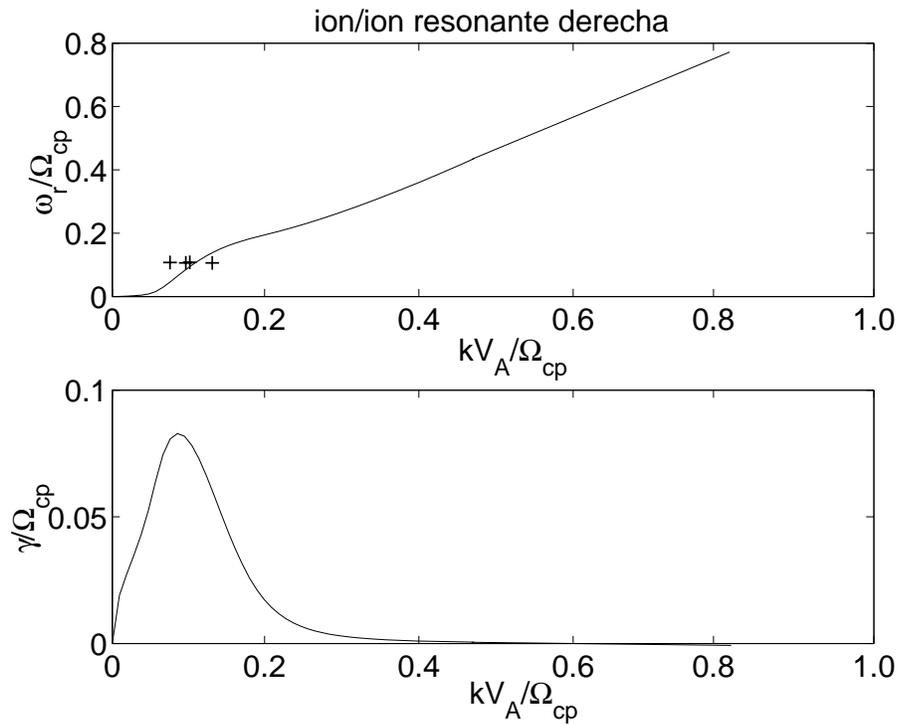


Figura 4.1: (arriba) Curva de dispersión cinética para propagación cuasiparalela $\theta_{Bok} < \sim 20^\circ$ en línea sólida (número de onda k normalizado con respecto a $(\Omega_{cp}/V_A)^{-1}$ vs frecuencia real ω_r normalizada con respecto a la frecuencia de ciclotrón del protón Ω_{cp}) para la inestabilidad ion/ion resonante derecha obtenida utilizando mediciones de campo magnético y densidad de la misión ISEE para el día 5 de noviembre de 1977 entre 10:05:00 y 11:05:00 (ver cuadro 4.1). Las cruces muestran las características de dispersión de las ondas de 30 seg. observadas en dicho intervalo (ver sección 4.3.2). (abajo) Tasa de crecimiento de la inestabilidad γ normalizada con respecto a la frecuencia de ciclotrón del protón Ω_{cp} vs número de onda k en unidades normalizadas.

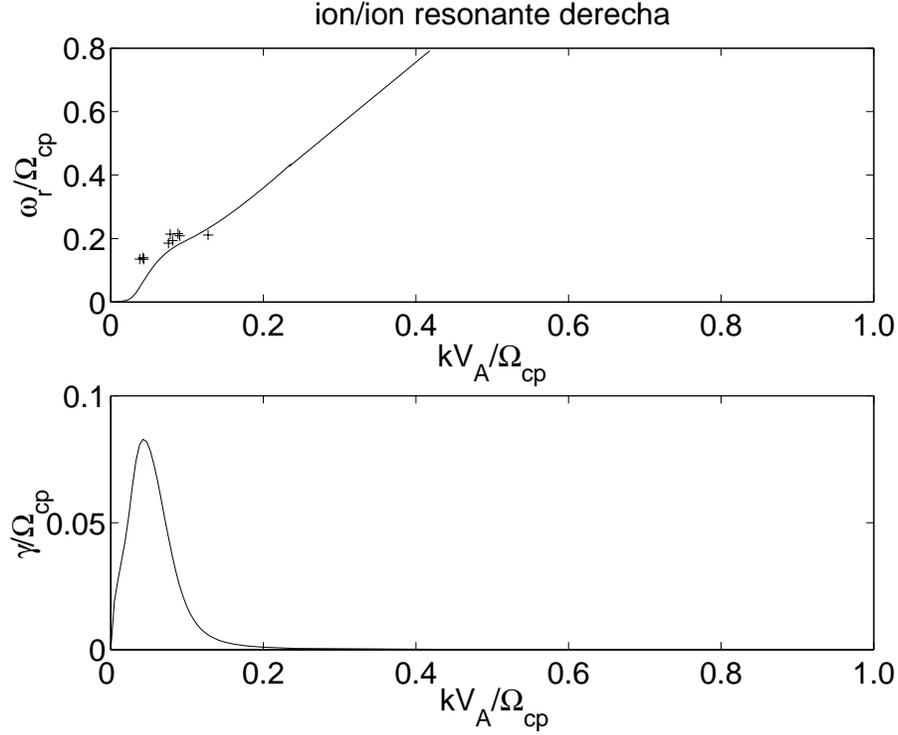


Figura 4.2: *Misma explicación que para la figura 4.1, excepto para el intervalo del día 16 de octubre de 1978 de 14:56:00 a 15:12:00.*

Los puntos de dispersión experimentales obtenidos mediante las ecuaciones 4.1 y 4.2 se graficaron con cruces en las figuras 4.1 y 4.2. Para este estudio sólo se consideraron los puntos de dispersión que corresponden a ondas de 30 segundos con polarización intrínseca derecha y con propagación cuasi-paralela, esto es, ángulos de propagación $\theta_{Bok} < 20^\circ$.

En las figuras es notable el buen ajuste entre las relaciones de dispersión obtenidas mediante la solución de la relación de dispersión para la inestabilidad ion/ion resonante derecha y la frecuencia y número de onda experimentales de las ondas de 30 segundos observadas por ISEE. Además, los datos experimentales coinciden con la región donde el crecimiento $\gamma > 0$. Esto nos indica que la fuente que podría estar generando las ondas cuasimonocromáticas es la interacción del viento solar con una haz frío de iones reflejados alineados al campo.

Lamentablemente, en esta parte de nuestro estudio no fue posible analizar la inestabilidad ion/ion resonante izquierda y compararla con ondas de 30 segundos dada la escasez de ondas con polarización intrínseca izquierda que se registraron en el set de datos de la misión ISEE. Sin embargo, más adelante mostraremos resultados sobre la inestabilidad izquierda usando datos de la misión Cluster.

4.4. Curvas de dispersión: Cluster

Al igual que en el caso de ISEE, para los datos de Cluster se resolvió numéricamente la ecuación de dispersión cinética lineal para modos de onda con propagación paralela usando como *input* parámetros del viento solar medidos por Cluster en los intervalos Febrero 18, 2002 8:00-8:30 y Febrero 20, 2002, 17:00-17:30 (reportados en Narita y Glassmeier [2005] y Narita et al. [2005]).

Para la inestabilidad ion/ion resonante derecha se consideró un haz reflejado con una temperatura $T_b = 10T_c$ y densidad $n_b = 0.01n_c$. Los valores utilizados para el campo magnético interplanetario ambiente o promedio \mathbf{B}_o y la densidad del viento solar n_c son los que midió Cluster los días febrero 18 de 2002 y febrero 20 de 2002 y se reportan en el cuadro 4.2 junto con los valores estimados de v_o , V_A y β .

Parámetros	18Feb2002 08:05-08:35 UT	20Feb2002 17:00-17:30 UT
B_o (nT)*	9.55	10.69
$n(cm^3)$ *	9	5.69
$T_c(10^5K)$	2.1	6
β_c	1	0.6
β_{plasma}	2	1.2
$V_A(km/s)$ *	69	97.75
v_o	$6V_A$	$6V_A$
n_b	$0.01n_c$	$0.01n_c$
T_b	$10T_c$	$10T_c$

Cuadro 4.2: Observaciones de Cluster e input del programa que resuelve la relación de dispersión para la inestabilidad ion/ion resonante derecha

Las curvas cinéticas obtenidas a partir de resolver la relación de dispersión cinética para la inestabilidad ion/ion resonante derecha se muestran en líneas sólidas en la figura 4.3 para el día febrero 18 de 2002 y en las figuras 4.4 y 4.5 para febrero 20 de 2002. Los puntos de dispersión experimentales se graficaron con cruces y fueron obtenidos usando la técnica del Telescopio de Ondas (ver capítulo 3 para una explicación de esta técnica) [Narita y Glassmeier, 2005; Narita et al., 2003]. Los únicos puntos considerados en estas gráficas son aquellos correspondientes a ondas con polarización intrínseca derecha. Para identificar la polarización de los modos de onda, utilizamos la polarización del campo magnético transversal p , definida como [Fowler et al., 1967]

$$p = \tan\phi = i \frac{\delta B_y}{\delta B_x} \quad (4.3)$$

donde ϕ denota el ángulo de polarización determinado a partir de la matriz de densidad espectral de las fluctuaciones de campo magnético transversal, y δB_y y δB_x denotan las variaciones mínimas y máximas del campo magnético transversal respectivamente. Un valor de $p = +1$ indica polarización circular de mano derecha con respecto a la dirección del

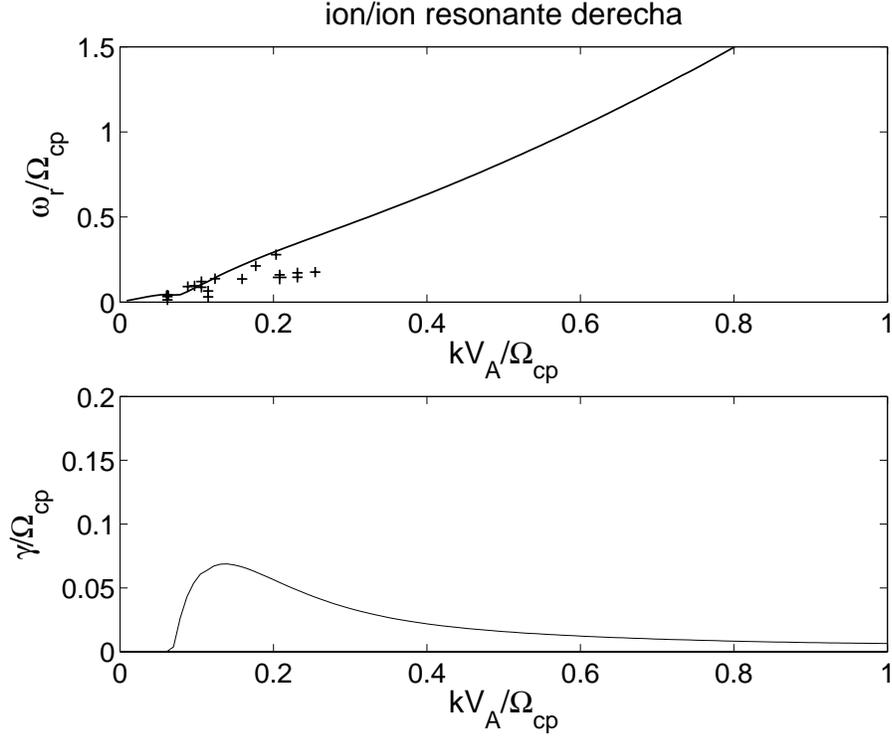


Figura 4.3: (arriba) Curva de dispersión cinética para propagación cuasiparalela $\theta_{Bok} < \sim 20^\circ$ en línea sólida (número de onda k normalizado con respecto a $(\Omega_{cp}/V_A)^{-1}$ vs frecuencia real ω_r , normalizada con respecto a la frecuencia de ciclotrón del protón Ω_{cp}) para la inestabilidad ion/ion resonante derecha obtenida utilizando mediciones de campo magnético y densidad de Cluster para 18 de febrero de 2002 entre 08:05-08:35 UT (ver cuadro 4.2). Las cruces muestran las características de dispersión de los shocklets observados para el intervalo de estudio seleccionado obtenido utilizando la técnica del telescopio de ondas. (abajo) Taza de crecimiento de la inestabilidad γ normalizada con respecto a la frecuencia de ciclotrón del protón Ω_{cp} vs número de onda k en unidades normalizadas.

campo magnético (esto es, en el mismo sentido de giro de los electrones), $p = 0$ polarización lineal, y $p = -1$ polarización circular de mano izquierda (en el sentido de giro de los iones). Dado que p depende de la frecuencia, el signo de polarización cambiará cuando la frecuencia en el marco del plasma sea negativa. En este trabajo, clasificaremos los puntos con polarización derecha cuando $p > 0.176$ (es decir, $\phi > 10^\circ$), polarización izquierda si $p < -0.176$ (es decir, $\phi < -10^\circ$) y lineal si $-0.176 < p < 0.176$. Por otra parte, en este trabajo sólo estamos interesados en comparar los puntos de dispersión experimentales con el modo de propagación cuasi-paralelo, por lo que sólo seleccionamos los puntos con polarización derecha que tuvieron ángulos de propagación $\theta_{Bok} < 20^\circ$.

Como se puede apreciar en las figuras 4.3 y 4.4, es muy notorio que las ondas de baja frecuencia con polarización derecha (frecuencias $f \sim 0.03$ Hz en el marco del plasma) se ajustan muy bien en la región donde el crecimiento de la onda es positivo, esto es, donde $\gamma > 0$. Es importante enfatizar que los puntos experimentales mostrados en dichas figuras corresponden a las propiedades de dispersión de ondas de baja frecuencia representados

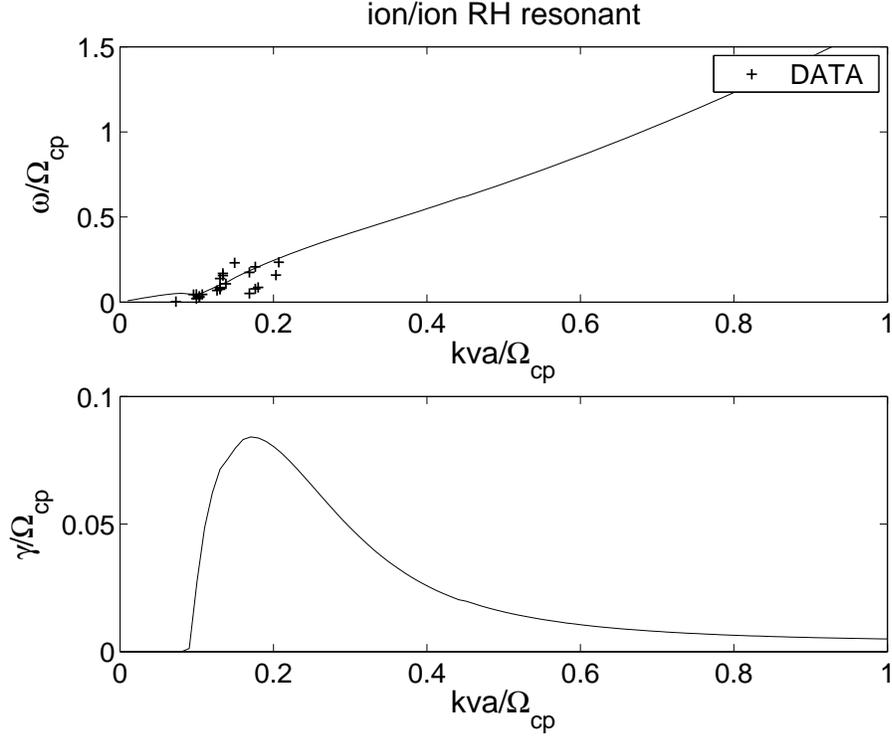


Figura 4.4: *Misma explicación que para la figura 4.3, excepto para el intervalo 20 Febrero 2002 de 17:00 a 17:30.*

por los llamados *shocklets*. Esto significa que la fuente de energía libre que genera el crecimiento de los shocklets derechos es un haz relativamente frío reflejado en combinación con el viento solar y por tanto, estas ondas de baja frecuencia son producidas via la inestabilidad resonante derecha. En contraste, los datos de dispersión asociados a las ondas de altas frecuencias como los paquetes discretos de ondas y las ondas aisladas de 1 Hz con polarización derecha en el marco de la nave no presentaron una buena correlación con las curvas teóricas de dispersión ion/ion resonante derecha. Como ejemplo se proporciona la gráfica de la figura 4.5, correspondiente al día 20 de febrero de 2002, en la cual se observa que los datos no se ajustan a las curvas teóricas. Esto sólo nos indica que no podemos atribuirle un origen a dichas ondas usando análisis de dispersión cinético.

Por otro lado, la inestabilidad resonante izquierda se origina a partir de la interacción entre una distribución mucho más caliente (distribución difusa) con una temperatura $T_b=100 T_c$ y una densidad $n_b=0.01 n_c$. Los parámetros de plasma utilizados como *input* para reproducir la inestabilidad resonante ion/ion izquierda se reportan en el cuadro 4.3 para los intervalos de interés. Las líneas sólidas en las figuras 4.6, 4.7 y 4.8 representan las curvas teóricas para la inestabilidad resonante ion/ion izquierda. Hemos también graficado

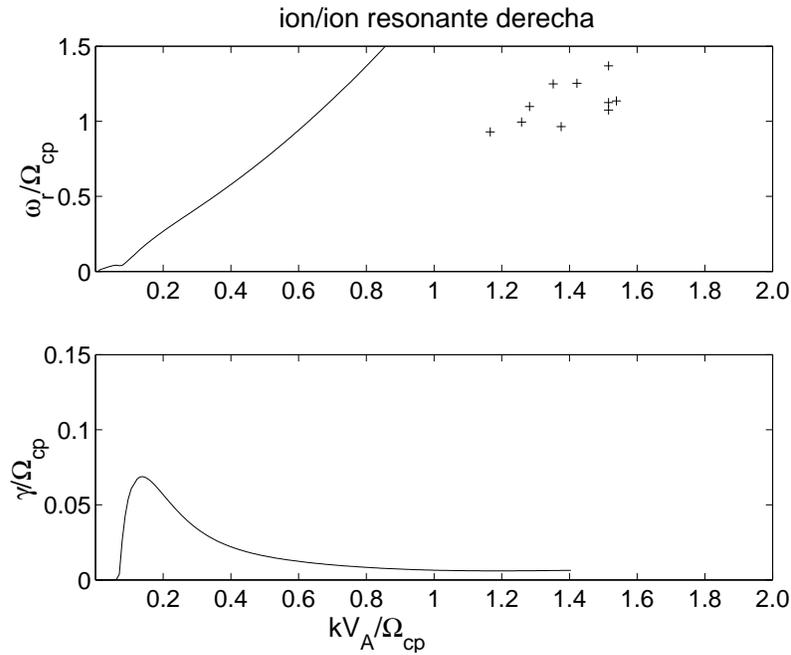


Figura 4.5: (arriba) Curva de dispersión cinética para propagación cuasiparalela $\theta_{Bok} < \sim 20^\circ$ en línea sólida (número de onda k normalizado con respecto a $(\Omega_{cp}/V_A)^{-1}$ vs frecuencia real ω_r normalizada con respecto a la frecuencia de ciclotrón del protón Ω_{cp}) para la inestabilidad ion/ion resonante derecha obtenida utilizando mediciones de campo magnético y densidad de Cluster para 20 de febrero de 2002 entre 17:00-17:30 UT (ver cuadro 4.2). Las cruces muestran las características de dispersión de ondas de altas frecuencias ~ 1 Hz observadas para el intervalo de estudio seleccionado obtenido utilizando la técnica del telescopio de ondas. (abajo) Taza de crecimiento de la inestabilidad γ normalizada con respecto a la frecuencia de ciclotrón del protón Ω_{cp} vs número de onda k en unidades normalizadas.

Parámetros	18Feb2002 08:05-08:35 UT	20Feb2002 17:00-17:30 UT
B_0 (nT)*	9.55	10.69
$n(cm^3)$ *	9	5.69
$T_c(10^5 K)$	2.1	6
β_c	0.68	1.03
β_{plasma}	1.36	2.06
$V_A(km/s)$ *	69	97.75
v_0	$2.8V_A$	$2.5V_A$
n_b	$0.01n_c$	$0.01n_c$
T_b	$100T_c$	$100T_c$

Cuadro 4.3: Observaciones de Cluster e input del programa que resuelve la relación de dispersión para la inestabilidad ion/ion resonante izquierda

con cruces las frecuencias y los números de ondas determinados experimentalmente con la técnica del Telescopio. Para esta inestabilidad, hemos aislado los puntos izquierdos ($p < -0.176$) con propagación cuasi-paralela siguiendo el mismo criterio para el ángulo de propagación que en la inestabilidad resonante derecha.

El hecho de que las ondas izquierdas de baja frecuencia (shocklets) se ajusten muy bien dentro de las curvas cinéticas teóricas dentro de la región máxima de crecimiento (ver figuras 4.6 y 4.7) nos permite proponer un escenario similar al del origen de los shocklets derechos, a diferencia de que en este caso la interacción de una distribución difusa con el viento solar es lo que da lugar al crecimiento de los shocklets con polarización intrínseca izquierda que observan los satélites. Eventualmente podría ocurrir que las distribuciones de partículas que inicialmente dieron origen a los shocklets derechos y/o izquierdos experimenten dispersión del ángulo de paso via interacción onda-partícula. Este fenómeno podría explicar las poblaciones de iones alineados al campo intermedios y los iones giratorios que fueron observados por el experimento de plasma abordado de Cluster (CIS-HIA) en asociación con las ondas que han sido descritas en esta sección. Sin embargo, dejaremos el análisis más detallado sobre las distribuciones de iones asociadas a los shocklets para trabajo futuro.

Finalmente, el análisis dispersivo mediante la inestabilidad ion/ion resonante izquierda de las ondas de alta frecuencia demuestra que las ondas de alta frecuencia de 1 Hz aisladas ($f \sim 1$ Hz, marco nave) no presentaron una buena correspondencia con esta inestabilidad. En la figura 4.8 se presenta como ejemplo la curva de dispersión para el día 18 de febrero de 2002, en la cual no hay ningún ajuste entre los datos y la curva. El hecho de que las ondas de alta frecuencia no pudieran ser ajustadas a la inestabilidad izquierda ni a la derecha descarta la posibilidad de que estas ondas puedan ser generadas por la interacción del viento solar con un haz alineado o intermedio-difuso. Este resultado refuerza la tesis de Orłowski et al. [1995], la cual señala que ondas con frecuencias de alrededor de 1 Hz pueden generarse en los choques de proa planetarios para posteriormente sufrir un amortiguamiento conforme se alejan del choque.

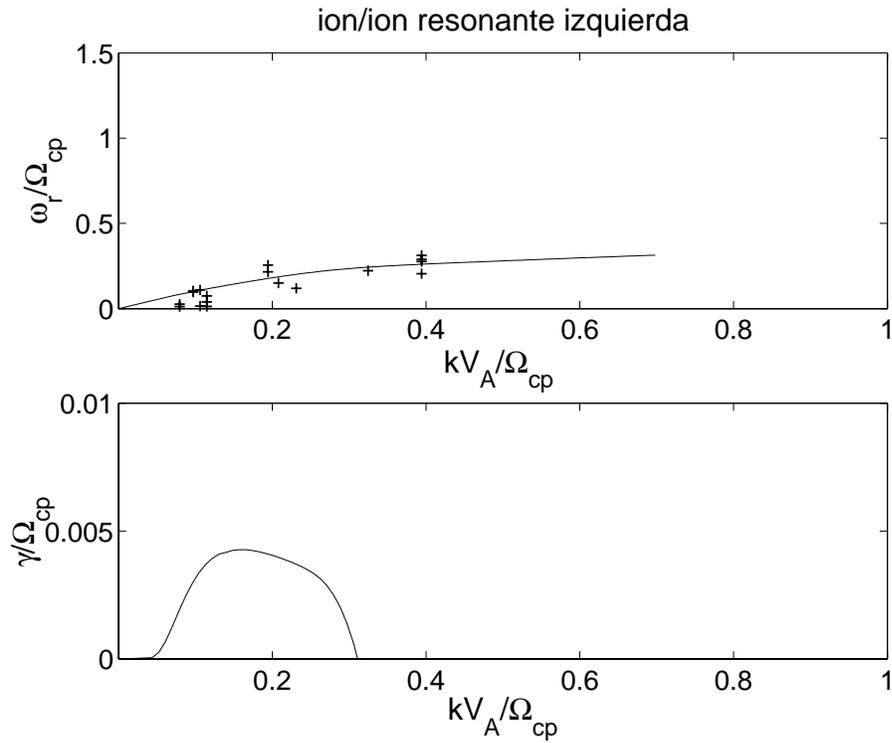


Figura 4.6: Curva de dispersión cinética para propagación cuasiparalela $\theta_{Bok} < \sim 20^\circ$ en línea sólida (número de onda k normalizado con respecto a $(\Omega_{cp}/V_A)^{-1}$ vs frecuencia real ω_r normalizada con respecto a la frecuencia de ciclotrón del protón Ω_{cp}) para la inestabilidad ion/ion resonante izquierda obtenida utilizando mediciones de campo magnético y densidad de Cluster para 18 de febrero de 2002 entre 08:05-08:35 UT (ver cuadro 4.3). Las cruces muestran las características de dispersión de los shocklets observados para el intervalo de estudio seleccionado obtenido utilizando la técnica del telescopio de ondas. (abajo) Taza de crecimiento de la inestabilidad γ normalizada con respecto a la frecuencia de ciclotrón del protón Ω_{cp} vs número de onda k en unidades normalizadas.

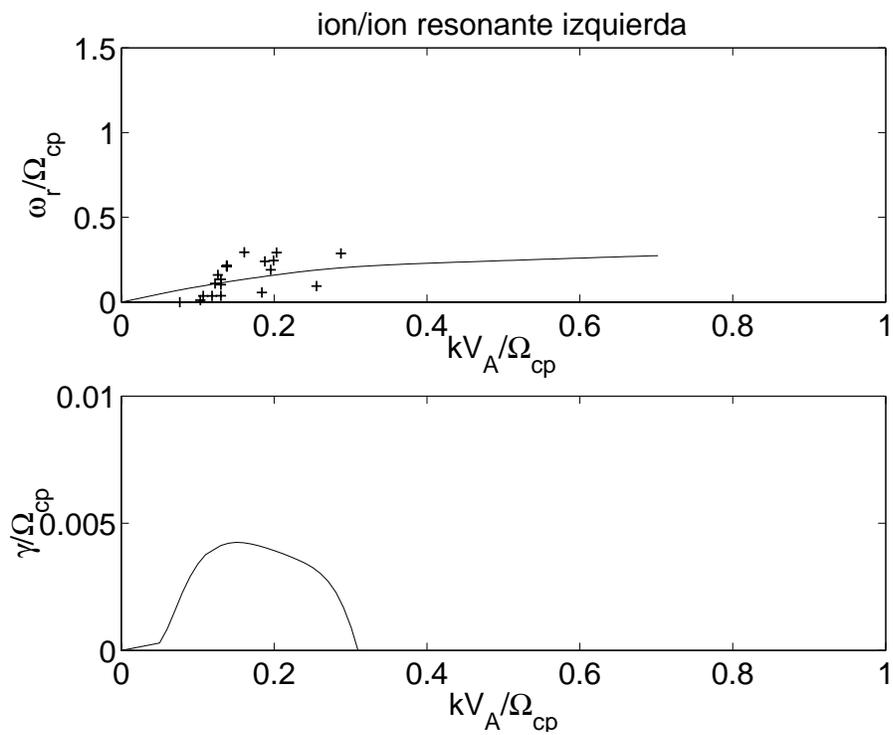


Figura 4.7: *Misma explicación que para la figura 4.6, excepto para el intervalo 20 Febrero 2002 de 17:00 a 17:30.*

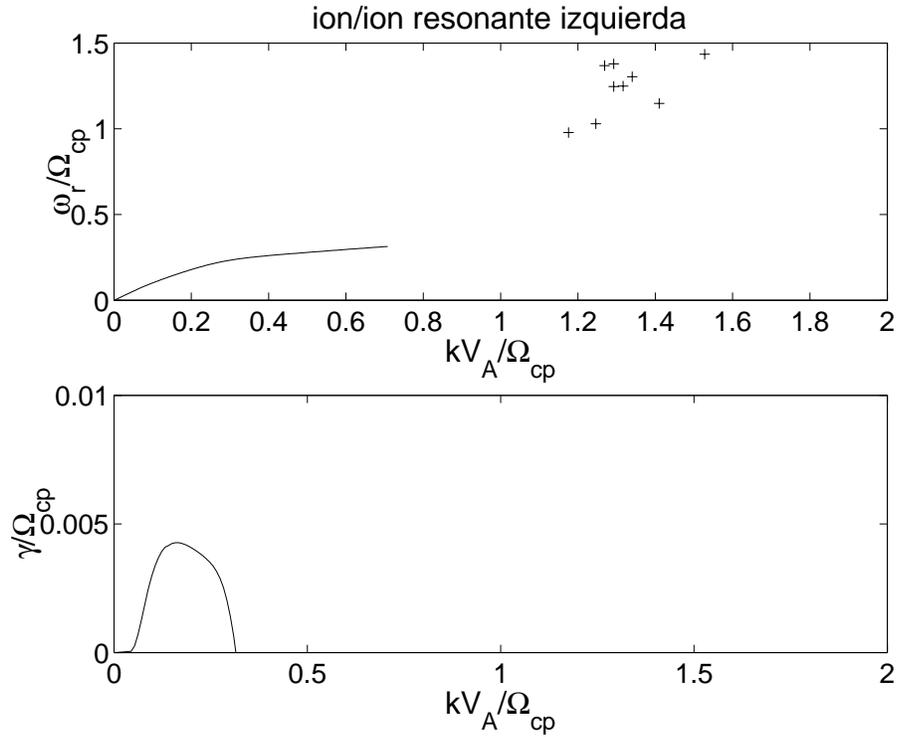


Figura 4.8: (arriba) Curva de dispersión cinética para propagación cuasiparalela $\theta_{Bok} < \sim 20^\circ$ en línea sólida (número de onda k normalizado con respecto a $(\Omega_{cp}/V_A)^{-1}$ vs frecuencia real ω_r normalizada con respecto a la frecuencia de ciclotrón del protón Ω_{cp}) para la inestabilidad ion/ion resonante izquierda obtenida utilizando mediciones de campo magnético y densidad de Cluster para 18 de febrero de 2002 entre 08:05-08:35 UT (ver cuadro 4.3). Las cruces muestran las características de dispersión de ondas de altas frecuencias ~ 1 Hz observadas para el intervalo de estudio seleccionado obtenido utilizando la técnica del telescopio de ondas. (abajo) Taza de crecimiento de la inestabilidad γ normalizada con respecto a la frecuencia de ciclotrón del protón Ω_{cp} vs número de onda k en unidades normalizadas.

Capítulo 5

RESUMEN Y CONCLUSIONES

El Antechoque Terrestre es una región de gran interés para el estudio no sólo de plasmas espaciales, sino de plasmas en general. Desde su descubrimiento en la década de los 70's, el estudio y la identificación de las ondas y distribuciones de partículas que permean esta región ha sido un tema al que se le ha prestado mucha atención. Esto, debido a que es a partir de estos fenómenos que podemos estudiar con más detalle procesos cinéticos que aunque surgen a partir de desequilibrios de funciones de distribución maxwellianas, eventualmente dan origen a cambios de gran escala que de ninguna otra forma podrían llevarse a cabo en un plasma no colisional como lo son los plasmas espaciales. Además, el hecho de que esta región se encuentre río arriba del choque cuasiparalelo terrestre lo hace aún más interesante, pues esta geometría tan especial hace que el viento solar convectado a través del medio interplanetario comience a experimentar cambios en sus propiedades aún antes de su encuentro con el choque terrestre vía interacciones de tipo cinético onda-partícula.

Dada la importancia de los fenómenos en la escala de iones en la dinámica del plasma del Antechoque Terrestre, en la presente tesis nos interesó hacer un análisis más detallado de ondas que fueron observadas por las misiones ISEE y Cluster en el Antechoque así como también estudiar el origen de las mismas mediante un enfoque cinético. Para ello, en el capítulo 2 se hizo un resumen de las ecuaciones básicas que usa la Teoría Cinética de Plasmas y se demostró que en un plasma con los parámetros físicos del plasma del Antechoque Terrestre pueden originarse tres inestabilidades : la inestabilidad ion/ion resonante derecha, la ion/ion resonante izquierda y la ion/ion no resonante. Posteriormente en el capítulo 3 se obtuvieron primero los datos experimentales de las dos naves de ISEE haciendo uso de las técnicas de Mínima Variación, Análisis de Fourier y Correlación cruzada y por otra parte, los datos de dispersión observados por Cluster se obtuvieron mediante la Técnica del Telescopio de Ondas, una técnica novedosa desarrollada específicamente para las 4 naves gemelas de esta misión.

En el capítulo 4 se obtuvieron las curvas de dispersión cinéticas de las inestabilidades ion/ion resonante derecha y ion/ion resonante izquierda mediante la solución computacional de la ecuación de dispersión cinética para lo cual se usaron como datos los parámetros de plasma observados por ISEE y Cluster. Finalmente, en este mismo capítulo se compararon las características experimentales de las ondas (frecuencia y número de onda) observadas por las misión ISEE y Cluster con propiedades dispersivas de inestabil-

idades que, de acuerdo con la Teoría Cinética de Plasmas, podrían surgir en un plasma con las características del plasma que permea el Antechoque Terrestre. Al confrontar los datos experimentales de las inestabilidades con ondas de alta frecuencia alrededor de 1 Hz no se encontró una buena correlación. Sin embargo, las frecuencias y números de onda de los *shocklets* y ondas de 30 segundos *versus* las frecuencias y números de onda teóricos presentaron una muy buena correlación. Estos resultados nos permiten proponer los siguientes escenarios sobre las ondas observadas:

1. Las ondas de 30 segundos y los shocklets con polarización derecha en el marco del plasma observados por las misiones Cluster y ISEE deben su origen a la interacción del viento solar con un haz de iones que ha sido reflejado en el choque (inestabilidad cinética ion/ion resonante derecha). Esta conclusión simplemente refuerza trabajos comparativos previos.

2. El origen más probable de los shocklets con polarización izquierda (marco plasma) observados por la misión Cluster se atribuye a la inestabilidad cinética ion/ion resonante izquierda, en la que un haz caliente que ha sufrido dispersión en su ángulo de paso (distribución difusa) interactúa con un haz alineado al campo como el del viento solar. Este resultado es muy importante, pues comprueba propuestas previas [Blanco-Cano y Schwartz, 1997] en las que se habla sobre el posible origen de ondas compresivas vía la inestabilidad resonante izquierda y descarta viejos paradigmas que señalan el origen de ondas compresivas tipo *shocklets* como resultado de la evolución de ondas cuasimonocromáticas que incluso podrían tener polarización derecha (marco plasma). El estudio de ondas con polarización izquierda en el marco de plasma es también un aspecto destacable de este estudio, pues estas ondas han sido muy poco estudiadas en gran parte porque tienen un menor índice de ocurrencia. Sin embargo su importancia es muy grande, pues por ejemplo, se sabe que las ondas izquierdas que se presentan en estructuras tipo *SLAMS* son las que contribuyen a la reformación de choques planetarios.

3. El origen de las ondas de 1 Hz observadas por Cluster no se pudo explicar vía ninguna de estas inestabilidades, lo cual refuerza hipótesis previas sobre ondas de altas frecuencias que surgen en los choques planetarios y que eventualmente sufren amortiguamiento en vez de crecer conforme se alejan de este [Orlowski et al., 1995]. Esta parte del estudio sólo confirma que se tiene todavía un gran trabajo por hacer para desentrañar el origen de las ondas de 1 Hz en choques espaciales.

Asimismo, este trabajo servirá como base para trabajos futuros, en los que pretendemos estudiar choques interplanetarios (IP). A diferencia del choque terrestre, los choques interplanetarios han sido mucho menos estudiados, en parte por el limitado número de naves que han mapeado el medio interplanetario y también debido a la enorme desventaja de que sólo hemos contado con misiones que constan de una sola nave. Existen una gran variedad de fenómenos asociados a los choques tanto interplanetarios como planetarios. Dentro de estos, un fenómeno muy interesante en los choques IP es el hecho de que contribuyen a la generación de partículas energéticas (SEPs, del inglés *Solar Energetic Particles*) y son responsables también de la aceleración de eventos de SEPs graduales. La identificación de ondas cerca de los choques es de gran importancia pues por ejemplo actualmente se cree que la amplificación de ondas en los choques IP tienen un impacto en la aceleración de SEPs y su transporte [Ng et al, 2003]. Así por ejemplo, recientemente el crecimiento de ondas ha explicado las variaciones temporales tan complicadas de las

abundancias elementales de los SEPs [Tylka, et al. 1999 y 2005]

La reciente misión STEREO lanzada en octubre de 2006 nos permitirá con sus dos naves gemelas *triangular* y monitorear choques impulsados por eyecciones de masa coronal (CME) desde la corona solar hasta una distancia de 1 UA, así como también mapear la estructura interna de los choques, de tal forma que podremos adquirir una visión 3D de los fenómenos transitorios que ocurren en el espacio interplanetario hasta 1 UA.

Parte de nuestra investigación futura se enfocará en un análisis comparativo de las características de un choque planetario (en este caso el de la Tierra) con los resultados obtenidos sobre el estudio de choques interplanetarios. Para ello, se analizarán datos de la misión Cluster en la región cercana al choque de proa terrestre, así como datos de los cruces de choques IP efectuados por STEREO y/o naves aisladas como WIND y ACE.

Apéndice A

Función de Dispersión

Puesto que muchas funciones de distribución de orden cero son Maxwellianas o derivadas de una Maxwelliana es conveniente definir una función de dispersión de plasma, la cual en esta tesis estará dada por:

$$Z(\zeta) \equiv \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx \exp(-x^2)}{x - \zeta} \quad (\text{A.1})$$

donde ζ es una variable compleja y la integración se lleva a cabo sobre el contorno de Landau, es decir, pasa por la singularidad $x = \zeta$

Las propiedades analíticas y numéricas de esta función se discuten en Fried y Conte [1961]. En esta sección sólo mencionaremos que la función de dispersión del plasma, cuando tiene un argumento pequeño $|\zeta| \ll 1$ se puede expresar mediante una expansión del siguiente tipo:

$$Z(\zeta) = i\sqrt{\pi} \exp(-\zeta^2) - 2\zeta[1 - 2\zeta^2/3 + 4\zeta^4/15] \quad (\text{A.2})$$

La expansión asintótica para términos $|\zeta| \gg 1$ corresponde a:

$$Z(\zeta) \simeq i\sqrt{\pi}\sigma \exp(-\zeta^2) - \frac{1}{\zeta} \left[1 + \frac{1}{2\zeta^2} + \frac{3}{4\zeta^4} \right] \quad (\text{A.3})$$

donde

$$\sigma = 0 \text{ si } \text{Im}\zeta > 0 \quad (\text{A.4})$$

$$\sigma = 1 \text{ si } \text{Im}\zeta = 0 \quad (\text{A.5})$$

$$\sigma = 2 \text{ si } \text{Im}\zeta < 0 \quad (\text{A.6})$$

Apéndice B

Método de órbitas no perturbadas

Sean las condiciones iniciales de posición $\mathbf{x}(t)$ y velocidad $\mathbf{v}(t)$ de una partícula cargada. Para obtener la órbita no perturbada de dicha partícula, es decir la órbita de la partícula sujeta a fuerzas de orden cero, que se mueve en un campo magnético uniforme $\mathbf{B}_o = \hat{z}B_o$ podemos resolver la ecuación de movimiento $\mathbf{F}_j = m_j \mathbf{a}_j(t')$ donde \mathbf{F}_j es el coeficiente del término $\partial f_j^{(1)}/\partial \mathbf{v}$ de la ecuación cinética lineal, en este caso, de la ecuación de Vlasov, y que corresponde a $(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c})$. Así, resolviendo la ecuación de movimiento obtenemos:

$$v_x(t') = v_{\perp} \cos(\Omega_j \tau - \phi) \quad (\text{B.1})$$

$$v_y(t') = -v_{\perp} \sin(\Omega_j \tau - \phi) \quad (\text{B.2})$$

$$v_z(t') = v_z \quad (\text{B.3})$$

y

$$x(t') = x(t) + (v_{\perp}/\Omega_j)[\sin(\Omega_j \tau - \phi) + \sin\phi] \quad (\text{B.4})$$

$$y(t') = y(t) + (v_{\perp}/\Omega_j)[\cos(\Omega_j \tau - \phi) - \cos\phi] \quad (\text{B.5})$$

$$z(t') = z(t) + v_z \tau \quad (\text{B.6})$$

donde $\tau \equiv t' - t$

Apéndice C

Evaluación de integrales

A continuación explicaremos un procedimiento para evaluar integrales del tipo:

$$A_j(\mathbf{k}, \omega) = \frac{i}{n_j} \int d^3v f_j^{(M)}(v) \int_{-\infty}^0 d\tau \exp[ib_j(\tau, \omega)] \quad (\text{C.1})$$

donde $f_j^{(M)}(v)$ está dado por la ecuación (2.14) y $b_j(\tau, \omega)$ por $\mathbf{k} \cdot (\mathbf{x}' - \mathbf{x} - \omega\tau)$.

Utilizaremos coordenadas cilíndricas en velocidad y primero integraremos sobre τ . Para ello utilizaremos la función de identidad de Bessel:

$$\exp(iz\cos\Phi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m \exp(\pm im\Phi) J_m(z) \quad (\text{C.2})$$

lo cual nos lleva a

$$\int_{-\infty}^0 d\tau \exp[ib_j(\tau, \omega)] = \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} \frac{i^{m-n} \exp[i(m-n)\phi] J_m(k_y v_{\perp}/\Omega_j) J_n(k_y v_{\perp}/\Omega_j)}{i(k_z v_z - \omega - m\Omega_j)} \quad (\text{C.3})$$

Puesto que $f_j^{(M)}(v)$ es independiente de el ángulo de velocidad azimutal ϕ , a continuación integramos con respecto a esta coordenada:

$$\int_0^{2\pi} d\phi \int_{-\infty}^0 d\tau \exp[ib_j(\tau, \omega)] = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{2\pi J_m^2(k_y v_{\perp}/\Omega_j)}{i(k_z v_z - \omega - m\Omega_j)} \quad (\text{C.4})$$

La integración de v_{\perp} se lleva a cabo mediante el uso de la integral definida:

$$\int_0^{\infty} dx x \exp(-\rho^2 x^2) J_p(\alpha x) J_p(\beta x) = \frac{1}{2\rho^2} \exp\left(-\frac{\alpha^2 + \beta^2}{4\rho^2}\right) I_p\left(\frac{\alpha\beta}{2\rho^2}\right) \quad (\text{C.5})$$

donde $I_p(x)$ es la función modificada de Bessel de orden p (Abramowitz y Stegun, 1964). Si la integración de v_z se toma sobre el contorno de Landau, $A_j(\mathbf{k}, \omega)$ puede ser expresada en términos de la función de dispersión del plasma del apéndice A como:

$$A_j(\mathbf{k}, \omega) = \frac{\exp(-\lambda_j)}{\sqrt{2}|k_z|v_j} \sum_{m=-\infty}^{\infty} I_m(\lambda_j) Z(\zeta_j^m) \quad (\text{C.6})$$

donde $\lambda_j = (k_y a_j)^2$ y $\zeta_j^m = (\omega + m\Omega_j)/\sqrt{2}|k_z|v_j$

Usando un procedimiento similar, se sigue entonces que

$$\begin{aligned} \frac{i}{n_j} \int d^3v f_j^{(M)}(v) \mathbf{v} \int_{-\infty}^0 d\tau \exp[ib_j(\tau, \omega)] &= \frac{\exp(-\lambda_j)}{\sqrt{2}|k_z|} i\hat{x} \frac{k_y v_j}{\Omega_j} \sum_{m=-\infty}^{\infty} [I_m(\lambda_j) - I'_m(\lambda_j)] Z(\zeta_j^m) \\ &- \hat{y} \frac{\Omega_j}{k_y v_j} \sum_{m=-\infty}^{\infty} m I_m(\lambda_j) Z(\zeta_j^m) - \frac{\hat{z}}{\sqrt{2}} \frac{|k_z|}{k_z} \sum_{m=-\infty}^{\infty} I_m(\lambda_j) Z'(\zeta_j^m) \quad (\text{C.7}) \end{aligned}$$

Bibliografía

Abramowitz, M. y I. A. Stegun, eds. (1964), Handbook of Mathematical Functions, Nacional Bureau of Standards, Washington, DC..

Asbridge, J. R., S. J. Bame, y I B. Strong, Outward flow of protons from the Earth's bow shock (1993), J. Geophys. Res., 98, 1461.

Balogh, A. C.M. Carr, M.H. Acuña, M.W. Dunlop, T.J. Beek, P. Brown, K. H. Fornacon, E. Georgescu, K.H. Glassmeier, J. Harris, G. Mussman, T. M. Oddy, y K. Schwingschuh (2001), The Cluster magnetic field investigation: Overview of inflight performance and initial results. Ann. Geophys., 19, 1207.

Barnes, A. (1970), Theory of generation of bow-shock-associated hydromagnetic waves in the upstream interplanetary medium, Cosmic Electrodyn., 1, 90.

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

Blanco-Cano, X., y S. J. Schwartz (1997), Identification of low frequency kinetic wave modes in the Earth's ion foreshock., Ann. Geophys., 15, 273

Blanco-Cano, X., G. Le y C.T. Russell (1999), Identification of foreshock waves with 3-s periods, J. Geophys. Res., 104, 4643.

Blanco-Cano, X., N. Omidi, y C. T. Russell (2006), Macrostructure of collisionless bow shocks: 2. ULF waves in the foreshock and magnetosheath, J. Geophys. Res., 111, A10205.

Brinca, A. L. (1991), Cometary linear instabilities: From profusion to prospective, in Cometary Plasma Processes, Geophys. Monogr. Ser., vol 61, edited by A. D. Johnstone, pp. 211-221, AGU, Washington, D.C..

Eastwood, J.P., et al. (2003), On the existence of Alfvén waves in the terrestrial foreshock, Ann. Geophys., 21, 1457.

Eastwood, J.P., A. Balogh, C. Mazelle, I. Dandouras y H. Rème (2004), Oblique propagation of 30 s period fas magnetosonic foreshock waves: A Cluster case study, Geophys. Res. Lett., 31, L04804.

Eastwood, J.P., A. Balogh, E. A. Lucek, C. Mazelle, y I. Dandouras (2005a), Quasimonochromatic ULF foreshock waves as observed by the four-spacecraft Cluster mission: 1. Statistical properties, J. Geophys. Res., 110, A11219.

Eastwood, J.P., E. A. Lucek, C. Mazelle, K. Meziane, Y. Narita, J. Pickett, y R. Treumann (2005b), The foreshock, Space Sci. Rev., 118, 41.

Eastwood, J.P., A. Balogh, E. A. Lucek, C. Mazelle, y I. Dandouras (2005c), Quasi-monochromatic ULF foreshock waves as observed by the four-spacecraft Cluster mission: 1. Oblique propagation, *J. Geophys. Res.*, 110, A11220.

Fairfield, D.H. (1974), Whistler waves observed upstream of collisionless shocks, *J. Geophys. Res.*, 79, 1368.

Fowler, R.A., B.J.Kotick, y R.D. Elliott (1967), Polarization análisis of natural and artificially induced geomagnetic micropulsations, *J. Geophys. Res.*, 72, 2871.

Fried, B.D. y S. P. Conte (1961), *The Plasma Dispersion Function*, Academic Press.

Fuselier, S.A et al. (1986), Gyrating and intermediate ion distributions upstream from the Earth's bow shock, *J. Geophys. Res.*, vol. 91, p. 91.

Fuselier, S.A. (1994), Suprathermal Ions Upstream and Downstream from the Earth's Bow Shock, in *Solar Wind Sources of Magnetospheric Ultra-Low-Frequency Waves*, Geophysical Monograph 81, 107.

Fuselier, S.A. (1995), Ion distributions in the Earth's foreshock upstream from the bow shock, *Adv. Space Res.*, 15(8-9), 43.

Gary, S., J.T Gosling, y D.W. Forslund (1981), The electromagnetic ion beam instability upstream of the Earth's bow shock, *J. Geophys. Res.*, 86,6691.

Gary, S. P., C. W. Smith, M.A. Lee, M.L. Goldstein, y D.W. Forslund (1984), Electromagnetic ion beam instabilities, *Phys. Fluids*, 27, 1952.

Gary, S. P., M F. Thomsen y S. A. Fuselier, (1986), Electromagnetic ion beam instabilities: Gyrophase bunched ions, *Phys. Fluids*, 29, 531.

Gary, S.P. (1993), *Theory of Space Plasma Microinstabilities*, Cambridge Univ. Press, New York.

Gary, S. P.(1991), Electromagnetic ion/ion instabilities and their consequences in space plasmas: A review, *Space Sci. Rev.*, 56, 373.

Glassmeier, K. H., et al.(2001), Cluster as a wave telescope- first results from the fluxgate magnetometer, *Ann. Geophys.*, 19, 1439.

Glassmeier, K. H.(2003), Correction to Cluster as a wave telescope- first results from the fluxgate magnetometer, K. H. Glassmeier et al., *Ann. Geophys.*, 21, 1071.

Gosling, J.T, et al (1982), Evidence for specularly reflected ions upstream from the quasi-parallel bow shock, *Geophys. Res. Lett.*, vol. 9, p. 1333.

Gurgiolo, C., G. K. Parks, y B. H. Mauk, (1983), Upstream gyrophase bunched ions: A mechanism for creation at the bow shock and the growth of velocity space structure through gyrophase mixing, *J. Geophys. Res.*, 88, 9093.

Hoppe, M. M., C.T. Russell, L.A. Frank, T.E. Eastman, y E.W. Greenstadt (1981), Upstream hydromagnetic waves and their association with backstreaming ion populations ISEE 1 and 2 observations, *J. Geophys. Res.* 86, 4471.

Hoppe, M. M., y C.T. Russell (1983), Plasma rest frame frequencies and polarizations of the low frequency upstream waves: ISEE 1 and 2 observations, *J. Geophys. Res.*, 88, 2021.

Kivelson, M. y C. T. Russell (1995), *Introduction to Space Physics*, Cambridge University Press, U.S.A.

Krauss-Varban, D. N. Omidí y K. G. Quest (1994), Mode properties of low-frequency waves: kinetic theory versus Hall-MHD, *J. Geophys. Res.*, vol. 99, no. A4, p. 5987.

Le, G.; Russell, C. T.; Thomsen, M. F.; Gosling, J. T. (1992a), Observations of a new class of upstream waves with periods near 3 seconds, *J. Geophys. Res.*, vol. 97, no. A3, 2917.

Le, G., y C. T. Russell (1992b), A study of ULF wave foreshock morphology, 1. ULF foreshock boundary, *Planet. Space Sci.*, 40, 1203

Le, G., y C. T. Russell (1992c), A study of ULF wave foreshock morphology, 2. Spatial variation of ULF waves, *Planet. Space Sci.*, 40, 1215.

Le, G., and C.T. Russell (1994), The morphology of ULF waves in the Earth's foreshock, in *Solar Wind Sources of Magnetospheric Ultra-Low-Frequency Waves*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 81, edited by M. J. Engebrestson, K. Takahashi, and M. Scholer, pp. 87-98, AGU, Washington, D.C

Le G., C.T. Russell, M.F. Thomsen y J.T Gosling (1992), Observations of a new class of upstream waves with periods near 3 seconds, *J. Geophys. Res.*, vol. 97, no. A3, p. 2917.

Mazelle, C. D. LeQuèau, y K. Meziane (2000), Nonlinear wave-particle interaction upstream from the Earth's bow shock, *Nonlinear Processes Geophys.*, 7, 185.

Mazelle, C., et al. (2003), Production of gyrating ions from nonlinear wave-particle interaction upstream from Earth's bow shock: A case study from Cluster-CIS, *Planet. Space Sci.*, 51, 785-795.

Mazelle, C., K. Meziane, M. Wilber y D. LeQuèau (2005), Field-aligned and Gyration Ion Beams in a Planetary Foreshock, in *The Physics of Collisionless Shocks: 4th Annual IGPP International Astrophysics Conference*, pp. 89-94, Am. Inst. of Phys., College Park, Md.

Meziane, K., et al. (1997), Wind observations of gyrating ion distributions and low frequency waves upstream from the Earth's Bow Shock. *Adv. Space Res.* 20(4), 703.

Meziane, K., C. Mazelle, R.P. Lin, D. LeQuèau, D.E. Larson, G. K. Parks, y R. P. Lepping (2001), Three-dimensional observations of gyrating ion distributions far upstream from the Earth's bow shock and their associated low frequency waves, *J. Geophys. Res.*, 106, 5731.

Meziane, K., et al. (2004), Simultaneous observations of field-aligned beams and gyrating ions in the terrestrial foreshock, *J. Geophys. Res.*, 109, A05107.

Montschmann, U., et al. (1996), Wavelength and direction filtering by magnetic measurements at satellite arrays: Generalized minimum variance analysis, *J. Geophys. Res.*, 101, 4961.

Narita, Y., K. H. Glassmeier, S. Schäfer, U. Motschmann, K. Sauer, I. Dandouras, K. H. Fornacon, E. Georgescu, y H. Rème (2003). Dispersion analysis of ULF waves in the foreshock using cluster data and the wave telescope technique, *Geophysical Research Letters*, Vol. 30, No. 13, 1710.

Narita, Y., y K. H. Glassmeier (2005), Dispersion analysis of low-frequency waves through the terrestrial bow shock, *J. Geophys. Res.*, 110, A12215.

Nariyuki, Yasuhito y T. Hada (2005), Self-generation of phase coherence in parallel Alfvén turbulence, *Earth Planets Space*, 57, e9-e12.

Orlowski, D.S, C.T. Russell, D. Krauss Varban, N. Omidí y M.F. Thomsen (1995), Damping and spectral formation of upstream whistlers, *J. Geophys. Res.* Vol. 100, Issue A9, p. 17117.

Oppenheim, A. V., A. S. Willsky y S. H. Nawab (1997), *Señales y Sistemas*, Ed. Pearson- Prentice Hall, 2a ed., México.

Paschmann, G., N. Sckopke, I. Papamastorakis, J.R. Asbridge, S.J. Bame, y J. T. Gosling (1981), Characteristics of reflected and diffuse ions upstream from the Earth's bow shock, *J. Geophys. Res.*, 86, 4355.

Pincon, J. L., y F. Lefevre (1991), Local characterization of homogeneous turbulence in a space plasma from simultaneous measurement of field components at several points in space, *J. Geophys. Res.*, 96, 1789.

Powell, M. J. D. (1970), A Fortran Subroutine for Solving Systems of Nonlinear Algebraic Equations, *Numerical Methods for Nonlinear Algebraic Equations*, P. Rabinowitz, ed., Ch.7.

Russell, C.T. (1978), The ISEE 1 and 2 fluxgate magnetometers, *ISEE Trans. Geosci. Electron.*, GE-16, 239.

Russell, C.T. (1988), Multipoint measurements of upstream waves, *Adv. Space Res.*, 8(9-10), 147.

Russell, C.T., ed. (1995), *Physics of Collisionless Shocks*, *Adv. Space Res.*, 15(8-9), 544.

Russell, C.T. (2008), en vías de ser publicado, *Upstream Whistler Mode Waves at Planetary Bow Shocks: A Brief Review*.

Schwartz, S.J., M. F. Thomsen, y J. T. Gosling (1983), Ions upstream of the Earth's bow shock: A theoretical comparison of alternative source populations, *J. Geophys. Res.*, 88, 2039.

Schwartz, S. J y D Burgess (1984), On the theoretical/observational comparison of field-aligned beams in the earth's foreshock, *J. Geophys. Res.*, 89, 2381.

Sonnerup, B. U. O., y L. J. Cahill, Jr. (1967), Magnetopause structure and altitude from Explorer 12 observations, *J. Geophys. Res.*, 72, 171.

Sonnerup, B. U. O. (1969) Acceleration of particles reflected at a shockfront, *J. Geophys. Res.*, 74, 1301.

Sonnerup, U. Ö., Scheible, M. (1998), Minimum and maximum variance analysis. In: Pashmann, G., Daly, W., (Eds.), *Analysis Methods for Multi-spacecraft Data*. ISSI Scientific Report.

Stix, T. H. (1992), *Waves in plasmas*, American Institute of Physics, New York.

Thomsen, M. F., J. T. Gosling, S.J. Bame y C.T. Russell (1985), Gyration ions and large-amplitude monochromatic MHD waves upstream of the Earth's bow shock, *J. Geophys. Res.*, Vol. 90, p. 267.

Ward, A. K., D. A. Bryant, T. Edwards, D. J. Parker, A. O'Hea, T. J. Patrick, P. H. Sheater, K. P. Barnsdale, y A. M. Cruise (1985), *The AMPTE-UKS spacecraft*, IEEE

Trans. Geosci. Remote Sensing, GE-23, p. 202.

Winske, Dan y S. P. Gary (1986), Linearly polarized magnetic fluctuations at comet Giacobini-Zinner, J. Geophys. Res., p. 13699.