



1 2ej. 03093

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

UNIDAD ACADEMICA DE LOS CICLOS PROFESIONAL Y POSGRADO.
COLEGIO DE CIENCIAS Y HUMANIDADES.

POSGRADO EN GEOFISICA
SEDE: INSTITUTO DE GEOFISICA

PROPAGACION Y GENERACION DE LAS PULSACIONES P12 EN LA MAGNETOSFERA TERRESTRE

Tesis que para obtener el grado de
DOCTOR EN GEOFISICA
(Estudios Espaciales)

presenta:

JOSE LOPEZ CRUZ ABEYRO

MEXICO, D.F.

14 OCTUBRE DE 1998

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

265952



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Dedico este trabajo mi esposa que tanto me ha impulsado y apoyado desde que nos conocemos, Aurora gracias.

Lo dedico también a mis hijas Claudia Aurora, Angélica Raquel y Denali Alejandra que siempre han creído en mí.

A mi padre José que en paz descanse.

Y a mi madre Raquel.

Agradecimientos

Quiero agradecer a todos aquellos que de una u otra forma contribuyeron a que este trabajo llegara a su etapa final. En particular quiero agradecer a mi asesora la Dra. Silvia Bravo por su apoyo constante durante el desarrollo de este trabajo, también agradezco al Dr. Ennio Sánchez por haber sido mi asesor externo y haber revisado en detalle mi tesis, También quiero agradecer al Dr. Gordon Rostoker de la Universidad de Alberta en Canadá por su apoyo con los datos de la red CANOPUS y varias discusiones de mi trabajo en congresos que he asistido. Por otro lado, quiero agradecer al Dr. John Olson de la Universidad de Fairbanks en Alaska por su apoyo en el desarrollo de los programas de análisis de polarización de mis señales, agradezco también al Dr. John Samson por varias discusiones de mi trabajo en congresos a los cuales he asistido. Y finalmente a los miembros del jurado: Dr. Héctor Pérez de Tejada, Dr. Roman Pérez Enríquez, Dr. Julio Martinell, Dr. Miguel Angel Herrera, Dra. Virginia Silbergleit y Dr. Enrique Gómez Treviño.

PROPAGACION Y GENERACION DE LAS PULSACIONES Pi2 EN LA MAGNETOSFERA TERRESTRE

José López Cruz Abeyro

Resumen

El objetivo de la tesis es el estudio de las pulsaciones geomagnéticas tipo Pi2 registradas en la estación de Teoloyucan y la red CANOPUS en Canadá durante algunos días de noviembre de 1995 y algunos de enero y febrero de 1996. El propósito del estudio es evaluar la propagación de este tipo de señales en la estación de Teoloyucan en el marco de los modelos teóricos actualmente aceptados. La tesis se divide en cuatro partes: La primera consiste en el capítulo 1 y capítulo 2, los cuales proporcionan el respaldo teórico necesario para el resto de la tesis. El capítulo 1 introduce a la descripción y generación del campo geomagnético, la formación de la magnetosfera esto es, sus diferentes regiones y sistemas de corrientes y las perturbaciones magnetosféricas relevantes relacionadas con la generación de las pulsaciones Pi2. El capítulo 2 discute las propiedades y características de las pulsaciones geomagnéticas y una introducción a su generación y propagación.

La segunda parte del trabajo consiste del capítulo 3 relacionado a los más recientes estudios de pulsaciones Pi2 a diferentes longitudes y latitudes en dos importantes redes de estaciones, la red del meridiano 210° y la del British Geological Survey.

La tercera parte de la tesis consiste del capítulo 4 relacionado al estudio de las observaciones de pulsaciones Pi2 registradas en la estación de Teoloyucan y la red de estaciones CANOPUS. Se hace un análisis estadístico para ver el comportamiento de las amplitudes máximas y totales y una evaluación de la duración de los eventos para ver cuanto dura oscilando la cavidad magnetosférica. Se muestra también los resultados del análisis de polarización de las señales elegidas para evaluar su propagación dentro de la magnetosfera hacia la superficie de la Tierra.

La cuarta y última parte consiste del capítulo 5 relacionada a la discusión y conclusiones de la tesis. Del análisis de los datos del capítulo 4 es posible ver que las señales observadas la teoría de cavidad resonante y las Pi2 observadas muestran un importante pico espectral de potencia relacionado al modo natural de oscilación de la cavidad.

PROPAGATION AND GENERATION OF THE Pi2 PULSATIONS IN THE EARTH MAGNETOSPHERE

José López Cruz Abeyro

Abstract

The objective of the present work is the study of the geomagnetic pulsations type Pi2 recorded in the Teoloyucan station and the network of stations CANOPUS in Canada during some days of November of 1995 and some days of January and February of 1996. The purpose of the study is to evaluate the propagation of this kind of signal at the Teoloyucan station in the frame of the theoretical models actually accepted.

The thesis is divided in four mayor parts: The first part consist of chapter 1 and chapter 2. It provides the necessary background for the rest of the thesis. Chapter one gives some introduction to the description and generation of the geomagnetic field, the formation of the magnetosphere together their formation regions and the current systems and the relevant terrestrial magnetospheric disturbances related with the generation of the Pi2 pulsations. Chapter 2 discusses the characteristics and properties of the geomagnetic micropulsations and some introduction to their generation and propagation.

The second part of the work consist of Chapter 3, it is related to the more recent studies of Pi2 pulsations at different latitudes and longitudes in two important networks of stations, 210° meridian chain and the British Geological Survey chain.

The third part of the thesis consist of chapter 4 which is related to the study of the observations of Pi2 pulsations recorded at Teoloyucan station and CANOPUS network of stations. In this part I did some statistical calculations to see the amplitude behavior of the signals and the evaluation of the duration of the events to see how long is oscillating the cavity region. I also show the results of the analysis of polarization to the selected events to evaluate the propagation of the signals.

The fourth part of the work consist of the chapter 5, related to the discussion and conclusions of the thesis. From the analysis of the data in the chapter 4 it is possible to see that the observed signals support the theory of resonant cavity and these Pi2 observed show one important power spectral peak related to the natural mode of the resonant plamaspheric cavity.

Introducción

El fenómeno de subtormenta magnetosférica es uno de los eventos más complicados de la física magnetosférica debido a que involucra una gran variedad de procesos diferentes, el cual se describe como "un intervalo de intensificación en la disipación de energía que se encuentra confinada en su mayor parte, en la región del ovalo auroral. El inicio de este proceso está señalado por un incremento explosivo en la luminosidad auroral en el sector media noche. El proceso completo abarca un intervalo durante el cual aumenta la intensidad de las corrientes en los electrochorros aurorales a partir del nivel de fondo de donde surge la subtormenta y va de regreso a él. Durante este intervalo puede haber una secuencia de intensificaciones del electrochorro que se dirige al oeste, cada uno de ellos asociado con un estallido de micropulsaciones Pi2 y un oleaje que viaja al oeste" Rostoker et al. (1980).

Las pulsaciones Pi2 son señales hidromagnéticas transitorias amortiguadas (periodos entre 40 y 150 segundos) asociadas con los inicios o intensificaciones de la luminosidad auroral durante la expansión de las subtormentas, estos eventos han sido investigados ampliamente por un gran número de científicos (ver por ejemplo (Baumjohann y Glassmeier, 1984). Se piensa en forma general que las pulsaciones magnéticas Pi2 juegan un papel importante en el acoplamiento dinámico de la magnetosfera y la ionosfera durante el inicio de la expansión de la subtormenta (ver Nishida, 1979; Lysak y Dum, 1983; Sun y Kan, 1985).

Las principales características morfológicas fueron establecidas en los años 1960s y 1970s (Saito, 1969; Jacobs, 1970; Orr, 1973; Lanzerotti y Fukunishi, 1974; Southwood y Stuart, 1980; McPherron, 1980). Sin embargo, a través de analizar datos en diferentes cadenas de magnetómetros y de múltiples satélites se ha puesto una considerable atención a las pulsaciones Pi2 para tener un entendimiento más completo de las características globales de estas pulsaciones (ver Hughes, 1983; Samson y Rostoker, 1983; Baumjohann y Glassmeier, 1984; Vero, 1985). Y como ya se dijo las pulsaciones Pi2 se interpretan en forma general como señales hidromagnéticas asociadas con cambios repentinos en el estado físico de la magnetosfera en el inicio de la expansión de la subtormenta. El cambio repentino es causado por un corto circuito de la corriente en la cola hacia el ovalo auroral vía las corrientes alineadas al campo, es decir por la formación de la cuña de corriente de la subtormenta (McPherron et al., 1973; Mallinckrodt y Carlson, 1978; Sakurai y McPherron, 1983). Por tanto, las ondas Pi2 HM están asociadas con la formación repentina de las corrientes alineadas al campo en la magnetocola y se piensa que juegan un papel muy importante en el acoplamiento dinámico entre la magnetosfera y la ionosfera.

Sin embargo, la ocurrencia y características de onda de las Pi2 sobre una escala global, especialmente a lo que se refiere a las pulsaciones Pi2 de baja latitud, no han sido suficientemente estudiadas y por tanto no están suficientemente entendidas. Las amplitudes máximas de las ondas se han visto sobre la Tierra en latitudes aurorales, sugiriendo que el origen de las pulsaciones Pi2 es en los sistemas de corrientes de altas latitudes cercanas a la región de los electrochorros ionosféricos durante el inicio de la subtormenta (Olson y Rostoker, 1975; Rostoker y Samson, 1981; Webster et al., 1989). Las propiedades de las pulsaciones Pi2 en latitudes aurorales están normalmente explicadas en términos de la cuña de corriente de la subtormenta McPherron (1970) (SCW) modelo que invoca el cierre entre las corrientes ionosféricas de subtormenta y las corrientes alineadas al campo (Hornig et al., 1974; Samson y Rostoker, 1983; Lester et al., 1983). A medianas latitudes se ve un máximo secundario en la potencia espectral de las pulsaciones alrededor de las latitudes de la plasmapausa (Stuart, 1974; Lester y Orr, 1983), estas formas de onda se ven a medianas y altas latitudes (Fukunishi y Hirasawa, 1970), por otro lado hay una dependencia latitudinal en la polarización (Yumoto, 1986), junto con observaciones recientes de pulsaciones Pi2 de baja latitud durante el día (Stuart y Barszczus, 1980; Sastry et al., 1983; Sutcliffe y Yumoto, 1989) que sugieren más de un mecanismo que contribuyen a las firmas Pi2 de modo global. En base al estudio de la variación espectral de las Pi2 con la evolución de la subtormenta magnetosférica y los cambios asociados con la posición de la plasmapausa (Fukunishi y Hirasawa, 1970) se ha propuesto que las ondas transitorias superficiales sobre la plasmapausa son excitadas por perturbaciones hidromagnéticas y que son un posible origen de pulsaciones Pi2.

El objetivo del presente trabajo es el estudio de las pulsaciones Pi2 registradas en la estación de Teoloyucan y la red CANOPUS en Canadá durante los días 20, 21 y 23 de noviembre de 1995, 13, 17, 20 y 24 de enero de 1996 y 11, 13, 17 y 20 de febrero de 1996. Con el propósito de ver el comportamiento espectral y espacial de este tipo de señales a medida que se propagan hacia la estación de Teoloyucan, para confrontar los resultados con los modelos teóricos conocidos.

La tesis está estructurada en cuatro partes principales:

La primera parte consiste del capítulo I y capítulo II, los cuales proporcionan el material necesario introductorio para el resto de la tesis.

El capítulo I trata de las perturbaciones en la magnetosfera terrestre. La primera sección trata de la generación y descripción del campo interno de la Tierra, la formación de la magnetosfera donde se muestra la interacción del viento solar con la magnetosfera, la estructura de las diferentes regiones y la formación de los diferentes sistemas de corrientes que se producen dentro y en la superficie de la magnetosfera. La última sección describe las subtormentas magnetosféricas que tienen que ver con una gran variedad de fenómenos entre ellos la generación de las pulsaciones Pi2. Esta sección empieza con una breve introducción de la interacción Sol - Tierra. Posteriormente se describe la fenomenología de la subtormenta auroral y la fenomenología de la subtormenta magnética Polar. Posteriormente se describe la visión moderna de la subtormenta magnetosférica. Por último se analiza la predicción de la actividad de subtormenta para prevenir daño a los equipos principalmente en las regiones aurales.

En el capítulo II se discuten las características y propiedades de las micropulsaciones así como las teorías existentes acerca de su generación y propagación, el capítulo empieza con una descripción de las micropulsaciones geomagnéticas y su clasificación. Posteriormente se describe brevemente los instrumentos y técnicas de medición y el origen de las micropulsaciones. La sección siguiente trata de las ondas de Plasmas y Pulsaciones Continuas en la Banda de Baja Frecuencia (1 - 10 mHz): Empieza con una introducción a las bajas frecuencias. Dentro de esta sección una parte trata de las resonancias hidromagnéticas y otra las inestabilidades hidromagnéticas de las pulsaciones. La sección que sigue tiene que ver con las pulsaciones y ondas en plasmas continuas en la banda de frecuencia media (0.01 - 0.1 Hz): Empieza con una introducción, posteriormente se describe las ondas ion ciclotrón e inestabilidades en el viento solar, las resonancias hidromagnéticas y la propagación de pulsaciones de frecuencia media en la magnetosfera. La siguiente sección se refiere a las ondas en plasmas y pulsaciones continuas en la banda de altas frecuencias (0.1 - 10 Hz): Se inicia con una introducción a las altas frecuencias. Se describe posteriormente las inestabilidades ion ciclotrón en la magnetosfera continuada con un análisis de la propagación de las ondas ion ciclotrón en la ionosfera y magnetosfera. Por último se describen las pulsaciones y ondas impulsivas en plasmas, esta sección se inicia con una introducción a las señales impulsivas. Se discute los comienzos repentinos y los impulsos repentinos, se discute también las pulsaciones transitorias asociadas con los eventos de transferencia de flujo. En otra sección se discute las pulsaciones transitorias asociadas con subtormentas magnéticas polares, esto es, la relación entre las corrientes alineadas al campo y ondas transitorias en plasmas. Finalmente se discuten las pulsaciones transitorias que marcan la fase expansiva de las subtormentas que obviamente incluye a las pulsaciones Pi2.

La segunda parte del trabajo consiste del capítulo III, el cual trata del análisis de las más recientes observaciones hechas en otras estaciones como son la red del meridiano 210° que se trata en la primera sección y observaciones hechas en la Red del British Geological Survey (BGS), la siguiente sección trata sobre la propagación de las pulsaciones Pi2 en la magnetosfera: empieza con una introducción y se discute el escenario para pulsaciones Pi2 en medianas latitudes dado por Takahashi. La última sección trata de las teorías de propagación de las pulsaciones Pi2.

La tercera parte consiste del capítulo IV el cual trata del análisis de los datos registrados en Teoloyucan y en la red CANOPUS. El estudio se inicia con una introducción, la siguiente sección trata de la localización de las estaciones y una descripción de los datos así como del equipo de adquisición instalado en Teoloyucan. En la siguiente sección se muestran los resultados. Se hace un análisis estadístico de los cuarenta eventos de pulsaciones Pi2 observadas, con el propósito de ver cómo las amplitudes máximas se dispersan a medida que evoluciona la señal. Por otro lado, se calculan las amplitudes totales promedio y se mide la duración de los eventos con el propósito de ver cuánto dura oscilando la cavidad. Usando un algoritmo matemático a través de la transformada de Fourier se hace el análisis de polarización de los eventos elegidos con el propósito de

ver las frecuencias de resonancia de la cavidad y como cambian los parámetros de polarización a medida que se propaga la señal y evaluar en que región estamos en la magnetosfera.

La última parte que consiste del capítulo V el cual trata la discusión de los datos y las conclusiones obtenidas del análisis

Abstract

The objective of the present work is the study of the geomagnetic pulsations type Pi2 recorded in the Teoloyucan station and the network of stations CANOPUS in Canada during some days of November of 1995 and some days of January and February of 1996. The purpose of the study is to evaluate the propagation of this kind of signal at the Teoloyucan station in the frame of the theoretical models actually accepted.

The thesis is divided in four mayor parts: The first part consist of chapter 1 and chapter 2. It provides the necessary background for the rest of the thesis. Chapter one gives some introduction to the description and generation of the geomagnetic field, the formation of the magnetosphere together their formation regions and the current systems and the relevant terrestrial magnetospheric disturbances related with the generation of the Pi2 pulsations. Chapter 2 discusses the characteristics and properties of the geomagnetic micropulsations and some introduction to their generation and propagation.

The second part of the work consist of Chapter 3, it is related to the more recent studies of Pi2 pulsations at different latitudes and longitudes in two important networks of stations, 210° meridian chain and the British Geological Survey chain.

The third part of the thesis consist of chapter 4 which is related to the study of the observations of Pi2 pulsations recorded at Teoloyucan station and CANOPUS network of stations. In this part I did some statistical calculations to see the amplitude behavior of the signals and the evaluation of the duration of the events to see how long is oscillating the cavity region. I also show the results of the analysis of polarization to the selected events to evaluate the propagation of the signals.

The fourth part of the work consist of the chapter 5, related to the discussion and conclusions of the thesis. From the analysis of the data in the chapter 4 it is possible to see that the observed signals support the theory of resonant cavity and these Pi2 observed show one important power spectral peak related to the natural mode of the resonant plamaspheric cavity.

INDICE

INTRODUCCION	i
RESUMEN	iii
CAPITULO 1: PERTURBACIONES EN LA MAGNETOSFERA TERRESTRE	1
1.1 La Magnetosfera Terrestre	1
1.1.1 Generación y Descripción del Campo Interno de la Tierra	1
1.1.2 Formación de la Magnetosfera	7
a) Interacción del Viento Solar con la Magnetosfera	7
b) Regiones Magnetosféricas	10
c) Corrientes Magnetosféricas	15
1.2 Subtormentas Magnetosféricas	24
1.2.1 Interacción Sol – Tierra	24
1.2.2 Fenomenología de la subtormenta Auroral	25
1.2.3 Fenomenología de la Subtormenta Magnética Polar	28
1.2.4 Visión Moderna de la Subtormenta Magnetosférica	28
1.2.5 Predicción de la Actividad de Subtormenta	33
CAPITULO 2: MICROPULSACIONES GEOMAGNETICAS	37
2.1 Descripción de las Micropulsaciones	37
2.2 Instrumentos y Técnicas de Observación	39
2.3 Origen de las Pulsaciones Geomagnéticas	40
2.4 Ondas de Plasmas y Pulsaciones Continuas en la Banda de Baja Frecuencia (1 – 10 mHz)	43
2.4.1 Introducción a las Bajas Frecuencias	43
2.4.2 Resonancias Hidromagnéticas	43
2.4.3 Inestabilidades Hidromagnéticas	56
2.5 Pulsaciones y Ondas en plasmas Continuas en la Banda de Frecuencia Media (0.01 – 0.1 Hz)	64
2.5.1 Introducción	64
2.5.2 Ondas Ion Ciclotrón e Inestabilidades en el Viento Solar	68
2.5.3 Resonancias Hidromagnéticas y la propagación de pulsaciones de frecuencia media en la Magnetosfera	70
2.6 Ondas en Plasmas y pulsaciones Continuas en la Banda de Altas Frecuencias (0.1 – 10 Hz)	73
2.6.1 Introducción	73
2.6.2 Inestabilidades Ion Ciclotrón en la Magnetosfera	75
2.6.3 La Propagación de Ondas Ion Ciclotrón en la Ionosfera y Magnetosfera	76
2.7 Pulsaciones y Ondas Impulsivas en Plasmas	90
2.7.1 Introducción	90
2.7.2 Comienzos Repentinos e Impulsos Repentinos	90
2.7.3 Pulsaciones Transitorias Asociadas con los Eventos de Transferencia de Flujo	94
2.7.4 Pulsaciones Transitorias Asociadas con Subtormentas Magnéticas Polares	94
2.7.4.1 Corrientes Alineadas al Campo y Ondas Transitorias en Plasmas	94
2.7.4.2 Pulsaciones Transitorias que Marcan la fase expansiva de las Subtormentas	101
2.7.4.3 Pulsaciones Transitorias Durante Subtormentas	105

CAPITULO 3: MICROPULSACIONES Pi2 EN LA MAGNETOSFERA	109
3.1 Observaciones de Pulsaciones Pi2 en Estaciones de Distintas Latitudes y Longitudes	109
3.1.1 Red del Meridiano 210°	109
3.1.2 Red del British Geological Survey (BGS)	115
3.1.2.1 Modelo Simple de Cavidad Resonante	119
3.1.2.2 Posición de los Antinodos en una Plasmasfera Cartesiana en 2D	120
3.2 Propagación de las Pulsaciones Pi2 en la Magnetosfera	125
3.2.1 Introducción	125
3.2.2 Escenario para Pulsaciones Pi2 de Mediana Latitud (Takahashi et al., 1995)	126
3.2.3 Teorías de Propagación	132
CAPITULO 4: ESTUDIO DE LAS OBSERVACIONES DE PULSACIONES Pi2 EN LA RED CANOPUS Y TEOLOYUCAN	139
4.1 Introducción	139
4.2 Localización de las estaciones y descripción de los datos	139
4.3 Resultados	139
4.3.1 Estadística de los Eventos Seleccionados	139
4.3.2 Eventos Elegidos para Análisis de Polarización	146
4.3.2.1 Día 13 de Enero de 1996	146
4.3.2.2 Día 17 de Enero de 1996	146
4.3.2.3 Día 13 de Febrero de 1996	146
4.3.3 Características de Polarización	159
4.3.3.1 Descripción de las Características de Polarización de las Ondas	159
4.3.3.2 Análisis de Polarización de los Eventos Elegidos	160
4.3.3.2.1 Día 13 de Enero de 1996	160
4.3.3.2.2 Día 17 de Enero de 1996	162
4.3.3.2.3 Día 13 de Febrero de 1996	162
CAPITULO 5: DISCUSION Y CONCLUSIONES	165
BIBLIOGRAFIA	170
APENDICE A: ONDAS EN PLASMAS	186
El tensor Dieléctrico para un Plasma Caliente	186
Ondas Hidromagnéticas	189
Ondas en un Plasma Frío	193
Reflexión y Transmisión a Través de la Ionosfera	196
APENDICE B: ONDAS EN PLASMAS E INESTABILIDADES EN LA MAGNETOSFERA	199
Introducción	199
Inestabilidades en Plasmas Uniformes	199
Inestabilidades en Plasmas no Uniformes	207

CAPITULO I

PERTURBACIONES EN LA MAGNETOSFERA TERRESTRE

1.1 LA MAGNETOSFERA TERRESTRE

1.1.1 Generación y Descripción del Campo Interno de la Tierra: La Tierra posee un campo magnético que puede registrarse en su superficie y cuya existencia se conoce desde la época de los antiguos Chinos, 2634 años antes de la era cristiana ellos utilizaban un sistema para orientarse en sus viajes llamado "La carta dirigida hacia el Sur", que no era otra cosa que un imán rudimentario. En los magnetogramas de cualquier observatorio (como en el ejemplo del magnetograma mostrado en la figura 1.1), es claro que el campo se divide en una parte muy estable a la cual se le superponen eventualmente perturbaciones. Más del 99% de la parte estable corresponde a fuentes en el interior de la Tierra. Sus constituyentes principales son el campo principal y el campo debido a anomalías magnéticas que se encuentran en la corteza terrestre. Este último se puede hacer tan pequeño como queramos si instalamos el observatorio en el lugar adecuado. El origen primario de las perturbaciones superpuestas está fuera de la Tierra y éstas las trataré en la sección de perturbaciones magnetosféricas. Aquí describiré el campo principal. Si uno observa bien el magnetograma, notará que, aún la parte estable, tiene una ligera curvatura, la cual se identifica como la variación diurna en el campo. Además, el campo principal tiene una variación lenta, con una constante de tiempo de varias décadas, llamada variación secular.

El campo magnético puede ser representado en cualquier punto por un vector, el cual queda descrito por su magnitud y dirección relativa a un sistema coordenado elegido. La figura 1.2, nos muestra siete elementos magnéticos que son usados para describir el vector de campo. La mayoría de los observatorios graban los elementos H, D, Z o X, Y, Z; además graban la temperatura ambiental y se hacen correcciones sobre ésta. La magnitud del campo se acostumbra expresar en gammas ($1 \text{ gamma} = 10^{-5} \text{ gauss}$).

El campo terrestre tiene una configuración aproximadamente dipolar con una intensidad en la superficie de la Tierra de varios miles de gammas. Cerca del 10% del campo principal es no dipolar, llamado algunas veces campo residual. Este consiste en anomalías de gran escala posiblemente generadas por corrientes turbulentas en el núcleo de la Tierra y de irregularidades de pequeña escala debidas al magnetismo residual de la corteza.

La componente dipolar del campo principal de la Tierra puede ser descrita por las ecuaciones:

LOVO Feb. 2, 1969

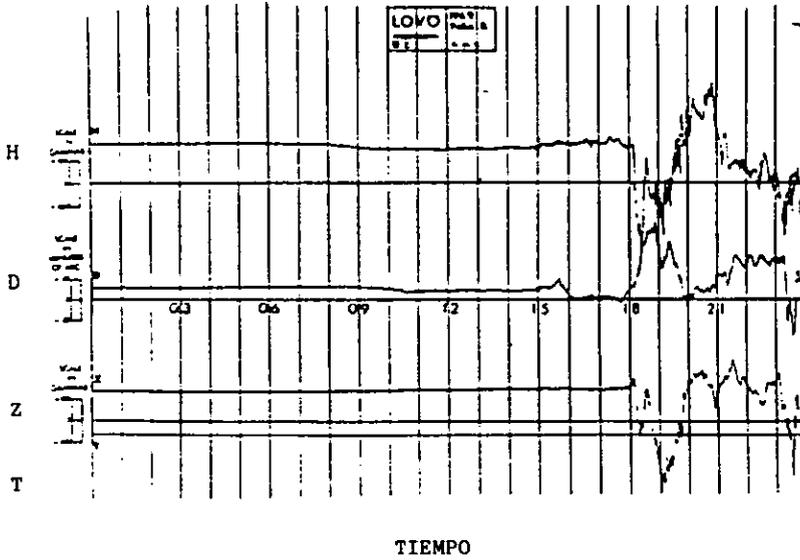


Figura 1.1 Registro de 24 horas de las tres componentes del campo magnético de la Tierra.

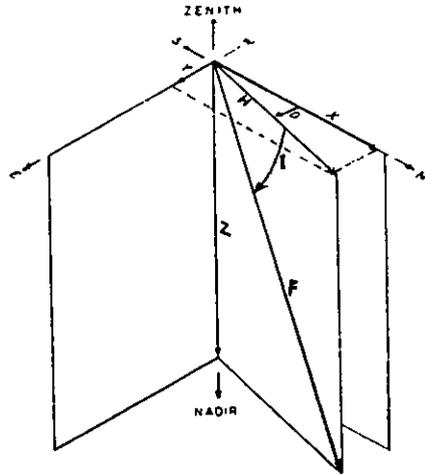


Figura 1.2 Esquema de los vectores mostrando la interrelación de los elementos magnéticos, vistos desde el Noroeste, D es la Declinación magnética, Y la componente Este, I la Inclinación, Z la componente Vertical, H La intensidad Horizontal, F la intensidad total y X la componente Norte (Egeland et al., 1973).

$$B_r = -\frac{M \cos \theta}{r^3} \quad (1)$$

$$B_\theta = -\frac{M \sin \theta}{r^3} \quad (2)$$

$$B_\phi = 0 \quad (3)$$

$$B = -\frac{M}{r^3} (3 \cos^2 \theta + 1)^{1/2} \quad (4)$$

Estas son las ecuaciones de un campo dipolar estático, M es el momento dipolar de la Tierra. Las componentes del campo están medidas en coordenadas esféricas polares, esto es r es medido desde el centro de la Tierra, θ es medido desde el eje del dipolo (o sea la colatitud geomagnética) y ϕ es la longitud con dirección Este. El eje del dipolo equivalente está inclinado respecto al eje de rotación de la Tierra unos 11.5° , y pasa a 436 km del centro del planeta desplazado hacia el hemisferio que contiene al océano Pacífico (Egeland et al., 1973). El eje del dipolo intersecta la superficie de la Tierra en los llamados polos geomagnéticos norte y sur, y que están situados, respectivamente a 78.5° N, 291.0° E (en Groenlandia) y a 78.5° S, 111.0° E (en la Antártica).

La descripción dipolar discrepa en alrededor de un 10% del campo real, por lo que se requiere de otros modelos que se aproximen a él. Como sabemos, cualquier campo derivable de una función potencial puede ser expresado en términos de una expansión multipolar del potencial. Los coeficientes de los diversos términos pueden ser ajustados por el método de mínimos cuadrados para dar la mejor aproximación al campo medido. En forma resumida, el análisis es el siguiente: El potencial escalar magnético puede ser escrito en una expansión de armónicos esféricos como sigue:

$$V = a \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n P_n^m(\cos \theta) \left[(a/r)^{n+1} I_n^m + (a/r)^{-n} E_n^m \right] \quad (5)$$

donde

$$I_n^m = g_n^m \cos(m\phi) + h_n^m \sin(m\phi)$$

$$E_n^m = A_n^m \cos(m\phi) + B_n^m \sin(m\phi)$$

y a es el radio de la Tierra ($a = R_T$). Las funciones $P_n^m(\cos\theta)$ son las funciones de Schmidt:

$$P_n^m(\cos\theta) = \left[\frac{\varepsilon_m (n-m)!}{(n+m)!} \right]^{1/2} \left[\frac{(1-\cos^2\theta)^{m/2}}{2^n n!} \frac{d^{n+m}}{d(\cos\theta)^{n+m}} (\cos^2\theta - 1)^n \right] \quad (6)$$

donde $\varepsilon_m = 2$ si $m > 0$ y $\varepsilon_m = 1$ si $m = 0$.

La segunda cantidad entre paréntesis es la función asociada de Legendre $P_{n,m}(\cos\theta)$; su multiplicador numérico hace que la función de Schmidt quede parcialmente normalizada. Los coeficientes $g_n^m, h_n^m, A_n^m, B_n^m$ son llamados los coeficientes de Schmidt. En el potencial, los términos con los coeficientes g_n^m y h_n^m se deben a fuentes internas de la Tierra, mientras los que contienen a A_n^m y B_n^m se deben a fuentes externas ó corrientes eléctricas externas. La función potencial es válida en la región por encima de la superficie de la Tierra y por debajo del sistema de corrientes externas. El campo, finalmente, ésta dado por:

$$\mathbf{B} = -\nabla V \quad (7)$$

y las componentes del campo son:

$$X = \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} \quad (8)$$

$$Y = -\frac{1}{r \sin\theta} \frac{\partial V}{\partial \phi} \quad (9)$$

$$Z = \frac{\partial V}{\partial r} \quad (10)$$

En las revisiones que hace la IAGA (International Association of Geomagnetism and Aeronomy) en el boletín de 1991, se mencionan los modelos existentes del campo de la Tierra y sus variaciones seculares en relación al International Geomagnetic Reference Field (IGRF). Cada modelo consiste de un conjunto de coeficientes de Gauss o armónicos esféricos como se muestra en la ecuación 5.

El primer IGRF (IGRF 1965) fue aceptado por la IAGA en 1968. Posteriormente se hicieron 5 revisiones más para tener una versión nueva en 1975. Posteriormente, para tener una serie de modelos más aproximados para épocas pasadas, se adoptó el concepto de un Definitive Geomagnetic Reference Field (DGRF). El término "definitivo" es usado para tales modelos y no serán adoptados hasta que el conjunto de datos utilizados sean mejorados significativamente. En una segunda revisión del IGRF, los modelos DGRF que fueron adoptados para 1965, 1970 y 1975 también se adoptaron para la época de los años 80's, IGRF1980, el cual incluye un modelo de variación secular 1980 a 1985.

En la asamblea de la IAGA 1985 se hizo una tercera revisión en la cual: (1) El DGRF de 1980 reemplazó el IGRF 1980; (2) se adoptó el IGRF 1985, incluyendo un modelo de variación secular para 1985 a 1990; (3) se adoptaron los modelos IGRF del campo principal para 1945, 1950, 1955 y 1960. En una cuarta revisión se reemplazaron los modelos para 1945, 1950, 1955 y 1960 con modelos DGRF. Detalles sobre la derivación y características de los modelos se pueden encontrar en referencias citadas en Zmuda (1971), Peddie (1982), Barraclough (1987), Langel (1987) y boletines de la IAGA.

En la revisión de los modelos IGRF de la 20ava asamblea general de la International Union of Geodesy and Geophysics (IUGG) sostenida en Viena, Austria, en 1991, se recomendó que el IGRF 1985 se reemplazara por el DGRF 1985 y la extensión del IGRF a 1995, se adopta pues el IGRF 1990 que comprende un modelo del campo magnético principal para los años 90's y un modelo predictivo de la variación secular para usarse en ajustar el modelo principal para fechas entre 1990.0 y 1995.0.

Actualmente el IGRF consiste en un nuevo modelo DGRF para el intervalo 1945.0 a 1985.0; un IGRF para el intervalo 1990.0 a 1995.0 (IGRF 1990); y un modelo IGRF provisional (PGRF) definido para una interpolación lineal entre los coeficientes de DGRF 1985 y el IGRF 1990 (del campo principal). El presente PGRF 1985 será reemplazado cuando un modelo definitivo del campo principal de 1990.0 sea adoptado. Posteriores modificaciones se harán en la siguiente asamblea de la IUGG.

1.1.2 Formación de la Magnetosfera:

a) **Interacción del Viento Solar con la Magnetosfera:** Si pudiéramos ver en el espacio exterior el campo magnético de la Tierra notaríamos que no se asemeja a un dipolo simple. Se asemeja más a una forma cometaria como se aprecia en la figura 1.3. Este es el resultado de la interacción del plasma del viento solar con el campo magnético de la Tierra, el cual forma una cavidad en la que confina al campo, llamada MAGNETOSFERA. El tamaño y forma de la magnetosfera depende de la intensidad del viento solar que incide sobre ella. Esta a su vez depende de la velocidad v y de la densidad de partículas n del viento solar. El campo magnético es empujado hacia atrás por el viento solar, que es un plasma de alta conductividad eléctrica, hasta que la densidad de energía del viento solar se equilibra o balancea con la densidad de energía del campo magnético. En otras palabras, la presión ejercida por el viento solar se equilibra con la presión ejercida por la magnetosfera.

$$P_{vs} = P_m \quad (1)$$

$$2mnv^2 = B_i^2 / 2\mu \quad (2)$$

donde m es la masa de las partículas del viento solar (principalmente protones), n es su número de densidad y v es la velocidad del viento solar. Por otro lado B_i es la suma del campo dipolar B_0 y un campo magnético B_{cf} debido a las corrientes de Chapman-Ferraro (figura 1.4) que describiré cuando hable de corrientes magnetosféricas y μ es la permeabilidad magnética del medio.

La frontera entre el viento solar y el campo de la Tierra, llamada MAGNETOPAUSA (figura 1.3), está determinada por el balance de estas dos presiones (o densidades de energía). La posición de la magnetopausa se puede calcular para el campo geomagnético en una buena aproximación considerando un campo dipolar.

$$B = M / r^3 (1 + 3 \sin^2 \lambda)^{1/2} \quad (3)$$

M Es el momento magnético de la Tierra (8×10^{23} gauss cm^3).

λ Es la latitud geomagnética.

r es la distancia al centro de la Tierra.

Por tanto, del balance de presiones en la magnetopausa dado por (1) a (3) se puede llegar a:

$$R_{mp} = \left[M (1 + 3 \sin^2 \lambda) / (8\pi m_p N_s V_s^2 \cos^2 \varphi) \right]^{1/6} \quad (4)$$

donde φ es el ángulo entre el flujo del viento solar y la línea Sol Tierra en el plano de la eclíptica. Poniendo valores apropiados a esta ecuación, tenemos que R_{mp} es aproximadamente $10R_E$ en el punto subsolar donde R_E es el radio de la Tierra. Ahora bien, como el campo geomagnético forma un obstáculo al flujo del viento solar, el cual es supersónico, así como super Alfvénico, se forma una ONDA DE CHOQUE antes de la magnetopausa, donde el flujo del viento solar cambia a subsónico. A la región entre la onda de choque y la magnetopausa se le llama MAGNETOFUNDA (figura 1.3).

La configuración más conveniente de la magnetosfera es mediante una descripción del campo geomagnético. Si no hubiera corrientes que fluyen en los plasmas magnetosféricos el campo se asemejaría a un campo dipolar. Sin embargo hay corrientes muy intensas que deforman el campo considerablemente; el resultado se esquematiza en la figura 1.4 donde se pueden apreciar las diferentes regiones de plasma y los sistemas de corrientes presentes.

Tenemos cuatro regiones básicas que se describen a continuación:

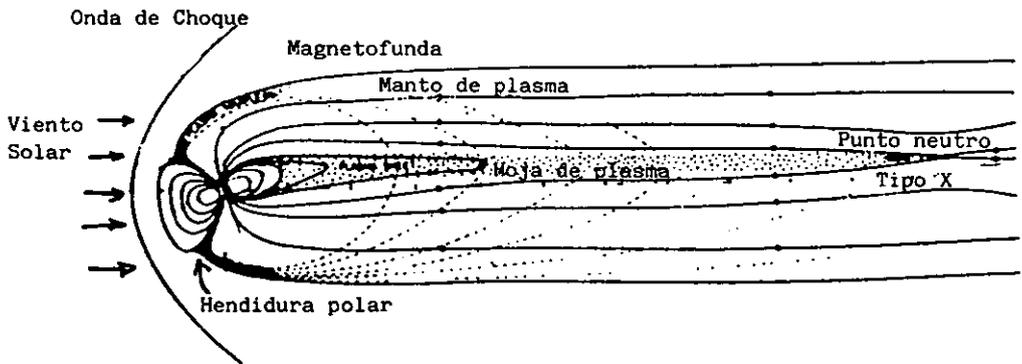


Figura 1.3 Diagrama esquemático del transporte de plasma del *manto* hacia la *hoja de Plasma* bajo la influencia del campo eléctrico de convección de gran escala. Las partículas del manto se dispersan y se mueven a lo largo de las líneas punteadas. El plasma del manto entra en la región donde se invierte el campo, en el punto neutro y son atrapadas ahí formando la hoja de plasma (Philipp y Morfill, 1978).

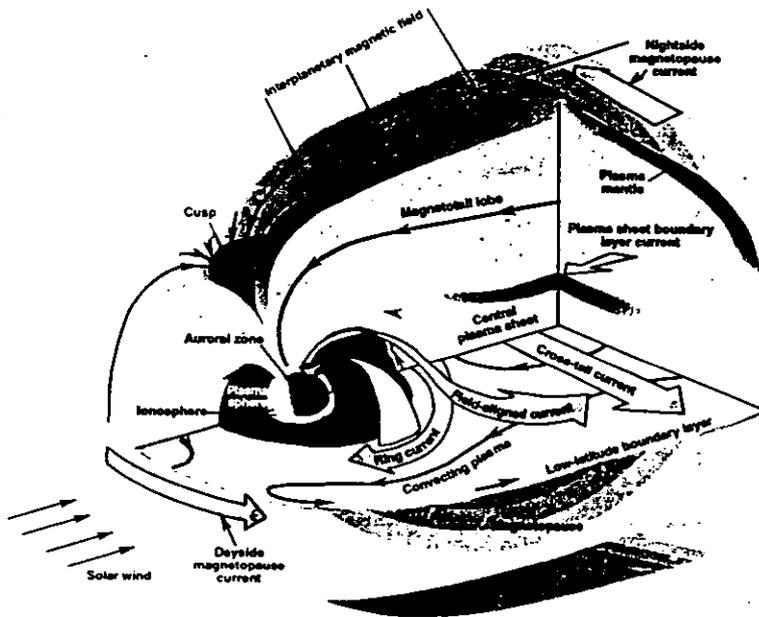


Figura 1.4 Diagrama esquemático de la magnetosfera terrestre en 3D mostrando las diferentes regiones de plasma y los principales sistemas de corrientes.

Región de líneas de campo cerrado: Por líneas de campo cerrado entendemos aquellas que regresan a la Tierra.

Región de líneas de campo abierto: Líneas abiertas de campo son aquellas que no regresan a la Tierra sino que se conectan con el campo interplanetario.

La MAGNETOCOLA o COLA: Es formada por las líneas de campo abierto en la dirección antisolar.

La HOJA NEUTRA: Esta formada por la división en dos partes de la cola, cada una con diferente polaridad magnética y está situada aproximadamente en el plano ecuatorial.

b) Regiones Magnetosféricas: La magnetosfera consiste de varios dominios de plasma, los cuales se caracterizan por plasmas de diferentes energías y números de densidad. A continuación describo los dominios:

MANTO DE PLASMA: Es una delgada capa de plasma debajo de la magnetopausa con un intervalo de energías como las del viento solar, pero que fluyen en regiones de alta latitud de la magnetocola. La capa queda limitada en dirección del Sol por una capa de entrada en la región de las HENDIDURAS POLARES. Por otro lado, se ha observado plasma con energías del orden del plasma del viento solar en el lado día en la región de baja latitud, inmediatamente dentro de la magnetopausa. Esta región se llama CAPA LIMITE DE BAJA LATITUD (LOW LATITUDE BOUNDARY LAYER, LLBL). El manto de plasma, la capa de entrada, y la LLBL son manifestaciones de que la magnetopausa no es impermeable al viento solar, especialmente cerca y dentro de las hendiduras polares. La geometría de las hendiduras polares permite al plasma del viento solar fluir hacia abajo sobre las líneas de campo. Esto explica la formación de la CAPA DE ENTRADA. El manto de plasma se forma por un proceso por el cual se puede transportar plasma desde la capa de entrada sobre las líneas de campo de alta latitud de la cola (figura 1.5).

La CONVECCION MAGNETOSFERICA, conducida por el proceso de CONEXION que más adelante describiré, puede transportar flujo magnético del lado día en la dirección del Sol al lado noche hacia la cola, llevándose al plasma consigo. Una vez que las líneas de campo toman la forma de la cola, el plasma se expande a lo largo de las líneas de fuerza (figura 1.5). En esta región, las partículas al tener diferentes velocidades paralelas a las líneas de campo, son afectadas en forma diferente por la velocidad de convección la cual es la misma para todas las partículas. Las partículas con velocidades paralelas pequeñas son transportadas muy dentro de la cola (círculos abiertos) lo que no ocurre con las partículas con velocidades paralelas grandes (círculos cerrados). Consecuentemente, la energía de las partículas decrece con la distancia desde la magnetopausa como se ha observado por satélites. La formación de la LLBL requiere un proceso de transferencia que ocurra en la magnetopausa como difusión anómala, penetración impulsiva, etc.

HOJA DE PLASMA: Es la región en donde el plasma de mediana energía domina. Ocupa la parte central de la cola (figura 1.3). Su superficie límite en la vecindad de la Tierra está cerca de la plasmapausa del lado noche. La energía de plasma en la hoja de plasma está entre 0.1 keV y 10 keV. La densidad de partículas es del orden de 0.1 cm^{-3} o más. Las partículas de la parte central o más interna de la hoja de plasma, cuando se precipitan a la atmósfera, pueden excitar emisiones aurorales. Los electrones acelerados de la hoja de plasma (por ejemplo por una caída de potencial) con energías de $\approx 10 \text{ keV}$ se sabe que excitan arcos discretos aurorales. El modo de entrada del plasma del viento solar de la magnetofunda a la hoja de plasma no es claro aún. De acuerdo a observaciones a distancias de 20 a 60 R_E los iones fluyen más frecuentemente hacia la Tierra que hacia la cola. Quizás el plasma del viento solar entre en la región de la hoja de plasma a distancias más allá de la órbita de la Luna.

Un punto de vista que se tiene es que el plasma del viento solar es inyectado dentro de la hoja de plasma a través del manto de plasma. Se ha sugerido que el flujo del manto de plasma se lleva a cabo de latitudes altas a latitudes bajas a lo largo de las líneas de flujo formadas como consecuencia de la superposición del flujo de campo alineado hacia la cola y el movimiento convectivo dirigido a la Tierra debido al campo eléctrico mañana - tarde (figura 1.6). El plasma que es arrastrado en el ecuador y entra en la región de líneas de campo cerrado es atrapado. Sin embargo las energías de las partículas en la hoja de plasma formada bajo este procedimiento serían del orden de la energía de las partículas del manto de plasma el cual difiere en un orden de magnitud de las energías en la hoja de plasma observadas. Se cree que el campo eléctrico mañana - tarde puede contribuir al proceso de aceleración. El plasma puede ganar energía por la reflexión sobre las líneas de campo magnético moviéndose hacia la Tierra bajo este campo eléctrico. Además, el plasma alimentado sobre las líneas de campo cerrado es calentado adiabáticamente guiándose sobre las líneas de campo en el curso de su movimiento en dirección de la Tierra. Puede ocurrir aceleración y

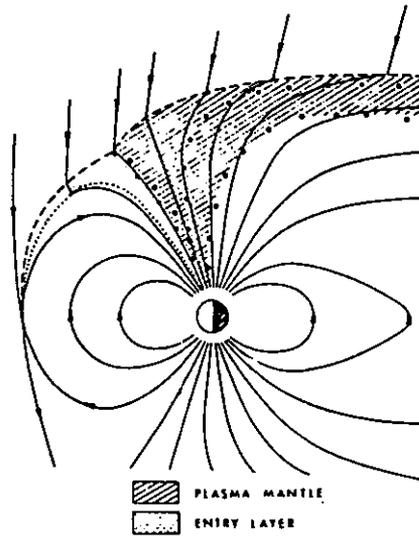


Figura 1.5 Representación esquemática del movimiento de partículas en las hendiduras polares y el manto de plasma (Rosenbauer et al., 1975).

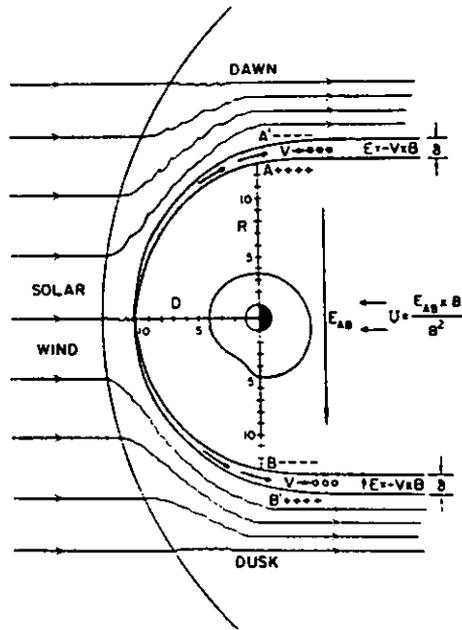


Figura 1.6 Sección transversal ecuatorial de la magnetosfera ilustrando la interacción *viscosa* entre el viento solar y la magnetosfera (Mendillo y Papagiannis, 1971). La curva que rodea a la Tierra con un abultamiento en el lado tarde y que esta a una distancia de alrededor de 5 radios terrestres es la plasmopausa.

calentamiento en la línea neutra y se puede un choque lento asociar. Otro medio de proporcionar plasma a la hoja de plasma es la entrada desde la LLBL. Esta puede ser alimentada por un arrastre paralelo de plasma en el plano ecuatorial desde esta capa límite lateralmente hacia la hoja de plasma. El movimiento de arrastre puede ser del tipo ∇B y de CURVATURA, donde los iones se arrastran de la tarde a la mañana mientras que los electrones lo hacen de la mañana hacia la tarde.

Cuando las líneas del campo magnético interplanetario tienen una componente en la dirección norte, puede haber también la posibilidad de entrada de plasma desde la LLBL hacia la hoja de plasma por la inducción de cuatro celdas de movimiento convectivo en la región de la cola como se ve en la figura 1.7. Esta convección es similar al arrastre por campo eléctrico.

LA PLASMOSFERA: Este es el dominio de plasma con energías menores a 20 eV. Se localiza en el núcleo central de la magnetosfera y su frontera se llama PLASMOPAUSA (figura 1.4). Dentro de la Plasmopausa la densidad de partículas es de 10^3 a 10^2 cm^{-3} y decae abruptamente en la frontera de la plasmopausa (figura 1.4). Fuera de la plasmopausa el número de densidad es del orden de 1 cm^{-3} o menos. La distancia de la plasmopausa al centro de la Tierra varía con la hora local a una distancia ecuatorial de alrededor de $5 R_E$. Esta se observa frecuentemente. Ya que el plasma plasmosférico tiene menores energías que los iones del viento solar, su producción se puede atribuir enteramente a la ionización y a procesos de transporte que ocurren en la ionosfera. Durante el día, el flujo de iones hacia arriba, desde la ionosfera, a lo largo de las líneas del campo geomagnético se estima que es del orden de 3×10^8 iones/ cm^2 . Pero la plasmosfera pierde su plasma cuando los tubos de fuerza geomagnéticos llegan a la magnetopausa.

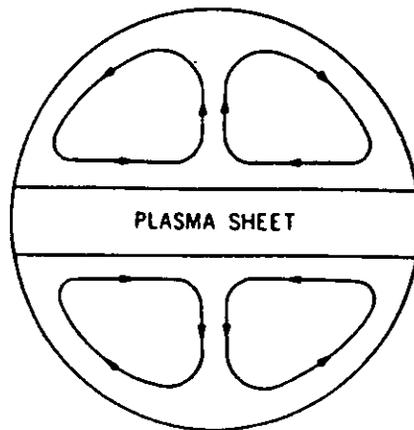


Figura 1.7 En este esquema se muestra las líneas de flujo del plasma de convección generado en la cola como consecuencia de la reconexión con las líneas de campo interplanetario con dirección norte (Maeszawa, 1976).

c) **Corrientes Magnetosféricas:** Intensos sistemas de corrientes deforman el campo geomagnético de su forma dipolar para darle la forma cometaria conocida. Tenemos que, conociendo el campo magnético, la densidad de corriente J la podríamos obtener de la ecuación de Maxwell:

$$4\pi J / c = \nabla \times B \quad (5)$$

Desafortunadamente el campo magnético no ha sido mapeado lo suficientemente bien para tener una buena comprensión de las corrientes responsables de la topología y forma general de la magnetosfera. En la magnetopausa está fluyendo una corriente superficial llamada CORRIENTE de CHAPMAN FERRARO y ésta determina el espesor de la CAPA LIMITE de la magnetopausa (figura 1.4). Esta corriente existe debido a la diferente profundidad de penetración de los electrones y protones del viento solar como vemos en la figura 1.8. Aquí consideramos que los iones y electrones llegan a ángulos rectos sobre la frontera. Debido a que son más masivos, los iones penetran más que los electrones en el campo magnético. Esto ocasiona una separación de carga produciendo un campo eléctrico de polarización dirigido hacia afuera de la magnetosfera, el cual retiene los iones. Esto es, antes de que los iones puedan ser deflectados por el campo magnético, son retenidos por este campo eléctrico de polarización y una pequeña separación de carga puede ocurrir. Sin embargo, los electrones experimentan la fuerza de Lorentz y ganan energía en el campo de polarización. La corriente eléctrica en la interface es debida esencialmente a la componente de la velocidad transversal de los electrones. Suponiendo que los iones y electrones tienen la misma velocidad, el espesor de la magnetopausa estará dado por la profundidad de penetración del plasma $d = c / (2)^{1/2} \omega_{pe}$ donde c es la velocidad de la luz $\omega_{pe} = (4\pi n_0 e^2 / m_e)^{1/2}$ es la frecuencia de plasma del electrón y n_0 y m_e son el número de densidad y la masa del electrón, respectivamente.

Por otro lado, la situación cambia si hay suficiente plasma interno que esté presente para neutralizar los iones incidentes del viento solar. En este caso el campo de polarización es cortocircuitado por las corrientes dirigidas a lo largo de las líneas de campo y que se cierran en la ionosfera (Parker, 1967). En este caso los iones penetran con cierta dificultad y el espesor de la capa de corriente es ahora del orden del radio de giro del ion (≈ 100 km).

CINTURON DE RADIACION Y CORRIENTE ANULAR: Este es el dominio de las partículas de alta energía con valores que van desde 10 keV hasta cientos de keV. Viendo hacia la Tierra, la región correspondiente traslapa la plasmosfera pero los cinturones de radiación ocupan un espacio más grande que la plasmosfera. La corriente anular surge del movimiento de las partículas atrapadas en la magnetosfera interior. Los movimientos básicos son tres arrastres: 1) por gradiente magnético ∇B , que corresponde a una densidad de corriente $J_{\nabla B}$. 2) arrastre por curvatura, que corresponde a J_c y 3) arrastre por giro, con su correspondiente densidad de corriente J_M . Estas corrientes son:

$$J_{\nabla B} = P_n \frac{B \times \nabla B}{B^3} \quad (6)$$

$$J_c = P_s \frac{B \times (B \cdot \nabla) B}{B^4} \quad (7)$$

$$J_M = \frac{B}{B^2} \times \nabla P_n - P_n \frac{\nabla \times B}{B^2} - 2P_n \frac{B \times \nabla B}{B^3} \quad (8)$$

donde P_n y P_s son las presiones del plasma normal y paralela al campo B . La corriente total está dada por:

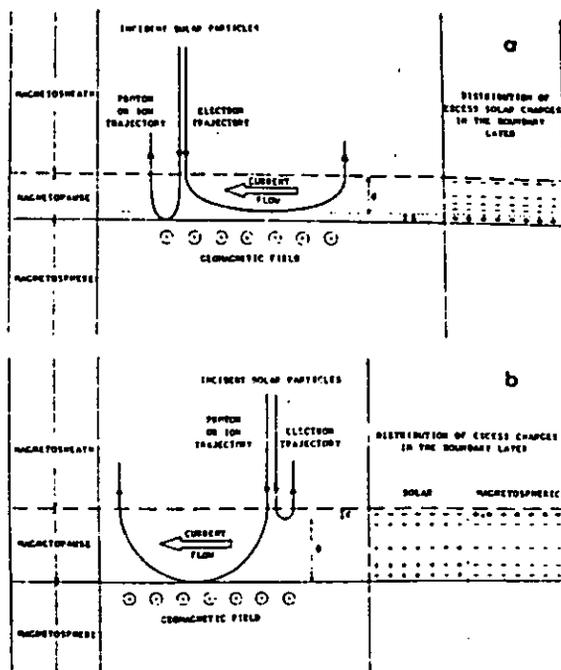


Figura 1.8 (a) En esta figura se muestra esquemáticamente las trayectorias de los iones y electrones de la *magnetofunda* que inciden en forma normal sobre una capa limite plana cuando esta presente una separación de cargas que generan un campo eléctrico de polarización; $d \cong 1 \text{ km}$, $\delta \cong 1 \text{ m}$.
 (b) En el esquema inferior se muestran las trayectorias de iones y electrones de la magnetofunda que inciden normalmente sobre una capa limite plana cuando el campo eléctrico de polarización es neutralizado completamente por las partículas cargadas del ambiente magnetosférico; $D \cong 100 \text{ km}$, $d \cong 1 \text{ km}$ (Willis, 1975).

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_{\nabla B} + \mathbf{J}_C + \mathbf{J}_M \quad (9)$$

$$\mathbf{J}_D = \mathbf{J}_{\nabla B} + \mathbf{J}_C$$

y \mathbf{J}_D es la contribución de la corriente diamagnética.

Por otro lado haciendo las substituciones correspondientes se tiene que:

$$\mathbf{J} = \frac{\mathbf{B}}{B^2} \times \nabla P_n - (P_s - P_n) \frac{\mathbf{B} \times (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}}{B^4} \quad (10)$$

La distribución de corrientes en la corriente anular puede ser calculada por esta última ecuación. Por tanto, una manera simple de calcular el campo magnético es a través de esta distribución de corriente. En general, hacia el lado interno rumbo la Tierra fluye una corriente en dirección Este y en la parte exterior una corriente hacia el Oeste. La última es más intensa que la primera, de tal manera que la corriente neta es en dirección Oeste. El campo magnético resultante en la Tierra está dirigido hacia el sur, lo cual produce una depresión de la componente norte sur (componente H) del campo. Durante los eventos de inyección, las partículas energéticas son depositadas en una región con dirección a la Tierra las cuales intensifican la corriente anular, lo cual produce grandes depresiones en los valores de H como se observa durante la fase principal de una tormenta geomagnética. Uno de los problemas importantes de la corriente anular es la identificación de las partículas que más contribuyen a la formación de esta corriente. Iones terrestres como O^+ y He^+ parece que contribuyen significativamente a la corriente anular, así como los protones de origen solar y de origen ionosférico.

SISTEMAS DE CORRIENTES QUE CRUZAN LA COLA: La corriente que cruza la cola es generada por el proceso de dinamo dado por la interacción viento solar magnetosfera (figura 1.4). El dinamo viento solar - magnetosfera es creado por el movimiento del viento solar a través de las líneas de campo geomagnético las cuales están conectadas a las líneas de campo magnético interplanetario. El modelo magnetosférico que permite la interconexión entre las líneas de campo geomagnético y las líneas del campo interplanetario se conoce como CAMPO ABIERTO. Los modelos magnetosféricos en los cuales el campo geomagnético está contenido completamente dentro de la magnetopausa se conocen como de CAMPO CERRADO.

Observaciones continuas han mostrado que la magnetosfera está abierta durante la mayor parte del tiempo. Una evidencia en favor del modelo abierto la constituye los patrones de flujo, que tienen que ver con la ocurrencia de las subtormentas magnetosféricas (que definiré más adelante) y sobre la orientación del campo interplanetario. En la región de la cola, las líneas de campo magnético están muy alargadas y se extienden en una dirección alineada con el flujo del viento solar debido al esfuerzo tangencial ejercido en la magnetopausa. La inversión de \mathbf{B} entre las líneas de campo extendido del hemisferio norte al hemisferio sur implica la existencia de una hoja de corriente con una corriente eléctrica que fluye de la mañana a la tarde a través de la corriente en la magnetocola. La corriente es producida por las partículas de la hoja de plasma. La corriente regresa a lo largo de la superficie de la magnetopausa como se ve en la figura 1.4.

LAS CORRIENTES DE BIRKELAND (o alineadas al campo): Estas corrientes fluyen a lo largo de las líneas del campo magnético, conectando la magnetosfera con la ionosfera (figura 1.4). Hay dos regiones de corrientes de Birkeland. Las corrientes de la REGION-1 forman el conjunto más hacia el polo y son también las más intensas de las dos. Llegan lejos en la magnetosfera y se conectan a la fuente o generador que conduce el sistema de corrientes de Birkeland. Las corrientes de la REGION-2 están más cerca del ecuador y aparentemente se conectan principalmente cerca de la Tierra en la parte de la hoja de plasma. La intensidad de ambas corrientes crece con un incremento de la actividad magnética. El flujo de corriente de la región 1 va hacia la Tierra (hacia abajo) en el lado mañana, y hacia arriba (lejos de la ionosfera) en el lado tarde. El patrón del flujo del sistema de la región 2 es opuesto, como se ve en las figuras 1.4 y 1.9.

Un modelo simple que explica el origen del sistema de corrientes Birkeland se muestra en la figura 1.10. La energía para este proceso viene esencialmente del momento del viento solar en la dirección antisolar.

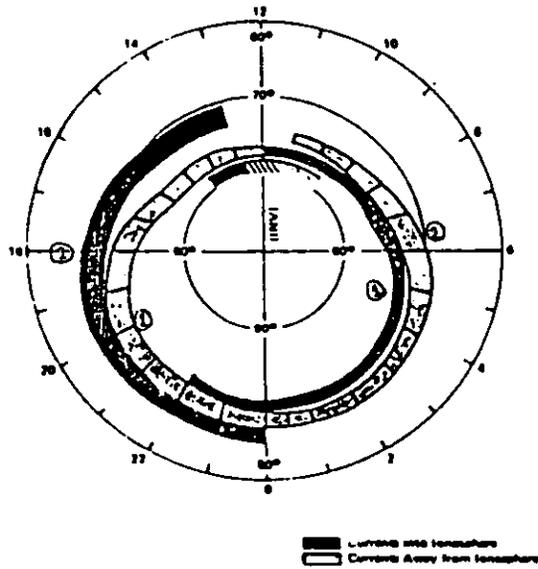


Figura 1.9 En esta figura se puede ver la distribución y flujo de partículas de las corrientes alineadas con el campo; la Región 1 esta hacia el polo y la región 2 esta hacia el ecuador, la primera corriente alejándose de la ionosfera y la segunda acercándose a ella (Iijima y Potemra, 1978).

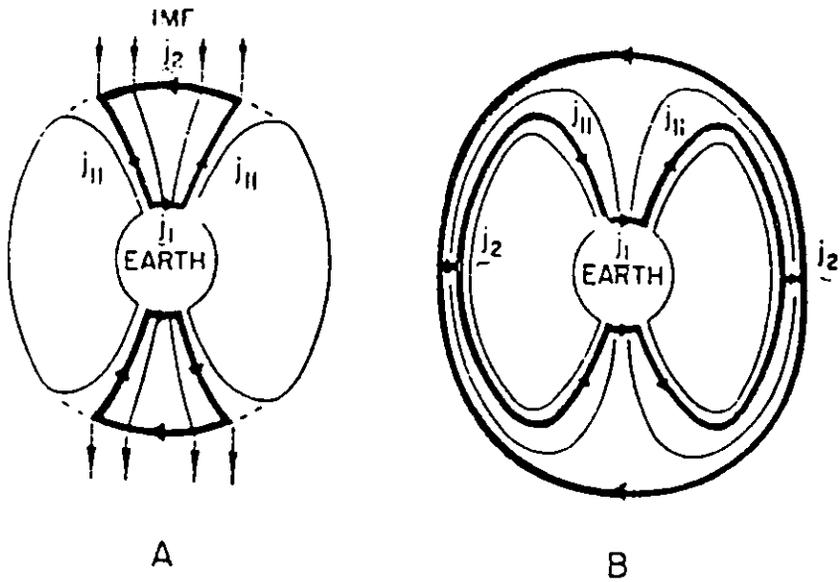


Figura 1.10 Modelo simple el cual explica el origen del sistema de corrientes Birkeland. La parte A muestra el modelo de campo abierto, y la parte B el modelo de campo cerrado.

el cual es transferido a la magnetosfera en la magnetopausa. El campo eléctrico mañana - tarde, producido por el movimiento del viento solar a través de las líneas de campo magnético conduce una corriente de Pedersen J_1 en la ionosfera. Esta corriente produce una fuerza $J_1 \times B$ que mantiene la convección magnetosférica con dirección antisolar a través de un arrastre por fricción en la atmósfera neutra. La potencia disipada por J_1 es proporcionada por la corriente J_2 (donde, $J_2 \cdot E < 0$ donde E es el campo eléctrico de convección), que es una corriente de arrastre por desaceleración que proporciona energía del flujo inicial, ya sea en la magnetopausa o en la magnetofunda adyacente (modelo abierto) o en la capa límite (modelo cerrado).

Las dos corrientes transversales al campo J_1 y J_2 están conectadas por las corrientes alineadas con el campo magnético $J_{||}$. Esto explica el sistema de corrientes de la región 1. La corriente de la región 2 está relacionada al regreso del flujo hacia la magnetosfera en la dirección del Sol. Un tercer sistema de corrientes de Birkeland (en la región de las hendiduras polares) se observa solamente cerca del meridiano tarde, ligeramente en la dirección del polo y opuesta en polaridad a la corriente en la región 1. Esta corriente se produce debido a la convección del flujo de plasma asimétrico Este - Oeste producido a su vez por el proceso de reconexión cuando el campo magnético interplanetario tiene una componente significativa Este - Oeste. En un estado estacionario, la ecuación de movimiento de tal flujo de plasma puede ser escrita como:

$$J_{\perp} = (B / B^2) \times [\nabla P + \rho (v \cdot \nabla v) - \mu \nabla^2 v] \quad (11)$$

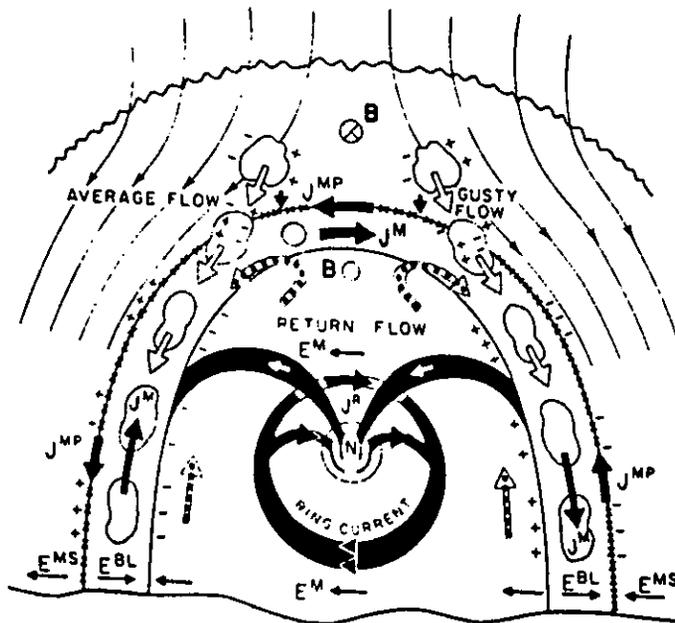
donde J_{\perp} denota la corriente perpendicular al campo y μ denota la viscosidad (Nishida, 1982), ρ la densidad, v la velocidad y P la presión del plasma. Por tanto la condición para que la corriente total J sea de una divergencia cero demanda que:

$$\nabla \cdot J_{||} = -\nabla \cdot J_{\perp} \quad (12)$$

Este modelo simple nos dice que las corrientes alineadas al campo existen debido a que la ionosfera tiene una cierta conductividad. Por tanto $J_{||}$ depende en general de las conductividades ionosféricas Σ_P (Pedersen) y Σ_H (Hall). De las últimas dos ecuaciones es claro que hay tres fuentes de corrientes Birkeland:

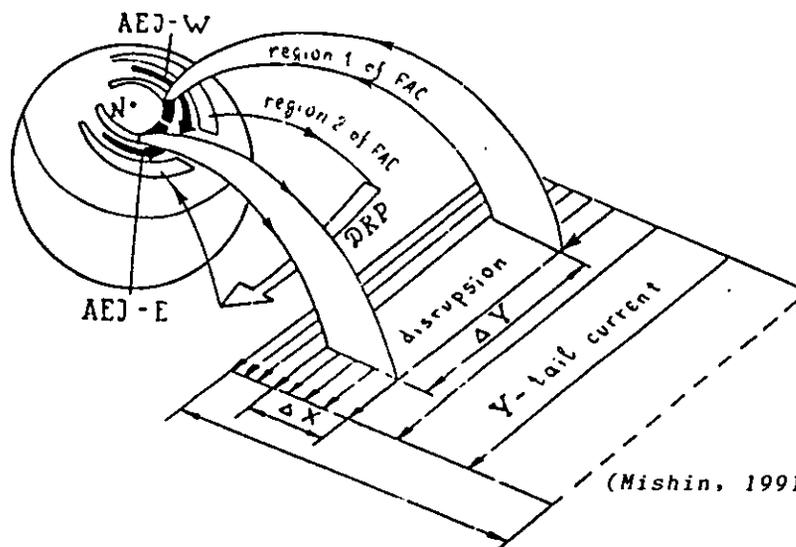
- 1) El gradiente de presión (primer término en la primera ecuación)
- 2) La convección (segundo término en la primera ecuación)
- 3) El arrastre viscoso y/o la fuente de reconexión del lado día (último término en la primera ecuación)

Las fuentes correspondientes al segundo y tercer término de la primera ecuación producen la corriente de Birkeland de la región 1. Sin embargo, el término que contiene el gradiente de presión produce el sistema de corrientes de la región 2. Un esquema tridimensional que muestra dónde convergen los sistemas de corrientes de las regiones 1 y 2 se muestra en la figura 1.11. La figura 1.12 muestra el patrón de circulación de plasma en la magnetosfera y la reconexión del lado día y lado noche durante los procesos convectivos. En ambos casos, la dirección del movimiento convectivo del plasma es en el sentido de las manecillas del reloj en el sector mañana y en el sentido contrario a las manecillas del reloj en el sector tarde. La vorticidad asociada con estos movimientos es por tanto de signo opuesto en los sectores mañana - tarde. Las cargas positivas se acumulan cerca del centro de los movimientos convectivos de la celda en el sector mañana y las cargas negativas cerca del centro de la celda convectiva en el sector tarde. Tal acumulación de cargas resulta del hecho de que la vorticidad Ω viene a ser equivalente a la carga cuando las líneas de campo magnético están congeladas en el plasma, esto es, viajan juntas debido a la alta conductividad del plasma. De hecho la vorticidad puede ser expresada como:



(Potemra, 1984)

(a)



(Mishin, 1991)

(b)

Figura 1.11 (a) Esquema tridimensional del flujo de plasma del viento solar y la formación de las corrientes alineadas al campo.
 (b) Esquema tridimensional de las corrientes alineadas al campo mostrando la zona de disrupción o interrupción de la corriente en la cola magnetosférica.

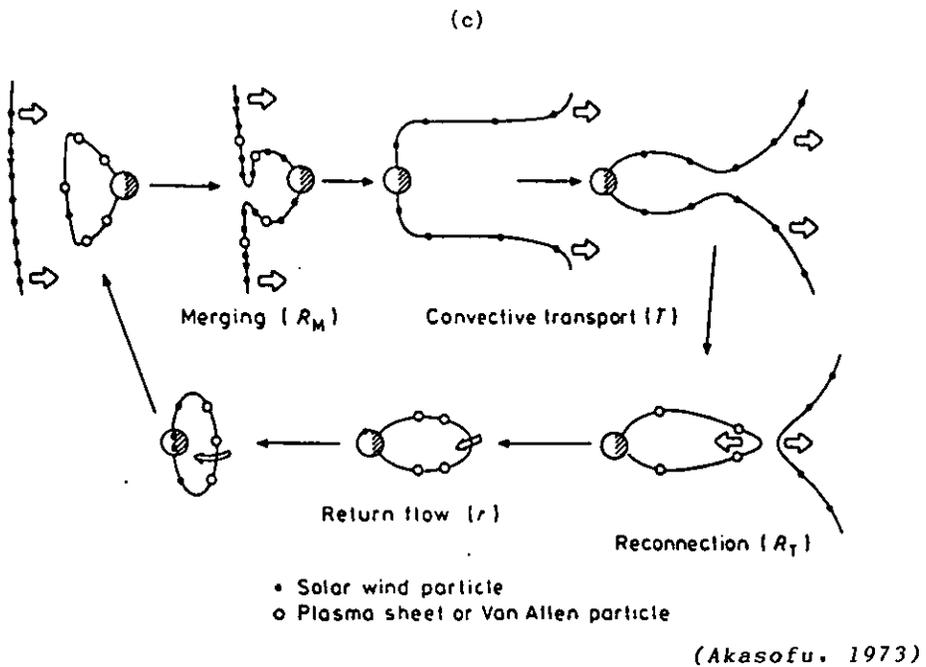
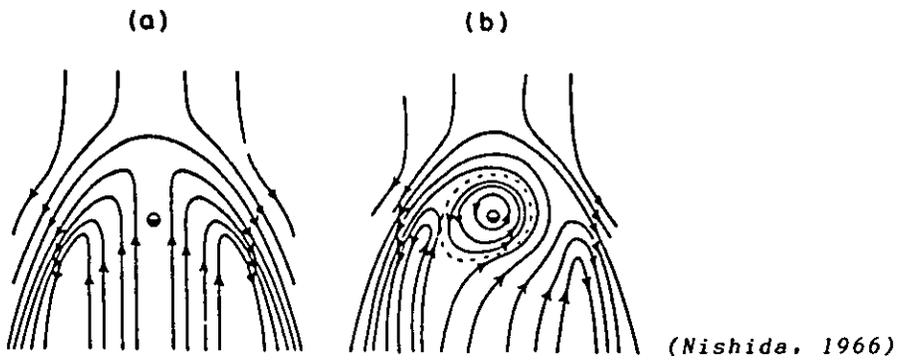


Figura 1.12 (a) Patrón de circulación de plasma debido a la *fricción* en la magnetopausa.
 (b) Patrón de circulación de plasma que incluye la rotación de la Tierra.
 (c) Convección de las líneas de campo geomagnético.

$$\Omega = (\mathbf{B} \cdot \nabla \times \mathbf{v}) / B \quad (13)$$

Esta ecuación puede ser derivada de la LEY DE OHM:

$$\mathbf{J} = \sigma \cdot (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (14)$$

donde σ es la conductividad, \mathbf{v} la velocidad de las partículas. Como la conductividad es muy grande, $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0$. Por otro lado, recordemos la ecuación de Poisson:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\epsilon_0} \rho \quad (15)$$

donde ϵ_0 es la permitividad eléctrica del vacío y ρ es la densidad de carga eléctrica.

Supongamos el campo \mathbf{B} uniforme. En esta forma la magnetosfera actúa como un capacitor inmenso el cual se descarga via las corrientes alineadas con el campo como se ve en la figura 1.11. Este sistema de corrientes puede ser identificado como el sistema de corrientes de la región 1. El término de la presión en la ecuación 6 es pues importante para la corriente alineada con el campo cuando hay un gradiente de campo magnético en la dirección de la corriente que cruza el campo (tal como la corriente anular, la corriente que cruza el campo de la cola en la hoja de plasma). El sistema de corrientes alineadas con el campo producido por tal mecanismo podría estar localizado a bajas latitudes. Esto ocasiona que $\mathbf{J}_\perp \cdot \nabla \mathbf{B} > 0$ en el sector tarde y $\mathbf{J}_\perp \cdot \nabla \mathbf{B} < 0$ en el sector mañana en la región de la corriente anular. Por otro lado, las corrientes alineadas con el campo, que fluyen hacia abajo, esto es hacia la Tierra en el sector tarde, también fluyen hacia arriba en el sector mañana. La polaridad de este sistema de corrientes corresponde al sistema de corrientes de la región 2.

1.2. SUBTORMENTAS MAGNETOSFERICAS

1.2.1 Interacción Sol -Tierra: Se le llama interacción solar - terrestre a aquella que trata de dar una explicación de cómo el flujo de energía cinética del viento solar penetra dentro del medio ambiente del campo magnético terrestre y finalmente se disipa en la atmósfera superior. La figura 1.4 nos muestra una visión moderna de la magnetosfera terrestre. Hay transferencia de momento principalmente en la magnetofunda que es transferido a través de la magnetopausa dentro de la capa límite de baja latitud (LLBL) en tal forma que pareciera que no estuviera relacionada con la dirección y magnitud del campo magnético del viento solar. El proceso de entrada de energía dentro de la LLBL se ha señalado como una interacción viscosa y se cree que contribuye con más del $\approx 10 - 20\%$ de la energía total con que cuenta la magnetosfera (Baumjohann y Haerendel, 1986).

La transferencia de momento y energía dentro de la capa límite de alta latitud (High Latitude Boundary Layer (HLBL), es decir, el manto de plasma) se cree que es debida al proceso de fusión o unión del campo magnético interplanetario con el campo magnético terrestre en el lado frontal de la magnetopausa. Este proceso inicia un patrón de flujo de plasma en la magnetosfera el cual involucra flujo en dirección de la Tierra en la hoja de plasma causado por la reconexión de las líneas de campo de la cola. Este proceso es modulado por la intensidad y orientación del campo magnético del viento solar y es responsable del $\approx 80 - 90\%$ restante de la energía con que cuenta la magnetosfera. El proceso de reconexión en la magnetocola se cree que es explosivo, y los "estallidos de reconexión" están asociados con estallidos de la actividad del óvalo auroral del lado noche el cual se ha conocido con el nombre de SUBTORMENTA, que corresponde al proceso de reconexión cerca de la Tierra (aproximadamente a 20 RT), ya que hay otro proceso de reconexión distante en la cola (alrededor de 50 a 100 RT).

Actualmente, la fenomenología del proceso por el cual la energía y la materia son transportadas a través de la magnetopausa y dentro de la magnetosfera es un tema controversial. Lo que sí se sabe es que el proceso es íntimamente dependiente de la orientación del campo magnético de la magnetofunda a través de la magnetopausa del lado día. Sin embargo, la entrada de energía parece tener lugar en sitios localizados a lo largo de la magnetopausa. El concepto de reconexión sobre la magnetopausa del lado día ha permitido un camino a otro concepto, el llamado reconexión parchada, y eventualmente al concepto de eventos de transferencia de flujo (FTE) (Russell y Elphic, 1979). Por otro lado, la física detrás de los FTE aun no se entiende completamente: es por eso que el proceso de transferencia de energía total es un tema que tiene una investigación muy activa.

Una vez que la energía ha entrado en la magnetosfera, es "almacenada" en el plasma dentro de la hoja de plasma y las capas límite. El proceso a través del cual esta energía se transfiere a la población de partículas magnetosféricas ambientales y la reorganización de los sistemas de corrientes que conectan la magnetosfera a la ionosfera constituye lo que se conoce como el acoplamiento magnetosfera-ionosfera, que es uno de los temas con más intensa investigación en la física espacial.

Para entender el proceso de subtormenta, Rostoker et al. (1980) mencionan que uno debe primero identificar las regiones "fuente" del espacio en las cuales se encuentra la energía que es directamente proporcionada a las partículas y corrientes que enhebran las regiones activas del óvalo auroral. Esto requiere de la habilidad de mapear desde la ionosfera a lo largo de las líneas de fuerza del campo magnético dentro de las regiones fuente de la magnetosfera. Esta habilidad no existe aun en su totalidad, a pesar de los grandes avances que se han dado con el desarrollo de técnicas como las de Tsyganenko (1987, 1989). La habilidad de predecir el tiempo y lugar de los estallidos aurorales dependerá del desarrollo adecuado de los modelos de campo magnético, los cuales permitirán identificar las regiones fuente en la magnetocola para varios procesos aurorales.

Por otro lado, el único predictor efectivo de actividad geomagnética que se usa como una medida de la energía disponible en el viento solar que llega a la Tierra, es el dado por Perreault y Akasofu (1978) a través de:

$$\epsilon = I_0^2 v B^2 \sin^4 \theta / 2$$

donde v es la velocidad del viento solar, B es la magnitud del campo magnético interplanetario (IMF), θ es el ángulo polar de la componente del campo IMF normal a la línea Sol - Tierra, medido desde el eje geomagnético norte, y I_0 es una constante con dimensiones de longitud con un valor de $\approx 7R_E$. El valor de I_0 se utiliza como una medida del tamaño de la región sobre el lado frontal de la magnetopausa que participa en el proceso en el cual el campo IMF y las líneas de campo magnético terrestre se conectan. La máxima energía de entrada es adquirida a través de un conjunto dado de magnitudes de v y B cuando la dirección del campo IMF es antiparalelo a las líneas de campo magnético en el lado frontal de la magnetopausa.

La definición aceptada actualmente es la dada por Rostoker et al. (1980) :

"El término subtormenta magnetosférica describe un intervalo de intensificación en la disipación de energía que se encuentra confinada, en su mayor parte, en la región del óvalo auroral. El inicio de este proceso está señalado por un incremento explosivo en la luminosidad auroral en el sector media noche. El proceso completo abarca un intervalo durante el cual aumenta la intensidad de las corrientes en los electrochorros aurorales a partir del nivel de fondo del que surge la subtormenta y va de regreso a él. Durante este intervalo puede haber una secuencia de intensificaciones del electrochorro que se dirige al oeste, cada uno de ellos asociado con un estallido de micropulsaciones Pi2 y un oleaje que viaja al oeste".

1.2.2 Fenomenología de la Subtormenta Auroral: La manifestación auroral de la subtormenta magnetosférica es la subtormenta auroral estudiada por primera vez por Akasofu (1964). Su estudio fue fundamentado en el comportamiento de las auroras discretas usando una cámara o grupos de cámaras que cubren todo el cielo, esto es, alrededor de 1000 km entre horizonte y horizonte. La figura 1.13 muestra la evolución de la subtormenta auroral como la definió Akasofu (1964). La perturbación se inicia con la intensificación de un arco discreto. Este arco se va extendiendo a través de la media noche. La perturbación evoluciona asimétricamente cerca de la media noche con una estructura de oleaje propagándose al oeste, al sector tarde, y estructuras en forma de parches pulsantes arrastrándose al Este, al lado mañana.

La fase expansiva involucra una evolución hacia el polo de la región de auroras perturbadas y la fase de recuperación involucra el arrastre hacia el ecuador de los arcos aurorales que permanecen después del final de la fase expansiva. Desde la definición de subtormenta auroral 30 años atrás se han hecho otros descubrimientos aumentando el conocimiento de la subtormenta, usando mejores estaciones, imágenes de la aurora desde satélites (con instrumentos como el ISIS 2, DMSP, DE-1 y el Viking) e instrumentos más sensibles. Con estos instrumentos se han podido detectar las auroras difusas, permitiéndonos tener un cuadro diferente de lo que es la subtormenta auroral (figura 1.14). En esta figura se ve un óvalo que se expande hacia el ecuador cuando la energía que entra del viento solar es aumentada, y que se retira hacia el polo cuando la energía de entrada del viento solar declina.

Superpuesto a este movimiento de todo el óvalo, está la intensificación y decaimiento de estructuras aurorales localizadas, las cuales, si son vistas usando las cámaras que cubren todo el cielo o por imágenes desde arriba, tienen la misma forma que el oleaje que originalmente definió Akasofu (1964). La forma auroral en la región oeste está marcada por un oleaje que se produce hacia el polo y con la evolución de arcos aurorales nuevos. En el transcurso de la formación cada uno de estos arcos empieza inmediatamente a desplazarse al ecuador. Entonces las estructuras derivan hacia el ecuador en lo que se llama "región de rompimiento" con una región que se está expandiendo hacia el polo. Los oleajes mismos se expanden al oeste por algunos momentos después de su creación. Sin embargo, su orilla oriental también se expande hacia el este.

Los oleajes mismos no parecen propagarse mucho al oeste a medida que se expanden ambos hacia el este y al oeste alrededor de su punto de origen hasta algún tamaño de escala máxima ($\approx 500km$) al que se llega. Sin embargo, la región perturbada de la subtormenta puede expandirse al oeste sobre varias zonas de tiempo durante una gran subtormenta. Esto lo hace en una manera marcada a través de la formación de nuevas

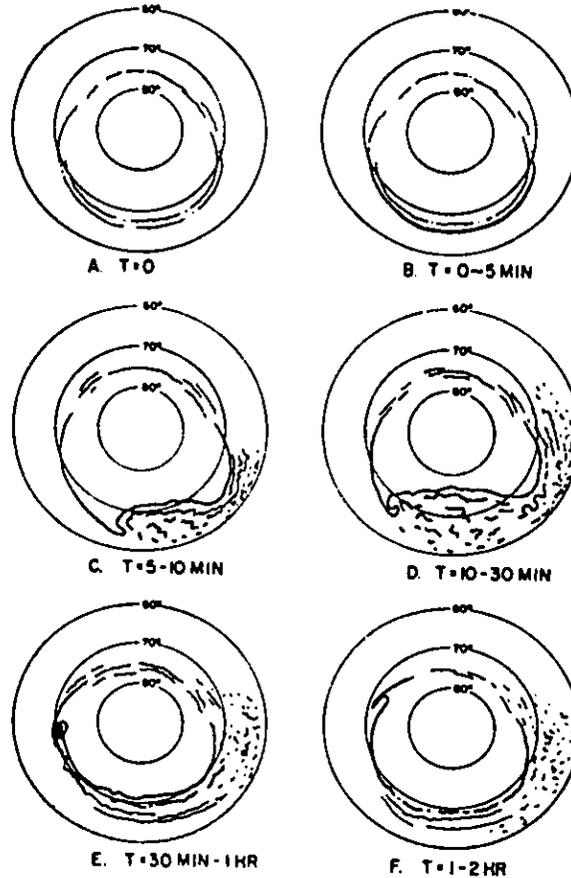


Figura 1.13 Evolución de las formas aurales discretas en el desarrollo de una subtormenta auroral como lo definió Akasofu (1964). El inicio está señalado por el *rompimiento* de un arco auroral preexistente y evoluciona a través de movimientos de estructuras aurales discretas con dirección hacia el polo y hacia el Oeste y el arrastre hacia el Este de parches aurales sobre el lado del alba de la región perturbada. La esquina hacia el Oeste de la región perturbada está marcada por un oleaje que viaja hacia el oeste el cual se propaga a una velocidad promedio de $\cong 1$ km/s y puede mantener su estructura íntegramente sobre decenas de minutos y durante ese tiempo puede propagarse a distancias de alrededor de 1000 km.

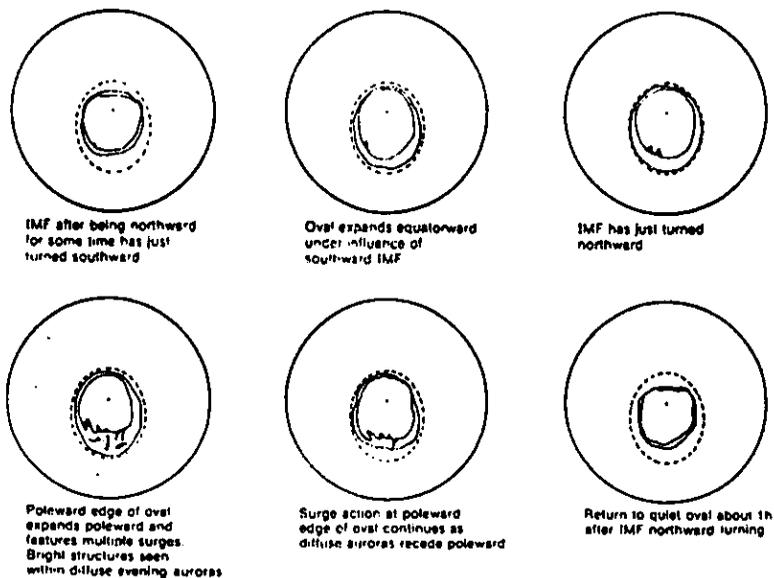


Figura 1.14 Evolución de la actividad auroral durante la subtormenta magnetosférica (según Rostoker, 1991). El movimiento completo del óvalo (con dirección al ecuador en su etapa inicial de desarrollo y con dirección al polo durante su recuperación) sigue el perfil de entrada de energía del viento solar dentro de la magnetosfera. Superpuesto a este movimiento completo se pueden ver brillos de estructuras de tamaño de escala pequeña las cuales son las regiones de rompimiento definidas por Akasofu (1964). Esto puede ocurrir ya sea durante la evolución (es decir la fase de crecimiento) de todo el óvalo perturbado o durante el episodio de la actividad auroral violenta la cual frecuentemente acompaña el inicio de la recuperación del óvalo perturbado completo. Estas estructuras de *pequeña escala* vistas en las imágenes de las cámaras que cubren todo el cielo son los oleajes correspondientes, y más de un oleaje puede existir a la vez (Kidd y Rostoker, 1991).

formas de oleaje cada una al oeste de la anterior (Wiens y Rostoker, 1975). Varios oleajes pueden coexistir durante la actividad de la fase expansiva de la subtormenta (Kidd y Rostoker, 1991) y estos oleajes están arreglados en forma casi periódica a lo largo de la orilla polar del sector tarde del óvalo auroral.

En suma, la visión moderna de una subtormenta auroral tiene que ver con dos tamaños de escala diferentes en términos de la evolución de la perturbación. Las estructuras de escala pequeñas cuyas orillas occidentales están marcadas por unas formas de oleaje que tienen un comportamiento característico, como mencionó Akasofu (1964), con una fase expansiva que involucra movimientos hacia el polo de la región perturbada y su fase de recuperación marcada por el retiro hacia el ecuador de la región perturbada. Todo el óvalo se expande y se contrae en concierto con un incremento y decremento (respectivamente) con la entrada de energía desde el viento solar. En este caso el crecimiento de actividad involucra movimiento hacia el ecuador del óvalo mientras que la recuperación involucra movimientos hacia el polo.

1.2.3 Fenomenología de la Subtormenta magnética Polar: Desde los estudios de Birkeland (1908) se ha sabido que los estallidos de la actividad auroral eran acompañados por perturbaciones repentinas en el campo magnético a latitudes aurorales donde el campo llega a tener una magnitud de hasta cientos de nT. Con la introducción del término "subtormenta" en los años sesenta, fue entonces de forma natural renombrar este evento a "subtormentas magnéticas polares", perturbaciones que Birkeland llamó "tormentas elementales polares". Sin embargo, al entrar el vocabulario científico espacial el término subtormenta magnética polar se presentó una considerable confusión respecto a la naturaleza del sistema de corriente equivalente que representa su patrón de perturbación magnética global.

Akasofu et al. (1965) afirmaron que la subtormenta magnética polar estaba caracterizada por un sistema de corrientes equivalente a una celda, mientras que por otro lado Sugiura y Heppner (1965) afirmaron que la corriente equivalente eran dos celdas, con un electrochorro hacia el este fluyendo en el óvalo auroral lado tarde y un electrochorro fluyendo hacia el oeste en el lado mañana del óvalo. La situación empezó a resolverse por sí misma cuando Rostoker (1969) se dio cuenta de que las perturbaciones magnéticas que ocurren durante una actividad auroral de gran escala tienen ambas una componente de escala de tiempo corta y una componente de escala de tiempo larga.

La figura 1.15 muestra una secuencia de 4 perturbaciones registradas en dos observatorios de alta latitud las cuales, ciertamente, pueden ser etiquetadas como subtormentas magnéticas polares. La figura 1.16 muestra el mismo evento registrado a bajas latitudes en el observatorio de Trömsø, donde se puede ver que las subtormentas magnéticas polares (figura 1.16) están sobre una perturbación de largo periodo involucrando una perturbación negativa en la componente H. Ahora sabemos que las bahías de largo periodo son las firmas de dos celdas de sistemas de corrientes equivalentes mientras que los eventos de corto periodo son las firmas, básicamente, de una sola celda de un sistema de corriente equivalente.

Los dos sistemas coexisten y ahora se sabe que a veces uno caracteriza las perturbaciones magnéticas más grandes globalmente mientras en otras ocasiones es lo inverso, es más local. En muchos de los casos de subtormentas aurorales, podría verse que la subtormenta magnetosférica contiene dos características fenomenológicas importantes. Una varía con una escala de tiempo larga (por lo menos en el caso auroral) y es de carácter global. La otra varía con escalas de tiempo cortas y es más local. A continuación describo como se visualiza la subtormenta magnetosférica en el contexto de dos componentes de diferente escalas de tiempo y distancia.

1.2.4 Visión Moderna de la Subtormenta Magnetosférica: Basándose en el contexto de dos procesos con distintas escalas temporales y espaciales que operan en la actividad durante subtormentas, Rostoker et al. (1987) discuten el proceso de subtormenta en términos de la llamada "actividad impulsada directamente" y otra basada en "la actividad relacionada con el almacenamiento de energía en la magnetocola con su subsecuente liberación dentro de la ionosfera" o "proceso de carga y descarga". Akasofu (1979) afirmó

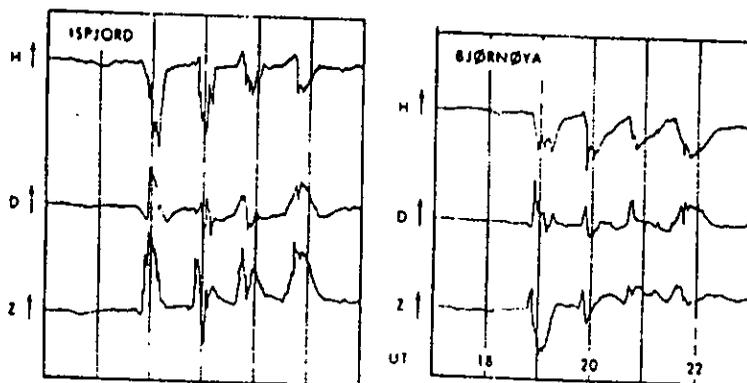


Figura 1.15 Magnetogramas de las estaciones Ispjörd y Björnøya que están en el mismo meridiano norte magnético de la península Escandinavia. Se pueden apreciar el registro de cuatro aparentes subtormentas magnéticas polares. Las diferencias en las perturbaciones entre estas dos estaciones indican que estas perturbaciones están espacialmente localizadas sobre una escala de cientos de kilómetros (según Rostoker, 1969).

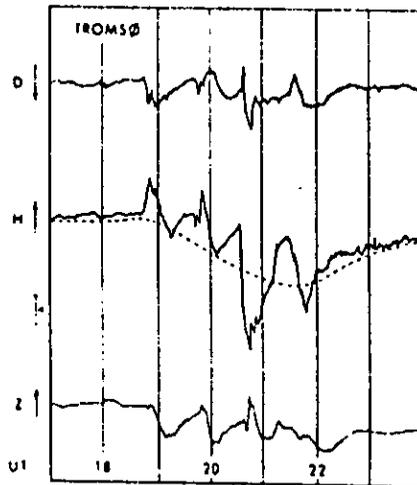


Figura 1.16 Magnetograma del observatorio de Tromsø al sur de las dos estaciones cuyos magnetogramas se muestran en la figura 1.15 y que corresponden al mismo evento. Nótese como las subtormentas magnéticas polares evolucionan sobre una componente muy clara de bajo periodo en la componente H negativa que se suele llamar *bahia*. Esta perturbación es parte de la subtormenta magnetosférica como lo son sus partes de corto periodo correspondientes (según Rostoker, 1969).

primero que la subtormenta era, antes que nada, un proceso impulsado (forzado o guiado) por energía depositada en la ionosfera durante un tiempo, después de su entrada dentro de la magnetosfera, consistente con el tiempo de propagación de la información desde las capas límite de la magnetosfera a la ionosfera.

Con el tiempo llegó a ser claro que la firma magnética del "proceso impulsado directamente" era debida a variaciones en el electrochorro con dirección este de gran escala a través del meridiano tarde (o del crepúsculo) y el electrochorro hacia el oeste a través del sector mañana (o del alba). Estos sistemas de gran escala varían sobre una escala de tiempo consistente con el tiempo de respuesta impulsivo de la magnetosfera que es de $\approx 2hr$, como se definió en Clauer et al. (1983) y Bargatze et al. (1985). Así pues, el sistema impulsado directamente fue caracterizado por un sistema de corrientes de dos celdas del tipo que se mencionó anteriormente. Las manifestaciones aurorales del sistema impulsado directamente son abrillantamientos y oscurecimientos del óvalo completo con expansiones y contracciones, los cuales están regulados por incrementos y decrementos en la inyección de energía de entrada en la magnetosfera.

McPherron en 1970 afirmó que los principales efectos de la aurora y subtormenta magnética eran precedidos por un intervalo durante el cual algo de la energía que entra en la magnetosfera era almacenada en la magnetocola magnética. Él llamó a este episodio de la energía almacenada en la magnetocola "la fase de crecimiento", y hoy día se piensa que la intensificación de la energía en la cola ocurre concurrentemente con un crecimiento de los electrochorros impulsados directamente y la expansión hacia el ecuador del óvalo auroral. De hecho, un crecimiento del campo magnético en la magnetocola podría estar asociado con un crecimiento del área del casquete polar, y esto, a su vez, resultaría en que el óvalo auroral se desplace hacia el ecuador.

Una consecuencia lógica de la afirmación de McPherron fue que la fase expansiva de la subtormenta involucra el decrecimiento del campo magnético en la magnetocola, y él arguyó, además, que la corriente en la magnetocola podría cortocircuitarse a través de la ionosfera de alta latitud formando la llamada "cuña de corriente de la subtormenta" (ver figura 1.11). Esta configuración tridimensional del sistema de corrientes ha sido identificada como el sistema de corrientes equivalentes capaces de explicar la perturbación del campo magnético asociado con las subtormentas magnéticas polares (Bonnevier et al., 1970).

Las variaciones de estos sistemas de corrientes podrían ser extremadamente rápidas comparadas con su contraparte del proceso impulsado directamente. De hecho, razones de cambio de unas pocas nT/s no son poco comunes durante las etapas iniciales del desarrollo de la cuña de corriente de la subtormenta. En estudios posteriores, Kisabeth y Rostoker (1974) y Wien y Rostoker (1975) mostraron que la cuña de corriente de la subtormenta evolucionaba en una forma característica, de donde Rostoker (1991) introduce el concepto de "cuña pequeña" (wedgelet) para describir las partes componentes de la "cuña".

La figura 1.17 muestra el carácter espacial del "sistema impulsado directamente" y "la cuña de corriente de la subtormenta". Esto ha conducido al entendimiento de que los efectos magnéticos de un conjunto de "cuñas pequeñas" hacen que la perturbación magnética en su conjunto, sea "la cuña de corriente de la subtormenta". La vida media característica de cada "cuña pequeña" es de $\approx 15min$ y el tamaño de la escala característica de la región del flujo de corriente alineada al campo hacia arriba asociada a cada "cuña pequeña" está en el rango de $\approx 100 - 500km$.

La última pieza del rompecabezas de la subtormenta parece estar ligada con el crecimiento de una corriente que cruza la cola localizada dentro de $\approx 10R_E$, y cuyo colapso es al inicio de una fase expansiva de subtormenta que nos lleva a la creación de campos eléctricos inducidos de gran magnitud en la vecindad de la órbita geostacionaria. Una consecuencia de este colapso es el aumento de precipitación de partículas aurorales, y parece que algunas partículas atrapadas son energizadas a un nivel donde ellas superan la intensidad de la corriente anular que rodea la Tierra. El consenso general en aquella época era que el colapso de la corriente que cruza la cola ocurre cuando el campo magnético cerca de la órbita

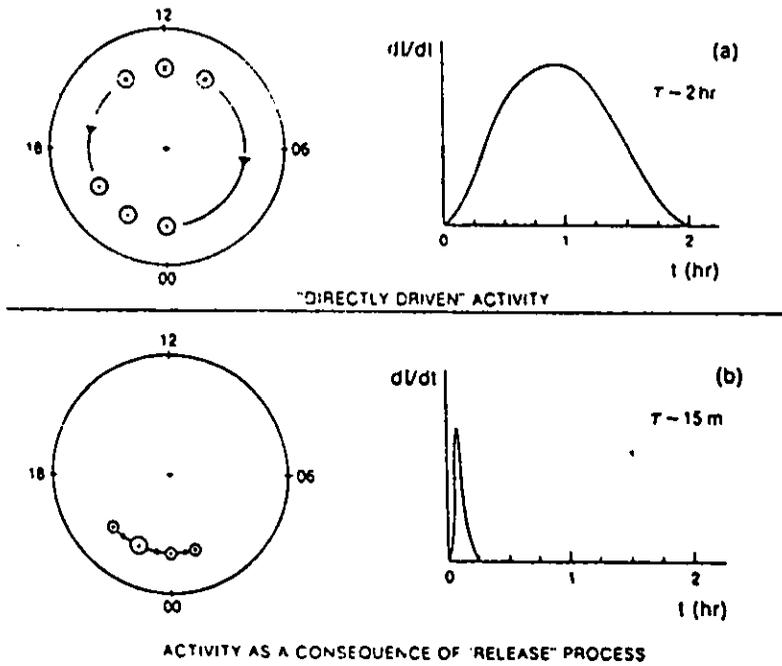


Figura 1.17 Sistemas de corrientes asociadas con las dos componentes de la actividad de Subtormenta, junto con los tiempos característicos de respuesta de los sistemas de corrientes. El sistema *directamente conducido* que se muestra en el panel superior involucra dos electrochorros de gran escala y varían en respuesta a un cambio repentino en las condiciones externas sobre una escala de tiempo de varias decenas de minutos. La *cuña de corriente de la subtormenta* esta hecha sobre un conjunto de *pequeñas cuñas* del tipo que se muestran en el panel b, con un tiempo de vida típico de cada cuña pequeña del orden de $\cong 15$ min. (según Rostoker, 1991).

geoestacionaria toma la forma de cola, tal que la corriente que acarrea a los iones se alinean al campo (Lui et al., 1991b).

Los efectos del colapso de la corriente que cruza la cola es profundo en la órbita geoestacionaria, con el campo magnético recuperándose rápidamente de una forma de cola a una configuración dipolar. Sin embargo, uno puede esperar perturbaciones magnéticas de mucho más de $\approx 20 - 30nT$ en latitudes del ovalo auroral debido al colapso de esta corriente que cruza la cola, a menos que el cambio en las corrientes involucre el cortocircuito de la corriente que cruza la cola a través de la ionosfera. No hay una buena razón física para ver que esto tiene lugar. Parece que hay una declinación en la corriente que cruza la cola como consecuencia de la reconfiguración de presión de partículas (la cual es la misma razón para la edificación de la corriente en el primer lugar).

En suma, la subtormenta magnetosférica involucra dos componentes de actividad que tienen diferentes características de tamaños tanto espaciales como temporales. Estos son "el proceso impulsado directamente" y el "proceso de carga/descarga". El primer proceso mencionado tiene un tiempo de respuesta característico de $\approx 2Hr$, mientras que el segundo proceso involucra la evolución de un conjunto de "cuñas pequeñas" cada uno con un tiempo característico de $\approx 15min$. Por otro lado, debemos decir, que de las corrientes inducidas como consecuencia del proceso de subtormenta, solo las "cuñas pequeñas" proporcionan una razón de cambio de campo lo suficientemente grande para que sea de consecuencia. Finalmente, exploremos sobre la pregunta de como se pueden predecir las variaciones en el tiempo del campo magnético en el óvalo auroral.

1.2.5 Predicción de la Actividad de Subtormenta: Si nos interesamos en la predicción de la actividad de subtormenta, esto implicar hace un esfuerzo para preparar una serie de alarmas para prevenir las variaciones rápidas e intensas del campo geomagnético las cuales podrían generar corrientes significativas inducidas en los conductores hechos por el hombre en la superficie de la Tierra. Si esto ocurre, hay un cierto tipo de perturbaciones asociadas con las subtormentas por lo cual uno estaría alerta a ciertos regímenes espaciales los cuales son más sensitivos en términos de la probabilidad de experimentar campos inducidos particularmente grandes.

La figura 1.18 muestra las zonas de sensibilidad en términos de la más alta probabilidad de detectar variaciones rápidas de gran amplitud en el campo magnético en la superficie de la Tierra. Ambos sectores el tarde y el mañana, son vulnerables, aunque los tipos de perturbaciones concernientes son de carácter diferente en los dos sectores. Las subtormentas magnéticas polares del tipo mostrado en la figura 1.15 pueden causar campos eléctricos inducidos significativos en el sector tarde mientras que eventos de pulsaciones del tipo Ps6 (ver Rostoker y Aps, 1981) pueden tener efectos significativos en el sector mañana.

La figura 1.19 muestra un ejemplo de un evento de pulsación a una latitud relativamente baja ($\approx 61^\circ$ norte geomagnético) en el cual las líneas de alta tensión que van de la región de Edmonton hasta Fort McMurray ($\approx 65^\circ$ norte geomagnético) fueron deshabilitadas como consecuencia de las corrientes inducidas. Claramente las pulsaciones en el sector mañana son un fenómeno de consideración. Es importante recalcar que las "cuñas de grandes subtormentas" y pulsaciones en el sector mañana solo ocurre para entradas de energía grandes, extraordinarias dentro de la magnetosfera, y parecen estar asociadas con eventos particulares en la fase expansiva de grandes subtormentas. Estos grandes eventos normalmente demandan un periodo considerable durante el cual la energía es almacenada en el campo de la magnetocola, y este tipo de situación puede ser detectado cuando el casquete polar se expande para ocupar un área grande de la ionosfera de alta latitud.

Las orillas hacia el polo de los "electrochorros impulsados directamente" son marcas que aproximadamente señalan la frontera entre el casquete polar y el óvalo auroral, y cuando esta marca se

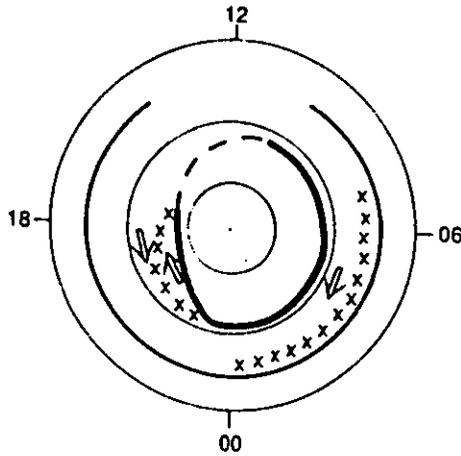


Figura 1.18 Zona de máxima vulnerabilidad a la aparición de tasas de cambio en el tiempo del campo geomagnético en la superficie de la Tierra, estos cambios son rápidos y de gran amplitud, los lugares están marcados con x's. Las flechas indican la dirección del flujo del electrochorro. El punto geométrico oscuro en alta latitud marca la orilla hacia el polo de los electrochorros observables. En el sector de la tarde, las perturbaciones de la cuña de corriente de la subtormenta son la causa de las variaciones rápidas en el tiempo mientras en el sector mañana la actividad ondulatoria de gran amplitud puede causar significativos campos eléctricos inducidos (Rostoker, 1991).

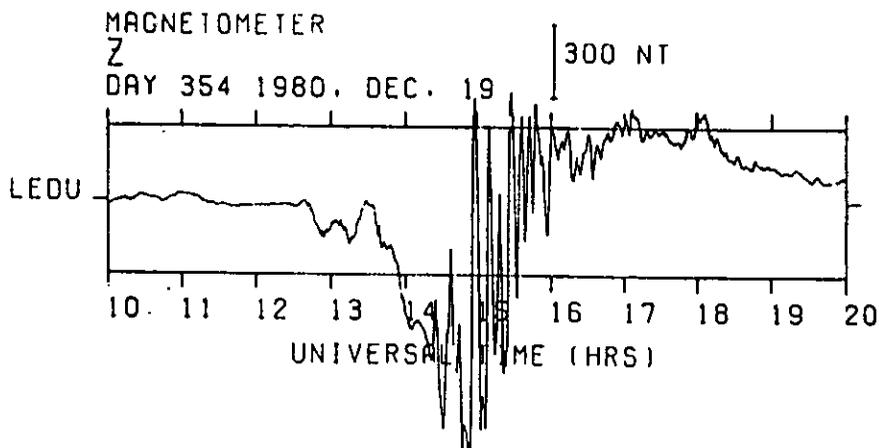


Figura 1.19 Fluctuaciones magnéticas de gran amplitud en el sector mañana cerca del alba asociada con la actividad de subtormenta. Estas perturbaciones fueron detectadas en Leduc, Alberta cerca de $\cong 54^\circ$ N geográfico. Estos eventos son suficientes para crear efectos de inducción que deshabilitan las líneas de potencia que están orientadas Norte – Sur (Rostoker, 1991).

mueve hacia el ecuador ($\approx 65^\circ$ norte geomagnético), la probabilidad de ocurrencia se mejora y puede tomar lugar un evento grande. Así pues, siguiendo el movimiento latitudinal de los "electrochorros impulsados directamente", uno tiene una medida de que tan grande podría ser una futura actividad.

Seguramente, puede ser muy ventajoso tener un satélite puesto enfrente de la magnetosfera a todas horas tal que esté proporcionando una medida de la cantidad de energía que llega al lado frontal de la magnetopausa y la dirección del campo magnético interplanetario el cual podría influenciar la probabilidad de entrada de tal energía dentro de la magnetosfera. En la ausencia de tales monitores interplanetarios, las líneas meridionales de magnetómetros proporcionan una herramienta útil para predecir eventos de fases expansivas de grandes subtormentas.

CAPITULO 2

MICROPULSACIONES GEOMAGNETICAS

2.1 Descripción de las Micropulsaciones: Las pulsaciones son perturbaciones magnéticas de Ultra Baja Frecuencia (ULF) en la magnetosfera terrestre. Están en un rango de entre 1 mHz a 10 Hz. Se manifiestan como oscilaciones que son casi senoidales en los registros tomados de magnetómetros en la superficie de la Tierra, en la ionosfera y en la magnetosfera. Las ondas con más baja frecuencia tienen longitudes de onda comparables al tamaño de la magnetosfera. Normalmente las pulsaciones de más baja frecuencia tienen las amplitudes más grandes que llegan a ser de cientos de nano Teslas (nT) en algunas ocasiones en las zonas aurales.

La banda espectral de las pulsaciones presenta un límite superior que está determinado por la frecuencia de ciclotrón del hidrógeno en la magnetosfera y que es menor a 10 Hz. Las altas frecuencias de las pulsaciones rara vez tienen amplitudes mayores a varios nT en la magnetosfera y sus amplitudes en la superficie de la Tierra son algunos nT. La figura 2.1 ilustra solo una parte de lo que es una amplia variedad de pulsaciones que se observan en la superficie de la Tierra.

El primer reporte de la observación de pulsaciones se atribuye a Stewart (1861) quien notó las pulsaciones del campo geomagnético en registros de grandes tormentas geomagnéticas en el observatorio de Kew (Greenwich, England). Algunas observaciones posteriores se presentaron en numerosos reportes dentro de los cuales están Angenheister (1920), Rolf (1931) y Sucksdorff (1939). Los dos últimos estudiaron las características de las pulsaciones de grandes amplitudes, altamente monocromáticas con frecuencias cerca de 10 mHz a 20 mHz las cuales se clasifican como pulsaciones gigantes por su morfología.

Durante el año Geofísico Internacional (IGY) , en 1958, se presentó un incremento substancial en el número de observaciones de las pulsaciones (ver la figura 1 de Saito, 1969). Desde ese momento se estableció el estudio de ondas en plasmas y pulsaciones en la magnetosfera como una disciplina formal. Debido a la gran variedad morfológica que se encontró en estos estudios durante el IGY, un subcomité de la IAGA (International Association of Geomagnetism and Aeronomy) sugirió una clasificación basada en dos clases principales (Jacobs et al., 1964). La primera clase son pulsaciones con carácter más o menos continuo y se denotan por Pc. Esta clase se divide en subclases con base en el periodo o frecuencia de las pulsaciones (ver tabla 2.1). La segunda clase incluye las pulsaciones más o menos impulsivas e irregulares denotadas por Pi.

Una clasificación más completa que incluye subclases la dan Saito (1969), Jacobs (1970) y Orr (1973). Las primeras observaciones por satélite fueron analizadas por investigadores como Coleman et al., (1960), Sonett et al., (1962), Judge y Coleman (1962), Nishida y Cahill (1964) y Patel y Cahill (1964), entre otros. Cummings et al., (1969) reportó observaciones de pulsaciones magnéticas relativamente monocromáticas registradas en una órbita geosíncronica por el magnetómetro del ATS-1. Estas pulsaciones fueron altamente transversales, con amplitudes pico a pico con valores hasta de 20 nT, y con frecuencias en el rango de 3 mHz a 20 mHz. Ellos atribuyeron la ocurrencia de estas pulsaciones a resonancias hidromagnéticas en la magnetosfera.

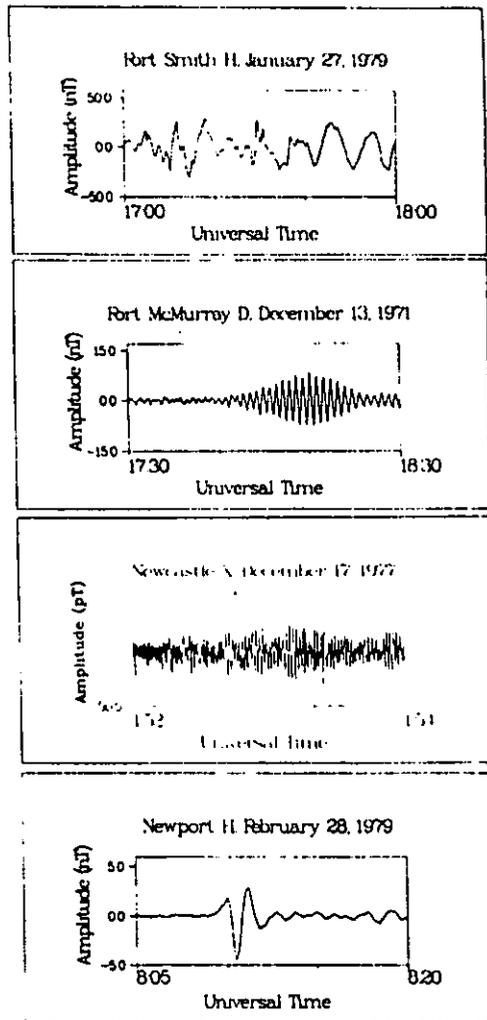


Figura 2.1 Algunos ejemplos característicos de pulsaciones geomagnéticas registradas en estaciones terrestres. De arriba abajo tenemos pulsaciones continuas en la banda (Pc5) de entre 1 – 10 mHz, pulsaciones continuas estructuradas en la banda de 0.1 – 10 Hz (Pc1) y pulsaciones impulsivas asociadas con la fase expansiva de las subtormentas en la banda de 7 – 25 mHz (Pi2).

TABLA 2.1

CLASIFICACION DE LAS PULSACIONES POR LA IAGA

NOTACION	RANGO DE PERIODO (segundos)
CONTINUAS	
Pc1	0.2 - 5
Pc2	5 - 10
Pc3	10 - 45
Pc4	45 - 150
Pc5	150 - 600
IRREGULARES	
Pi1	1 - 40
Pi2	40 - 150

Debemos considerar que aunque el esquema de clasificación morfológica dado por la tabla 2.1 sirvió en el pasado, actualmente ha sido gradualmente reemplazado por nuevos esquemas basados en una clasificación genérica esto es, respecto a los procesos físicos y mecanismos de generación. Esta es una evolución natural en cualquier campo de la ciencia y actualmente el físico magnetosferico trata de seguir lo más posible la clasificación genérica. Sin embargo es conveniente dividir las pulsaciones en tres distintas bandas de frecuencia, bajas frecuencias (LF) (1mHz a 10mHz), frecuencias medias (MF) (10mHz a 0.1Hz) y altas frecuencias (HF) (0.1Hz a 10Hz), y dos tipos de paquetes de ondas, continuas e impulsivas.

2.2 Instrumentos y Técnicas de Observación: Las pulsaciones geomagnéticas, han sido registradas usando una amplia variedad de magnetómetros, incluyendo los más viejos como son: los variómetros magnéticos, magnetómetros de precesión protónica, magnetómetros fluxgate, magnetómetros de vapor de rubidio y magnetómetros de bobina de inducción (ver por ejemplo, Campbell, 1967). Las pulsaciones geomagnéticas también inducen corrientes en la superficie de la Tierra, y estas corrientes se puede detectar fácilmente usando electrodos telúricos para medir los campos eléctricos horizontales cerca de la superficie de la Tierra (ver por ejemplo Garland, 1960).

Los campos eléctricos asociados con las pulsaciones pueden ser detectados en la ionosfera a través de diferentes sistemas de radar incluyendo medidas de intensidad y velocidad Doppler de las ondas de plasma en la ionosfera (Greenwald et al., 1978; Allan y Poulter, 1984) y radares de dispersión incoherente. En la magnetosfera, los campos eléctricos asociados con pulsaciones han sido vistos a través de una gran variedad de instrumentos incluyendo la sonda doble (Mozer, 1973) e instrumentos de haces electrónicos (Melzner et al., 1978; Junginger et al., 1984).

Las pulsaciones y ondas en plasma pueden también modular las distribuciones de partículas energéticas en los plasmas magnetosfericos (Brown et al., 1968; Lanzerotti et al. 1969). Una interpretación propia de los datos de partícula nos puede llevar a una comprensión mucho más clara de las ondas de plasma asociadas con las pulsaciones (ver por ejemplo Kivelson y Southwood, 1983, 1985a).

2.3 Origen de las Pulsaciones Geomagnéticas: El factor que más peso tiene en la generación de las pulsaciones es el flujo convectivo de plasma en la magnetosfera. El flujo convectivo conduce directamente a la producción de inestabilidades de plasma, tales como la inestabilidad hidromagnética de Kelvin - Helmholtz cerca de la magnetopausa. Este flujo puede producir también distribuciones de plasmas inestables en la magnetosfera. Las frecuencias de colisiones presentes son lo suficientemente bajas para permitir que estas distribuciones inestables persistan por intervalos de tiempo largos respecto a los tiempos de crecimiento de un número variado de inestabilidades de plasma. En la magnetosfera terrestre se llevan a cabo cantidades substanciales de transporte de plasma y movimientos convectivos dentro de las capas frontera (ver figura 1.4). El flujo dentro de la capa frontera de baja latitud (LLBL) tiene un considerable cizallamiento de velocidad que proporciona condiciones favorables para producir la inestabilidad de Kelvin - Helmholtz. Los plasmas dentro de las capas frontera frecuentemente tienen grandes gradientes de presión, densidad y campo magnético, permitiendo así la posibilidad de que ocurran varias inestabilidades de coordenadas espaciales. La hoja de plasma, la capa frontera de la hoja de plasma y la corriente anular son regiones donde se favorece la producción de ondas debido a que los plasmas calientes, que son frecuentemente anisotrópicos, se encuentran dentro de estas regiones.

Durante la fase expansiva de las subtormentas, la intensificación de la convección de la cola hacia la Tierra lleva consigo la inyección de plasmas desde la hoja de plasma hacia región dipolar de la magnetosfera. Los flujos de partículas atrapadas crecen, los protones sufren una deriva hacia el oeste haciendo crecer la corriente anular. Las distribuciones de protones energéticos (entre 10 keV a 100 keV) son frecuentemente muy anisotrópicos proporcionando condiciones favorables para producir resonancias de rebote e inestabilidades de espejo, de arrastre y ion ciclotrón. Por otro lado, los cambios abruptos temporales en la convección dentro de la magnetosfera están asociados frecuentemente con corrientes transitorias alineadas con el campo. Estos cambios en corrientes y convección deben propagarse como ondas de Alfvén, proporcionando con ello fuentes transitorias para la producción de pulsaciones. Las ondas de plasma impulsivas en el rango de frecuencias entre 5 mHz y 15 mHz se registran frecuentemente durante el inicio de la fase expansiva de la subtormenta. La fase expansiva y las pulsaciones que ocurren pueden ser quizás manifestaciones de los cambios repentinos en la convección en la magnetocola. Además de las fuentes dentro de la magnetosfera, las pulsaciones pueden derivar su energía de ondas de choque e inestabilidades en el viento solar. Los impulsos repentinos en la magnetosfera son causados por choques en el flujo del viento solar, y estos impulsos repentinos pueden producir pulsaciones amortiguadas que son detectadas en la superficie de la Tierra. Los protones que son reflejados en la onda de choque terrestre pueden producir inestabilidades ion ciclotrón en el viento solar enfrente de la onda. Las ondas ion ciclotrón sufren convección hacia la magnetopausa y transfieren energía a la magnetosfera. La figura 2.2 esquematiza diversas fuentes de energía y tipos de ondas de plasma en la magnetosfera.

Aunque el número de observaciones de pulsaciones fue bastante grande antes de 1960, las teorías adecuadas para su estudio fueron pocas y dispersas. Quizás la contribución teórica más fundamental antes de 1960 fue la hecha por Dungey en su tratado sobre ondas de Alfvén en la atmósfera superior (Dungey, 1954). En este tratado, él introduce el concepto de resonancias hidromagnéticas y sugiere que la inestabilidad de Kelvin - Helmholtz en la superficie de la cavidad de Chapman - Ferraro podría ser quizás una importante fuente de energía para las pulsaciones geomagnéticas. Algunas contribuciones teóricas anteriores a 1960 las dan Kato y Watanabe (1954), Dessler (1958), y Obayashi y Jacobs (1958).

Las pulsaciones impulsivas son causadas por una variedad de fenómenos transitorios, que incluyen impulsos repentinos del viento solar, eventos de transferencia de flujo, y cambios rápidos en la convección magnetosférica. Las pulsaciones continuas en la banda de bajas frecuencias son causadas predominantemente por inestabilidades hidromagnéticas tales como las Kelvin - Helmholtz e inestabilidades de espejo de arrastre. Muchas pulsaciones en la banda de medianas frecuencias se cree que se originan debido a inestabilidades protón ciclotrón en el viento solar, con propagación a través de la magnetopausa. Pulsaciones continuas en la banda de altas frecuencias generalmente son causadas por inestabilidades ion ciclotrón en la magnetosfera. Estos rangos de frecuencia son aproximados y hay un traslape considerable en el contenido espectral y frecuencias de las pulsaciones producidas por varios mecanismos. La tabla 2.2 resume este esquema de clasificación y las diferentes fuentes de energía que producen las pulsaciones.

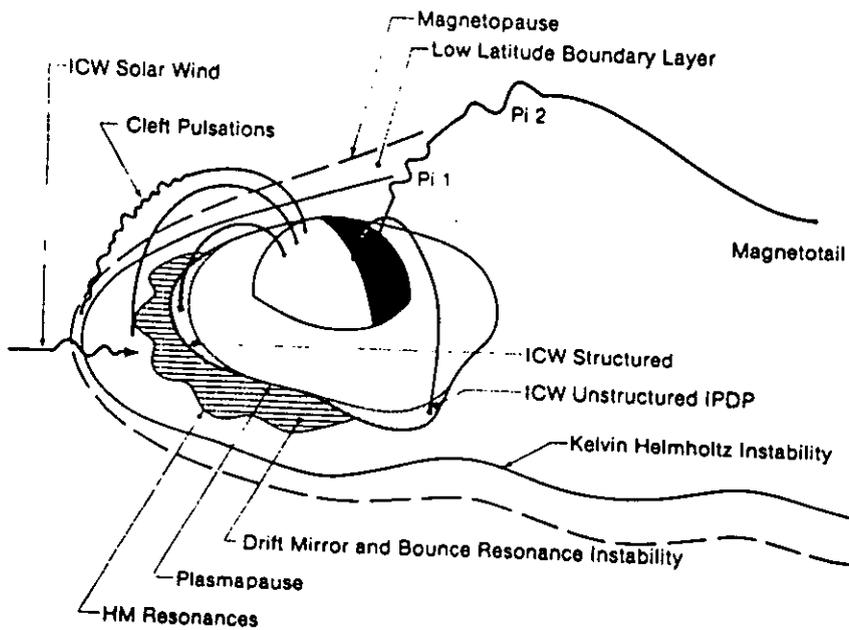


Figura 2.2 Posiciones y fuentes de algunas ondas en plasmas y pulsaciones en la magnetosfera. ICW: ondas ion ciclotrón, HM: ondas hidromagnéticas.

TABLA 2.2

CLASIFICACION DE ONDAS EN PLASMAS Y PULSACIONES EN LA MAGNETOSFERA

TIPO	BANDA ESPECTRAL	POSIBLES FUENTES
Continuas	1 a 10 mHz (Baja Frecuencia, LF)	Inestabilidad de Espejo de Arrastre. (Drift-mirror instability) Resonancia de rebote. (Bounce resonance) Kelvin - Helmholtz.
Continuas	10 a 100 mHz (Frecuencia Media, MF)	Kelvin - Helmholtz. Inestabilidades protón ciclotrón en el Viento Solar.
Continuas	0.1 a 10 Hz (Alta Frecuencia, HF)	Ondas ion ciclotrón debido a inestabilidades protón ciclotrón en la magnetosfera.
Impulsivas	1 a 10 mHz (Baja Frecuencia, LF)	Impulsos repentinos del viento solar. Cambios abruptos en la convección en la magnetocola (en conjunción con las fases expansivas de las subtormentas). Eventos de Transferencia de Flujo. (Flux Transfer Events)
Impulsivas	10 a 100 mHz (Frecuencia Media, MF)	Cambios en la convección en la magnetocola. Inestabilidades conducidas o forzadas de las corrientes alineadas con el campo. (Field-aligned current-driven instabilities)
Impulsivas	0.1 a 10 Hz (Alta Frecuencia, HF)	Inestabilidades conducidas o forzadas por las corrientes alineadas con el campo. (Field aligned current driven instabilities)

2.4 Ondas de Plasmas y Pulsaciones Continuas en la Banda de Baja Frecuencia (1 – 10 mHz)

2.4.1 Introducción a las Bajas Frecuencias: Las pulsaciones geomagnéticas en la banda de bajas frecuencias son las firmas magnéticas de ondas en plasmas las cuales tienen longitudes de ondas que son comparables a las dimensiones de la magnetosfera. En general, estas ondas de bajas frecuencias pueden ser descritas por ecuaciones hidromagnéticas ya que los tamaños de escala son mucho más grandes que un radio de Larmor de un ion típico y las frecuencias son mucho más bajas que las girofrecuencias del hidrógeno ionizado, el helio y el oxígeno en la magnetosfera. Las excepciones para la validez de la aproximación hidromagnética ocurre, sin embargo, particularmente en las resonancias hidromagnéticas donde el tamaño de escala transversal a el campo magnético puede aproximarse al radio de Larmor. Es pues que los modos de onda deben ser descritos a través de las ecuaciones para la onda de Alfvén cinética (Hasegawa y Chen, 1976).

Las longitudes de onda grandes de las ondas en plasmas de bajas frecuencias indican que las fronteras, incluyendo la ionosfera y la magnetopausa, y la no uniformidad (por ejemplo: del campo dipolar de la Tierra y la plasmapausa) juegan un papel extremadamente importante en el gobierno de las configuraciones de los campos asociados con las ondas. Dungey (1954) estuvo consciente de este hecho cuando él dirigió el problema hacia los modos hidromagnéticos resonantes o líneas de campo resonantes en un campo dipolar. Southwood y Hughes (1983) proporcionan un trabajo de revisión comprensible de la teoría hidromagnética apropiada para estas pulsaciones de baja frecuencia.

Las pulsaciones continuas de baja frecuencia han sido clasificadas ya desde el pasado como Pc5. La gran amplitud de estas pulsaciones (del orden de cientos de nanoteslas en la zona auroral) y las bajas frecuencias (menos de 10 mHz) permiten que haya un registro sencillo y una fácil identificación de estas pulsaciones, aun sobre magnetogramas estándar de variómetros mecánicos.

Las pulsaciones de baja frecuencia tienden a tener sus máximas amplitudes en las zonas aurales (en latitudes geomagnéticas entre $65^\circ - 70^\circ$) (Jacobs y Sinno, 1960; Obertz y Raspopov, 1968). La región de máxima intensidad sigue la posición aproximada del óvalo auroral (Samson, 1972) excepto cerca de la tarde local donde el pico de amplitudes puede estar ligeramente hacia el polo respecto del óvalo auroral promedio. En la zona auroral, la actividad de pulsaciones de baja frecuencia tiene un máximo entre las 0600-1000 de tiempo local (LT), con un máximo más pequeño cerca de las 1800-2200 LT (Saito, 1969). A medianas latitudes, estos picos no son evidentes y las pulsaciones de baja frecuencia ocurren con igual probabilidad sobre casi todo el día. Las pulsaciones de baja frecuencia son frecuentemente más sinusoidales o de banda angosta en la mañana y temprano después del medio día. En general, las pulsaciones en horas ya tarde después del medio día y durante la noche tienen trenes de onda cortos con pocos ciclos.

2.4.2 Resonancias Hidromagnéticas: Dungey (1954) desarrolló las ecuaciones de onda apropiadas para una geometría de campo dipolar en un intento de analizar los modos de ondas hidromagnéticas de baja frecuencia en la magnetosfera terrestre. Las ecuaciones para las dos componentes del campo magnético transversal están acopladas excepto en un número limitado de casos especiales. Si suponemos que la dependencia azimutal o longitudinal está dada por $e^{im\theta}$, entonces para $m = 0$, las componentes toroidal (azimutal) y poloidal están desacopladas. En este caso el modo toroidal o de Alfvén guiado nos conduce a la producción de ondas estacionarias a lo largo de las líneas del campo magnético debido a las condiciones de frontera en la ionosfera y en la Tierra. Las frecuencias resonantes o frecuencias propias de estas ondas estacionarias dependen de la longitud de la línea de campo y la densidad de masa del plasma.

Por simplicidad en nuestro análisis de resonancias hidromagnéticas o líneas de campo usaremos la ecuación (A.14 apéndice) y el tensor dieléctrico para un plasma frío (la ecuación (A.21 apéndice)), lo cual nos da:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{j}_\parallel}{\partial t} - v_A^{-2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.1)$$

Donde se ha reemplazado \mathbf{C} por $\nabla \times \nabla \times \mathbf{y} - i\omega$ por la derivada en el tiempo $\partial / \partial t$. Se ha incluido también explícitamente las corrientes alineadas al campo. La componente perpendicular de la ecuación es

$$B_0^{-2} \mathbf{B}_0 \times \mathbf{B}_0 \times (\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}) = v_A^{-2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.2)$$

Hemos supuesto que $\mathbf{E} = [E_1, E_2, 0]$, ya que la componente paralela del campo eléctrico, $E_3 \approx 0$ debido a la baja inercia del electrón. En coordenadas curvilíneas generalizadas, x_j ($j = 1, 2, 3$), obtenemos el conjunto acoplado de ecuaciones:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{h_3} \left\{ \frac{\partial}{\partial S_2} \left[h_3 \left(\frac{1}{h_2} \frac{\partial}{\partial S_1} (h_2 E_2) - \frac{1}{h_1} \frac{\partial}{\partial S_2} (h_1 E_1) \right) \right] \right. \\ & \left. - \frac{h_3}{h_2} \frac{\partial}{\partial S_3} \left[\frac{h_2}{h_1} \frac{\partial}{\partial S_3} (h_1 E_1) \right] \right\} = -v_A^{-2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_1 \end{aligned} \quad (2.3)$$

y

$$\begin{aligned} & \frac{1}{h_3} \left\{ \frac{\partial}{\partial S_1} \left[h_3 \left(\frac{1}{h_1} \frac{\partial}{\partial S_2} (h_1 E_1) - \frac{1}{h_2} \frac{\partial}{\partial S_1} (h_2 E_2) \right) \right] \right. \\ & \left. - \frac{h_3}{h_1} \frac{\partial}{\partial S_3} \left[\frac{h_1}{h_2} \frac{\partial}{\partial S_3} (h_2 E_2) \right] \right\} = -v_A^{-2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_2 \end{aligned} \quad (2.4)$$

donde $dS_j = h_j dx_j$, y las h_j son factores de escala. Por ejemplo, en un campo dipolar,

$x_1 = -\cos^2 \theta / r$ (θ es la latitud, r es la distancia radial),

$x_2 = \phi$ (es la longitud),

$x_3 = \sin \theta / r^2$ (en la dirección de \mathbf{B}_0),

$h_1 = (r^2 / \cos \theta)(4 - 3 \cos^2 \theta)$,

$$h_2 = r \cos \theta,$$

$$h_3 = r^3(4 - 3\cos^2 \theta)^{-1/2}.$$

Si las ondas son axisimétricas ($\partial / \partial x_2 = 0$), nos da como resultado dos ecuaciones desacopladas:

$$\frac{1}{h_2} \frac{\partial}{\partial S_3} \left[\frac{h_2}{h_1} \frac{\partial}{\partial S_3} (h_1 E_1) - v_A^{-2} \frac{\partial^2 E_1}{\partial t^2} \right] = 0 \quad (2.5)$$

y

$$\frac{1}{h_1} \frac{\partial}{\partial S_3} \left[\frac{h_1}{h_2} \frac{\partial}{\partial S_3} (h_2 E_2) \right] + \frac{1}{h_3} \frac{\partial}{\partial S_1} \left[\frac{h_3}{h_2} \frac{\partial}{\partial S_1} (h_2 E_2) \right] - v_A^{-2} \frac{\partial^2 E_2}{\partial t^2} = 0 \quad (2.6)$$

La ecuación (2.5) describe el modo toroidal, y la ecuación (2.6) describe el modo poloidal. Usando las ecuaciones de Maxwell encontramos que el campo magnético del modo toroidal está polarizado en la dirección x_2 , y el modo poloidal tiene componentes en ambas direcciones x_1 y x_3 (alineadas al campo).

La Tierra y la ionosfera son buenos conductores y consecuentemente el campo eléctrico de las resonancias debe ser pequeño cerca de la ionosfera, y el coeficiente de reflexión debe ser alto. Por tanto una solución WKB para la ecuación del modo toroidal en la magnetosfera nos conduce a las frecuencias propias:

$$\omega \int \frac{dS_3}{v_A(x_3)} = n\pi \quad (n = 1, 2, 3) \quad (2.7)$$

donde la integral es a lo largo de una línea magnética desde la ionosfera Norte a la ionosfera Sur. En general, excepto cerca de la plasmapausa, las frecuencias propias decrecen con la latitud (ver la figura 2.3).

Otros casos limitados los cuales nos conducen a ecuaciones desacopladas son aquellos con gradientes azimutales o números de onda grandes. La onda tiene entonces campos magnéticos los cuales están polarizados en la dirección x_1 , y la ecuación es muy similar a la ecuación de onda toroidal. Radoski (1967) llamó a este modo un modo poloidal guiado.

Las soluciones analíticas para el conjunto de ecuaciones acopladas pueden encontrarse en sistemas que tienen una geometría simple, pero siguen conservando la característica esencial de que la velocidad de Alfvén tiene un gradiente perpendicular a \mathbf{B}_0 . Tamao (1966) usó las ecuaciones para un sistema dipolar pero el se enfocó a soluciones válidas cerca del ecuador y supuso que v_A solamente tiene gradientes radiales. Southwood (1974) usó un modelo con coordenadas cartesianas, y Chen y Hasegawa (1974a) usaron las coordenadas dipolares, pero asumiendo una solución WKB, limitada a la región cercana al plano ecuatorial.

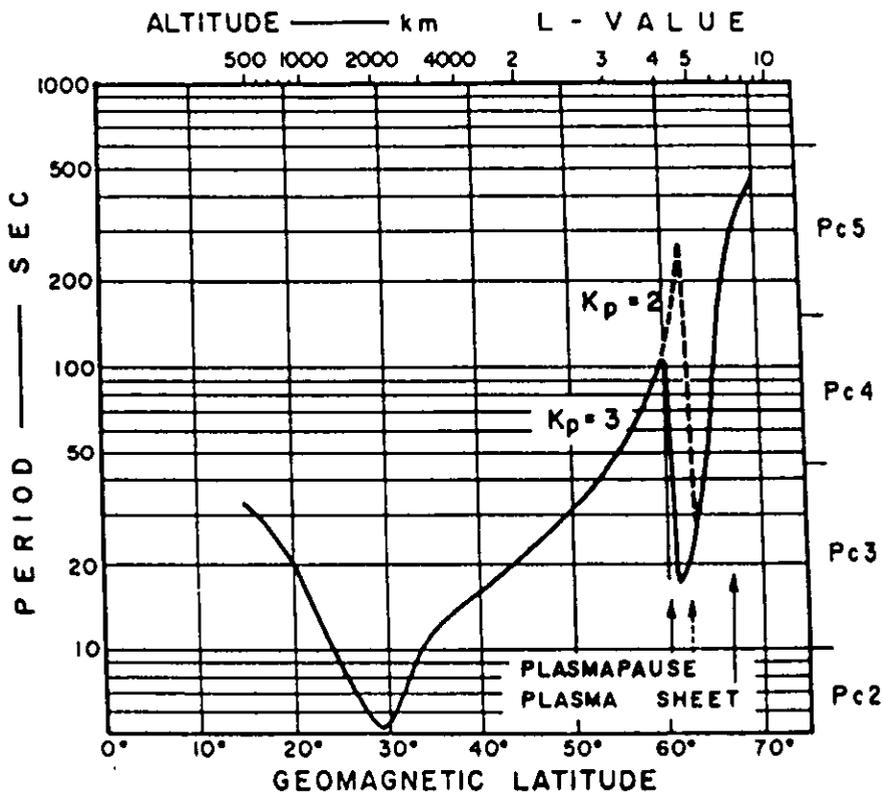


Figura 2.3 Periodo fundamental ($n = 1$, $T = 2 \pi / \omega$) para el modo toroidal (según Nishida, 1978).

Tamao (1966) mostró que, con las suposiciones mencionadas anteriormente, el conjunto de ecuaciones acopladas podría ser resuelto por separación de variables. El encontró que ocurre una región de acoplamiento resonante, donde las amplitudes de las oscilaciones tienen singularidades. En esta región resonante, el modo isotrópico se acopla para localizar oscilaciones transversales. Las líneas magnéticas sobre las cuales el acoplamiento ocurre dependen de la frecuencia y del número de onda azimutal del modo fuente isotrópico. Si se incluye disipación o amortiguamiento, las oscilaciones magnéticas azimutales (toroidales) muestran un pico angosto localizado radialmente. La componente azimutal del campo magnético también tiene un corrimiento de fase característico de 180° a través de la posición radial del pico resonante (ver el ejemplo de la figura 3.10 en Tamao, 1966). Este corrimiento de fase en la componente azimutal, y el cambio pequeño de fase en la componente radial conduce a una polarización inversa a través del pico resonante.

Southwood (1974), y Chen y Hasegawa (1974a) desarrollaron modelos algo más comprensibles de resonancias hidromagnéticas a través de incluir una fuente de energía, la inestabilidad Kelvin-Helmholtz en la magnetopausa. Ellos mostraron que las ondas superficiales casi monocromáticas asociadas con la inestabilidad Kelvin-Helmholtz, aunque desvaneciendo, se acopla al modo toroidal de ondas estacionarias en la magnetosfera interior. El acoplamiento más eficiente ocurre en posiciones donde las frecuencias propias de las líneas del campo se emparejan a las frecuencias en las ondas superficiales.

Para resolver las ecuaciones de ondas acopladas, adoptaremos la geometría Cartesiana usada por Southwood (1974). Suponemos soluciones de la forma:

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \mathbf{E}(x) \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)] \quad (2.8)$$

donde x corresponde a la dirección radial en el ecuador, y es la dirección azimutal, z es a lo largo \mathbf{B}_0 , $\mathbf{E}(x) = [E_r(x), E_y(x), 0]$ y $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} = k_y y + k_z z$. En suma suponemos que v_A es una función de x solamente. Las condiciones a la frontera son $E = 0$ si $z = 0, Z_L$. Ahora las ecuaciones (2.3) y (2.4) quedan como:

$$\left(\frac{\omega^2}{v_A^2} - k_z^2 \right) E_x(x) = ik_y \left(\frac{dE_y(x)}{dx} - ik_y E_x(x) \right) \quad (2.9)$$

y

$$\left(\frac{\omega^2}{v_A^2} - k_z^2 \right) E_y(x) = -\frac{d}{dx} \left(\frac{dE_y(x)}{dx} - ik_y E_x(x) \right) \quad (2.10)$$

Resolviendo para E_y da la ecuación:

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} - k_y^2 \omega^2 \frac{d(v_A^{-2})}{dx} \left(\frac{\omega^2}{v_A^2} - k_z^2 \right)^{-1} \left(\frac{\omega^2}{v_A^2} - k_z^2 \right)^{-1} \frac{dE_y}{dx} + \left(\frac{\omega^2}{v_A^2} - k_z^2 \right) E_y = 0 \quad (2.11)$$

donde la dependencia de E_y y v_A esta implícita, y $k^2 = k_y^2 + k_z^2$. La ecuación tiene dos singularidades. La primera ocurre cuando $(\omega^2 / v_A^2 - k_z^2) = 0$ corresponde a la posición x_R donde las líneas de campo resuenan. Tomando en cuenta las condiciones a la frontera, tenemos que $k_z = n\pi / Z_L$ (donde n es un entero), y $\omega = n\pi v_A(x_R) / Z_L$. La segunda singularidad, ocurre cuando $(\omega^2 / v_A^2 - k^2) = 0$, corresponde a la posición o punto de retorno donde las soluciones cambian de oscilatorias a incrementos o decrementos espaciales (Southwood, 1974). Cerca de la posición de resonancia, $x = x_R$, la ecuación (2.11) queda como:

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + \omega^2 \frac{d(v_A^{-2})}{dx} \left(\frac{\omega^2}{v_A^2} - k_z^2 \right)^{-1} \frac{dE_y}{dx} - k_y^2 E_y = 0 \quad (2.12)$$

Si suponemos que hay pérdidas en la ionosfera, entonces k_z es compleja, y la ecuación puede ser escrita como (Southwood, 1974):

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + (x - x_R - i\gamma)^{-1} \frac{dE_y}{dx} - k_y^2 E_y = 0 \quad (2.13)$$

donde $\gamma = \text{Re}(k_z) \text{Im}(k_z) / (\omega^2 d(v_A^{-2}) / dx)^{-1}$. La solución es:

$$E_y(x) = A I_0 [k_y(x - x_R - i\gamma)] + B K_0 [k_y(x - x_R - i\gamma)] \quad (2.14)$$

donde I_0 y K_0 son las funciones de Bessel modificadas. Los coeficientes A y B se determinan por condiciones a la frontera en la coordenada x . Por ejemplo, podemos suponer que existe una fuente en la magnetopausa, $x = x_m$ (quizás una inestabilidad Kelvin - Helmholtz) y aquí $E_y(x_m) = E_0 e^{i\omega t}$. Al otro extremo de la "caja", cerca de la Tierra, $E_y = 0$.

No entraremos en detalle respecto a la solución, solo ilustraré con un esquema la forma general de la solución (ver figura 2.4). La energía monocromática proveniente de la magnetopausa se acopla por el modo rápido a la resonancia en la posición x_R . Llevándonos a un máximo localizado en el campo eléctrico de la onda. La polarización de los campos eléctricos perpendiculares sale de las ecuaciones (2.9) y (2.10), y

$$\frac{E_x}{E_y} = \frac{ik_y}{\left(\frac{\omega^2}{v_A^2} - k^2 \right)} \frac{1}{E_y} \frac{dE_y}{dx} \quad (2.15)$$

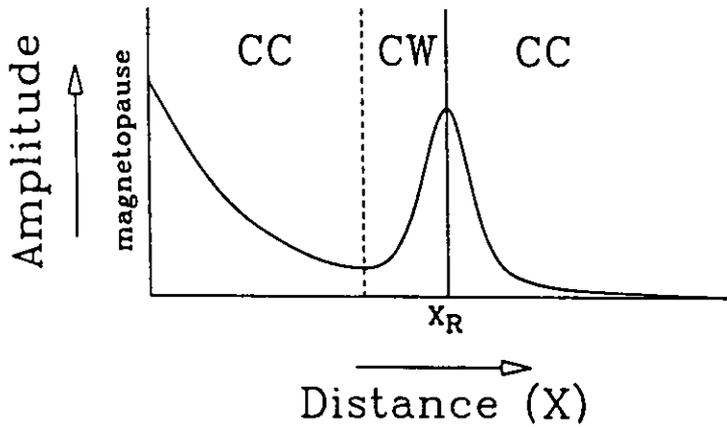


Figura 2.4 La amplitud de la componente E_y para una resonancia hidromagnética. Cambios en el sentido de polarización de los campos eléctricos perpendiculares están indicados por las líneas punteadas y sólidas.

El sentido de polarización depende de la dirección azimutal de propagación, k_y , y la derivada logarítmica $E_y^{-1} dE_y / dx$. El sentido de la polarización cambia si la dirección de propagación azimutal (componente y) cambia. El sentido de la polarización también cambia radialmente (dirección x) o latitudinalmente sobre la Tierra cerca de x_R (línea sólida) y en el mínimo local en E_y (línea punteada). En la figura 2.4, CC (counterclockwise = en el sentido contrario a las manecillas del reloj) corresponden a la polarización mano izquierda LH (Left Hand), la cual podría ser vista como CC sobre la Tierra (mirando hacia abajo a lo largo de las líneas de campo) en el hemisferio norte. Este ejemplo es apropiado para propagación con dirección oeste en el hemisferio norte.

Resolviendo para E_x y E_y usando las ecuaciones (2.9) y (2.10), y usando las ecuaciones de Maxwell podemos obtener:

$$\frac{d^2 b_z}{dx^2} - \left(\frac{\omega^2}{v_A^2} - k_z^2 \right)^{-1} \omega^2 \frac{d(v_A^{-2})}{dx} \frac{db_z}{dx} + \left(\frac{\omega^2}{v_A^2} - k_z^2 \right) b_z = 0 \quad (2.16)$$

donde b es el campo magnético de la onda. Kivelson y Southwood (1985b, 1986) han mostrado que esta ecuación es muy similar a la ecuación que Budden (1961) usó para describir el efecto de túnel de las ondas de radio (ver también Southwood, 1974). La posición de la resonancia, donde $(\omega^2 / v_A^2 - k_z^2) = 0$, es análoga a la posición de la resonancia de plasma para las radio ondas. Kivelson y Southwood (1986) dan ejemplos adicionales de soluciones a esta ecuación, así como muchas referencias a publicaciones anteriores.

En analogía a la solución de Budden, podemos escoger como condiciones a la frontera una onda incidente a lo largo del eje - x desde infinito (∞), y una amplitud la cual decae a cero en menos infinito ($-\infty$). La onda incidente será parcialmente reflejada de la región del punto de retorno, x_T . Si además suponemos que un disturbio ondulatorio está presente en el tiempo $t = 0$, y existe una frontera reflectora en $x_B > x_T$, entonces las reflexiones en x_B y en x_T nos conducen a modos propios de cavidad en frecuencias cuantizadas. En estos modos de cavidad (el modo rápido) pierde energía en las resonancias de línea de campo transfiriéndolo al modo trasversal.

Consecuentemente en la magnetosfera podríamos esperar que el modo rápido produzca un conjunto discreto de ondas estacionarias que corresponden a los modos propios de la cavidad formada por la magnetopausa y la cáscara magnética en x_T . Allan et al. (1986) ha encontrado evidencias de estos modos propios de cavidad en simulaciones numéricas de una cavidad hidromagnética con una entrada de energía impulsiva.

La naturaleza monocromática o sinusoidal de las pulsaciones de baja - frecuencia pueden ser producidas por un proceso por medio del cual tienen una tasa de crecimiento con un espectro de banda angosta, por los modos de cavidad discutidos previamente, y por una onda superficial la cual ocurre en una discontinuidad en la densidad o el campo magnético (Chen y Hasegawa, 1974b). Para la onda superficial, suponemos dos regiones de densidades ρ_1 y ρ_2 uniformes. Los campos magnéticos \mathbf{B}_1 y \mathbf{B}_2 son uniformes en ambas regiones, $\mathbf{B}_1 \parallel \mathbf{B}_2$, y \mathbf{B}_1 y \mathbf{B}_2 son tangenciales al plano de discontinuidad. Esta configuración es una aproximación razonable para la plasmapausa. Entonces de la ecuación (B30 apéndice B) con $v_z = 0$, tenemos pues que:

$$\omega = \frac{1}{(\rho_1 + \rho_2)^{1/2}} \left[\rho_1 (\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{v}_{A,1})^2 + \rho_2 (\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{v}_{A,2})^2 \right]^{1/2} \quad (2.17)$$

donde $\mathbf{k}_1 \equiv [0, k_y, k_z]$. Suponiendo una longitud de onda azimutal grande ($|k_y| \ll |k_z|$),

$$\omega = \frac{1}{(\rho_1 + \rho_2)^{1/2}} \left(\frac{B_1^2 + B_2^2}{\mu_0} \right)^{1/2} k_z \quad (2.18)$$

donde las condiciones a la frontera en la ionosfera requieren que $k_z = n\pi / Z_L$.

De acuerdo con las predicciones de las teorías de resonancias hidromagnéticas, un buen número de estudios estadísticos han indicado que los periodos de pulsaciones de baja frecuencia tienden a incrementarse con un incremento de la latitud geomagnética (Obayashi y Jacobs, 1958; Oguti, 1963; Ol', 1963). Con la excepción de unos pocos tipos de eventos especiales un evento de pulsación dado normalmente tienen la misma frecuencia a todas las latitudes (Ellis, 1960; Obertz y Raspopov, 1968; Samson y Rostoker, 1972). Las excepciones a esta regla son las pulsaciones con frecuencias dependientes de la latitud en la componente H (Siebert, 1964; Voelker, 1968; Rostoker y Samson, 1972).

La tendencia general para la latitud de llegar a un pico de intensidad de las pulsaciones de baja frecuencia que decrece con un incremento en la frecuencia se ilustra en la figura 2.5. Estos datos están basados en los datos presentados en Samson y Rostoker (1972), excepto que los puntos de los datos de eventos los cuales llegan a un pico en los extremos del arreglo no han sido incluidos. Excepto para la región de banda amplia de intensidad de picos cerca de $72^\circ - 76^\circ N$, las latitudes de los picos de intensidad parecen seguir una tendencia casi lineal (en este ejemplo de gráfica semilogarítmica).

Samson y Rostoker mostraron que la dependencia latitud - frecuencia esta adecuadamente representada por la curva de regresión lineal $f^{-1} = -58 + (37.4 \pm 3.7)L$, donde f es la frecuencia en hertz y L es el parametro magnetosferico, que se mide en número de radios terrestres. En general, la curva de regresión dada por Samson y Rostoker tiende a marcar el limite de frecuencia superior para los estudios estadísticos de Obayashi y Jacobs (1958), Ol' (1963), y Obertz y Raspopov (1968). Esta discrepancia puede ser debida a las diferencias en los métodos para analizar después de que los últimos autores estimaron la frecuencia promedio a una latitud dada, mientras que Samson y Rostoker estimaron la latitud de la máxima intensidad para una frecuencia dada. Los eventos de pulsaciones con frecuencias dependientes de la latitud (Voelker, 1968; Rostoker y Samson, 1972) nos da datos están en un acuerdo muy cercano con la curva de regresión.

Cummings et al. (1969) encontró que las pulsaciones monocromáticas observadas por el satélite geosincrónico ATS-1 ocupó dos bandas amplias, una centrada en 5 mHz, la otra a 10 mHz (ver la figura 10 en Samson y Rostoker, 1972). Ellos atribuyen estas pulsaciones a los segundos armónicos de las resonancias de las líneas de campo.

La curva de regresión también parece marcar el limite de frecuencia superior de las pulsaciones de baja frecuencia observadas por el satélite OGO 5 (Kokubun et al., 1976) a varios valores de L . En suma, el promedio estadístico del espectro del campo eléctrico de las pulsaciones observados a $L = 6.6$ por el satélite GEOS 2 (Junginger et al., 1984) muestra un pico espectral amplio, con el limite superior de este

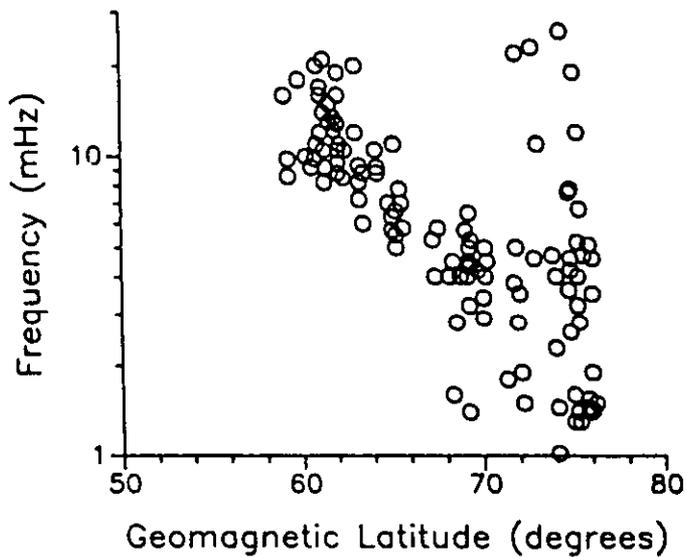


Figura 2.5 Frecuencia de población de eventos versus la latitud de la máxima potencia (componentes H + D + Z). Esta gráfica está basada sobre el conjunto de datos de Samson y Rostoker (1972) para el intervalo 07:30 – 17:30 LGT.

pico cerca del valor predicho por la curva de regresión. Junginger et al. sugieren que el campo eléctrico de las pulsaciones son resonancias en el modo fundamental.

Singer et al. (1979, 1982) identificaron pulsaciones limitadas espacialmente en datos de magnetómetros de los satélites ISEE 1 y 2. Las oscilaciones fueron predominantemente polarizadas radialmente, y tendiendo a cambiar estructura en la misma posición en el espacio más que preferir en el mismo tiempo. Estas pulsaciones también ocurrieron cuando el satélite estuvo cerca de la plasmopausa. Un ejemplo de estos tipos de pulsaciones se da en la figura 2.6. En este ejemplo, la frecuencia a $L = 5$ es aproximadamente 17 mHz, y tiende a incrementarse con un decremento del valor de L . Un segundo ejemplo dado por Singer et al. (1982) tiene una frecuencia de aproximadamente 5 - 8 mHz en $L = 6.1$. Singer et al. (1982) atribuye estas pulsaciones al segundo armónico de ondas estacionarias. La polarización radial y la posibilidad de que estas ondas son segundos armónicos sugiere que la fuente de energía para estas pulsaciones podrían ser inestabilidades de resonancia de rebote de los plasmas calientes de la corriente anular (Southwood et al., 1969; Southwood y Kivelson, 1982; Hughes y Grard, 1984) (ver también figura B.4 del apéndice B).

Sobre la Tierra, las pulsaciones de baja frecuencia tienen polarizaciones que cambian con la latitud y tiempo local. Las componentes horizontales de las pulsaciones registradas en altas latitudes muestran una polarización predominantemente CC en la mañana local, y una polarización CW (Clockwise, en el sentido de las manecillas del reloj) en la tarde, después del medio día (Nagata et al., 1963; Kato y Utsumi, 1964; Troitskaya, 1967; Samson, 1972). El intervalo de polarización CC en la mañana tiende a ser claro, mientras que el sector tarde es más confuso con una mezcla de polarización CC y CW. Patel y Cahill (1964) reportaron las pulsaciones irregulares con frecuencias entre 5 y 8 mHz registradas por el Explorer 12 y que tendían a tener polarizaciones CC antes de las 11:00 Tiempo Local (LT) y CW después. Dungey y Southwood (1970) encontraron un patrón similar en las pulsaciones registradas por el Explorer 33. Estos cambios diurnos, y con los cambios latitudinales en el sentido de polarización son consistentes con las teorías que sugieren que la inestabilidad Kelvin - Helmholtz en la magnetopausa conduce resonancias de las líneas de campo.

Además de a los cambios diurnos mencionados anteriormente, las pulsaciones de baja - frecuencia algunas veces muestran cambios latitudinales en el sentido de polarización en el plano horizontal. Kaneda et al. (1964) y Obertz y Raspopov (1968) encontró que las Pc5s en Sitka ($60.0^{\circ}N$) y College ($64.7^{\circ}N$) frecuentemente tuvieron polarización CC cuando aquellas en Barrow ($68.6^{\circ}N$) tuvieron CW. Este cambio latitudinal en el sentido de la polarización parece ser debido a un gran cambio de fase latitudinal en la componente H cuando la máxima amplitud de las pulsaciones fue entre College y Barrow.

Samson et al. (1971), Samson y Rostoker (1972) y Samson (1972) mostraron que las inversiones de polarización latitudinal están comúnmente asociadas con picos en la intensidad, y que las inversiones de la polarización siguen una dependencia latitud - frecuencia muy similar a aquella para el máximo de intensidad. Samson (1978) mostró que las inversiones en la polarización latitudinal no siempre ocurren incluso aunque un tren de pulsación podría tener un corrimiento de fase latitudinal pronunciado en la componente H cerca de la latitud de intensidad máxima. Samson (1972) también recalcó que probablemente hay una segunda inversión de polarización con dirección al polo de la inversión en el pico de intensidad.

El patrón para las polarizaciones esta representado en la figura 2.7. La inversión de la polarización cerca de la amplitud máxima en la figura 2.7 corresponde a la inversión de la polarización representada por la línea sólida en la figura 2.4 y el inverso representado por la línea punteada probablemente corresponde a la polarización inversa cerca del mínimo, representado por la línea punteada en la figura 2.4. Claramente, muchas de las características del patrón de polarización son consistentes con un modelo hidromagnético o un modelo de resonancia de línea magnética. El cambio en el sentido de polarización a las 11:00 LGT (Local Geomagnetic Time) también sugiere que una inestabilidad de Kelvin - Helmholtz puede ser la fuente de energía que conduce las resonancias.

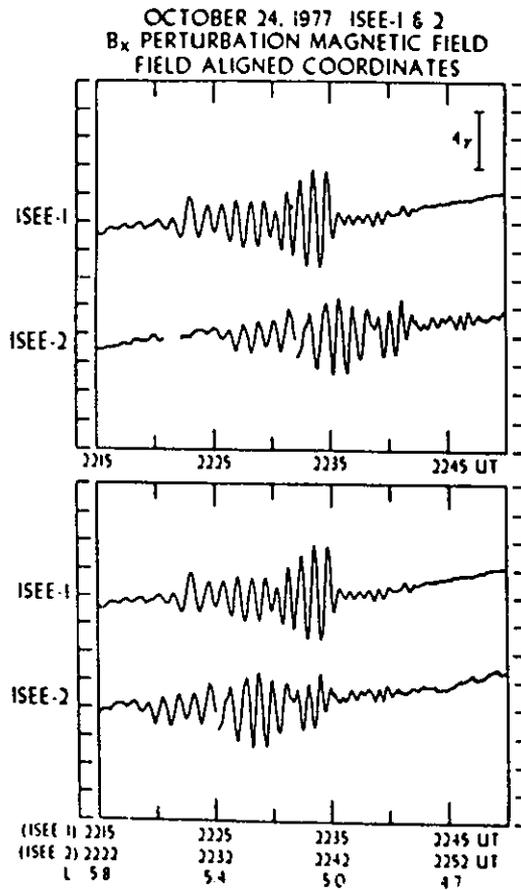


Figura 2.6 Pulsaciones de mediana y baja latitud registradas sobre los satélites ISEE 1 y 2 (según Singer et al., 1982). La componente B_x es perpendicular a ambas componentes la alineada al campo y la componente azimutal. Las dos trazas del fondo han sido corridas tal que pueden ser graficadas como una función de L.

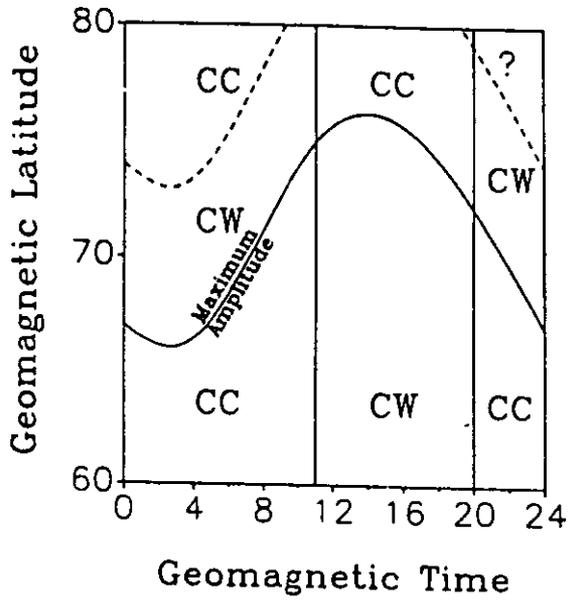


Figura 2.7 Características de polarización de pulsaciones de 5 mHz registradas en la superficie de la Tierra en el hemisferio norte (basado en el diagrama de Samson, 1972).

Las medidas del radar STARE de arrastres ionosféricos y campos eléctricos asociados con pulsaciones de bajas frecuencias proporcionan algunos de los más convincentes ejemplos de la existencia de resonancias hidromagnéticas en la magnetosfera (Walker et al., 1979). Este radar mide la intensidad y velocidad Doppler de ondas en plasmas causadas por la inestabilidad de dos flujos en la ionosfera. Los campos eléctricos son calculados suponiendo que la velocidad Doppler esta dada por $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$. Walker et al. (1979) estudiaron un buen número de oscilaciones de baja frecuencia monocromáticas (Pc5) en los datos de campo eléctrico, y encontraron muchas características que apoyan los modelos de resonancia. Muchos de los eventos presentan picos latitudinales en la amplitud de la componente espectral dominante del campo eléctrico N-S. Estos picos tuvieron alrededor de $1^\circ - 2^\circ$ de ancho, y la componente N-S mostró un cambio de fase latitudinal de aproximadamente 180° sobre este intervalo de $1^\circ - 2^\circ$ (ver figura 2.8). Walker (1980) calculó soluciones numéricas con detalle para resonancias toroidales y encontró que estas soluciones dieron un modelo muy bueno para las medidas de campos eléctricos.

Greenwald y Walker (1980) mostraron que cerca de la ionosfera, las corrientes en una resonancia hidromagnética consisten de corrientes alineadas al campo cerrando circuito a través de las corrientes de Pedersen en la ionosfera (ver figura 2.9). La onda de orden cero del campo eléctrico es muy pequeña cerca de la ionosfera, y el campo eléctrico E, representado en la figura, es el campo de primer orden que es requerido para cerrar las corrientes alineadas al campo a través de las corrientes de Pedersen. Poulter et al. (1982) ha comparado las observaciones del STARE con los datos del magnetometro TRIAD, y ha encontrado que este modelo es una aproximación razonable para la medida de campos.

2.4.3 Inestabilidades Hidromagnéticas: La propagación azimutal de las pulsaciones de baja frecuencia nos conduce a un método relativamente simple para determinar el tipo de inestabilidad que puede causar las pulsaciones. Si suponemos que la pulsación u onda tiene una dependencia azimutal de la forma $e^{im\theta}$ (donde ϕ es la longitud) sobre algún intervalo de longitud, entonces podemos clasificar la propagación por el valor medido para m. En la practica m podría ser determinado por usar la formula:

$$m = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\phi_1 - \phi_2} \quad (2.19)$$

donde ϕ_1 y ϕ_2 son las longitudes de las posiciones donde las pulsaciones son registradas, y α_1 y α_2 son las fases de las series de tiempo registradas en las dos posiciones. Note, sin embargo, que las fases y dirección de propagación no son únicas, ya que las estimaciones pueden mostrar una suavización espacial (es decir las fases posibles $(\alpha_1 - \alpha_2) + 2n\pi$, donde n es algún entero). Algunas condiciones adicionales deben ser usadas para determinar una estimación única (ver por ejemplo Olson y Rostoker, 1978). Esta suavización es rara vez un problema con datos del radar STARE, el cual tiene muy alta resolución espacial, pero el suavizado puede ser un problema muy severo en el análisis de datos de satélite.

Los modelos de inestabilidades Kelvin - Helmholtz en la magnetopausa, tienen una historia larga. Empezando con Dungey (1954), numerosos autores se han incorporado a la lista de publicaciones sobre este tema (por ejemplo Atkinson y Watanabe, 1966; Southwood, 1968; McKenzie, 1970; Ong y Roderick, 1972; Walker, 1981; Pu y Kivelson, 1983; Yumoto, 1984; Miura 1984). Recientemente, observaciones por satélite han indicado la existencia de una capa frontera adyacente a la magnetopausa. La estructura de esta capa ha sido estudiada por Eastman et al. (1976), Eastman y Hones (1979), Haerendel et al. (1978) y Paschmann (1979). La existencia de esta capa frontera modifica substancialmente las características de la inestabilidad Kelvin - Helmholtz.

Mientras que Ong y Roderick (1972) consideran una capa frontera de espesor finito, antes del descubrimiento de la capa frontera de baja latitud (LLBL), la mayoría de los trabajos teóricos han usado

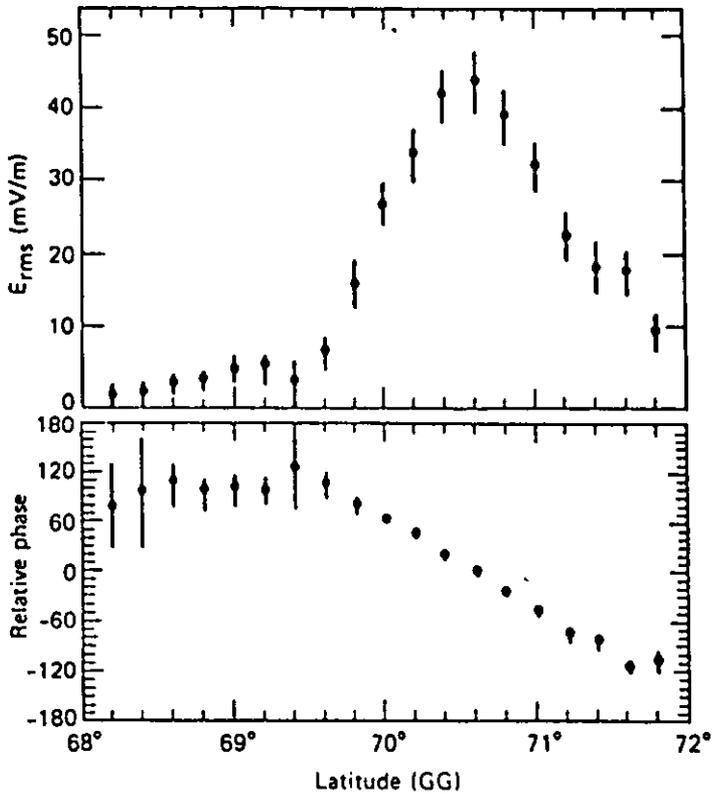


Figura 2.8 Perfiles latitudinales de las observaciones del radar STARE de los campos eléctricos ionosféricos norte – sur (3.2 – 4.5 mHz) en una resonancia hidromagnética (según Greenwald y Walker, 1980). Los datos son graficados en coordenadas geográficas.

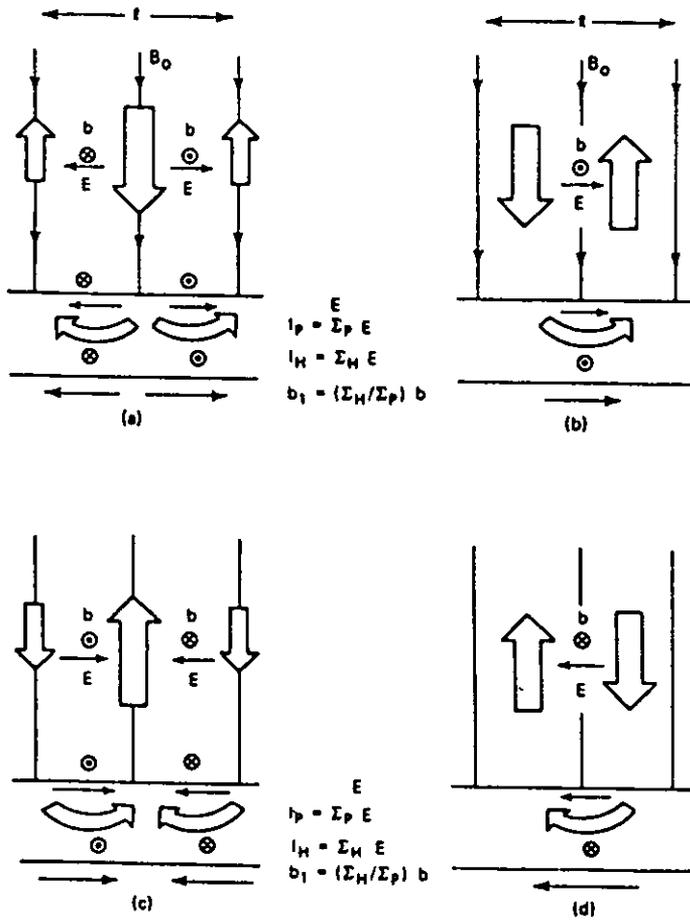


Figura 2.9 Modelo de corrientes alineadas al campo e ionosféricas de una resonancia hidromagnética (según Greenwald y Walker, 1980). (a) – (d) muestran las corrientes y los campos eléctricos en pasos de un cuarto del periodo de la onda. Los campos eléctricos son indicados por las flechas de línea, y las corrientes por las flechas abiertas y grandes. La ionosfera está al fondo de cada figura, entre las líneas horizontales.

una frontera aguda para el cizallamiento en velocidades. De la relación de dispersión, ecuación (2.15), la tasa de crecimiento lineal de la estabilidad esta dado por:

$$(\text{Im}(\omega))^2 = \left(\frac{\rho_1 \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} \right) \left[(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{v}_2)^2 - (\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{v}_{A,1})^2 - (\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{v}_{A,2})^2 \right] \quad (2.20)$$

La tasa de crecimiento tiene un máximo

$$\text{Im}(\omega) = \left(\frac{\rho_1 \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} \right)^{1/2} k_i v_2 \quad (2.21)$$

donde $\mathbf{k}_i \perp \mathbf{B}_1, \mathbf{B}_2$ y $\mathbf{k}_i \parallel \mathbf{v}_2$. Esta tasa de crecimiento crece linealmente con el vector de onda tangencial \mathbf{k}_i . Si la frontera tiene espesor finito entonces hay un máximo en la tasa de crecimiento para algún valor de k_i . Ong y Roderick (1972) encontraron un crecimiento máximo en $k_i \approx 0.4/d$, mientras Walker (1981) encontró $k_i \approx 0.6/d$, donde d es el espesor de la capa frontera.

En general, la inestabilidad Kelvin - Helmholtz en la magnetopausa y la capa frontera de baja latitud da valores para m que son menores que 10. Si suponemos que el vector \mathbf{k} para la tasa de crecimiento máxima de la inestabilidad Kelvin - Helmholtz está dada por $kd \approx 0.6$, y usa el valor de $d \approx 1R_E$ y una distancia radial a la magnetopausa de $10 - 15R_E$, entonces $m \approx 6 - 9$. La dirección de propagación debe ser en dirección contraria al Sol con propagación en dirección oeste en la mañana local, y propagación en dirección hacia el Este en la tarde, después del medio día.

Las polarizaciones para la inestabilidad Kelvin - Helmholtz vienen de las características de la onda superficial donde $k_n = \pm i|k_i|$. Por tanto de $\nabla \cdot \mathbf{b} = 0$, $k_n b_n + k_i \cdot \mathbf{b}_i = 0$ y

$$\frac{b_i}{b_n} = \pm i \text{sign}(k_i) \quad (2.22)$$

El \pm indica que el sentido de polarización cambia a través de la región de la velocidad de cizallamiento, mientras que $\text{sign}(k_i)$ indica que la polarización depende de la dirección de propagación. Ya que el crecimiento máximo es típicamente para k_i paralelo a \mathbf{v}_2 , nos encontramos justamente en dirección hacia la Tierra de la región de cizallamiento donde las ondas son polarizadas circularmente en un sentido LH en la mañana local y RH en la tarde local. En el hemisferio norte, sobre la Tierra, esto corresponde a una polarización CC y CW respectivamente.

Las inestabilidades en los plasmas de la corriente anular son generalmente debidos a distribuciones anisotropicas de protones calientes o inhomogeneidades espaciales intensas en los plasmas. Las inestabilidades pueden generar ondas de comprensión, que se acoplan al modo de cizallamiento de Alfvén. Una complicación adicional se añade a través de acoplar estas ondas a resonancias hidromagnéticas u ondas estacionarias (Southwood, 1977). Entonces debemos tomar en cuenta las resonancias entre partículas

inestables y ondas estacionarias. En muchos casos, las inestabilidades son generadas por protones energéticos que se arrastran hacia el oeste inyectados durante la fase expansiva de una subtormenta. Un número de inestabilidades, incluyendo la resonancia de rebote y algunas configuraciones de esta inestabilidad de arrastre de espejo, tendrán velocidades de fase hacia el oeste las cuales son comparables a la velocidad de arrastre de protones energéticos ($\approx 10 - 20 \text{ km s}^{-1}$ a $6 - 7 R_E$). El hecho de que las resonancias hidromagnéticas típicamente tienen frecuencias de 5 - 10 mHz sobre líneas de campo enhebrando los plasmas de la corriente anular, indican que los valores m deben ser más grandes que 20 - 40.

Muchas de las medidas de las polarizaciones de pulsaciones de baja frecuencia, en la Tierra y en la magnetosfera, son compatibles con una inestabilidad Kelvin - Helmholtz (ver figura 2.7) por lo menos en la mañana local, y temprano en la tarde. Sin embargo, después de alrededor de las 20:00 LT, las polarizaciones indican una propagación hacia el oeste para pulsaciones detectadas sobre la Tierra (figura 2.7). Consecuentemente, estos datos sugieren que en el promedio, las pulsaciones que ocurren ya tarde después del medio día o en la tarde cerca de la noche pueden ser debidas a inestabilidades generadas por protones que se arrastran hacia el oeste.

Hughes et al. (1978) usó datos de magnetómetros de los satélites ATS6, SMS1 y SMS2 para medir los valores de m de pulsaciones en tres bandas espectrales que están entre 5 y 40 mHz. Las pulsaciones en la banda de 5 - 12 mHz generalmente tuvieron $|m| < 10$, con valores negativos predominantemente (propagación hacia el oeste) antes del medio día local, y valores positivos después.

Olson y Rostoker (1978) usaron datos de magnetómetros de bases terrestres en altas latitudes para estudiar la propagación azimutal de pulsaciones de baja frecuencia, y encontraron que las velocidades de fase fueron bastante independientes de la frecuencia, tendiendo a magnitudes de alrededor de 14 km s^{-1} . Mapeando la magnetopausa, las velocidades de fase están aproximadamente entre $140 - 210 \text{ km s}^{-1}$. Estos valores son compatibles con las velocidades de flujo de plasma observadas en dirección contraria al Sol en la capa frontera de baja latitud. El signo de los valores de m cambia aproximadamente entre 1 - 2 h antes del medio día local (ver figura 2.10) para valores negativos de m (propagación hacia el oeste) antes del medio día local a valores positivos de m después. Las magnitudes de los valores de m estuvieron generalmente en el rango de $4 \leq |m| \leq 10$. Este rango de los valores de m dan un espesor de 0.6 a $1.5 R_E$ ($kd \approx 0.6$, distancia radial de R_E) para la capa frontera. Estos valores son comparables a la medida del espesor (Eastmann y Hones, 1979).

Las pulsaciones monocromáticas (Pc5) de baja frecuencia en los datos de campo eléctrico del STARE (Walker et al., 1979) típicamente tienen valores de m muy bajos. Poulter (1982) estimó un valor m de 5 para un evento monocromático. Villain (1982) mostró que las polarizaciones y fases de estas eventos monocromáticos son consistentes con una fuente Kelvin - Helmholtz, ambos en la mañana y después del medio día local.

Otro tipo de pulsación que podría ser producida por la inestabilidad de Kelvin - Helmholtz en la capa frontera de baja latitud es el vórtice de plasma de baja frecuencia visto en la magnetocola (Hones et al., 1978; Saunders et al., 1981, 1983). Saunders et al. (1981, 1983) han mostrado que estos vórtices tienen características de ambos modos el ionoacústico y el de cizallamiento de Alfvén (ver tabla A1 y la figura A1 apéndice A). La componente alineada al campo de las pulsaciones magnéticas y las oscilaciones de la presión de plasma están 180° fuera de fase. La velocidad del flujo de plasma rota con la misma periodicidad que las oscilaciones del campo magnético (ver figura 2.11). Southwood y Saunders (1984) sugirieron que un acoplamiento de los modos ionoacústico y de Alfvén es causado por la curvatura de la línea de campo.

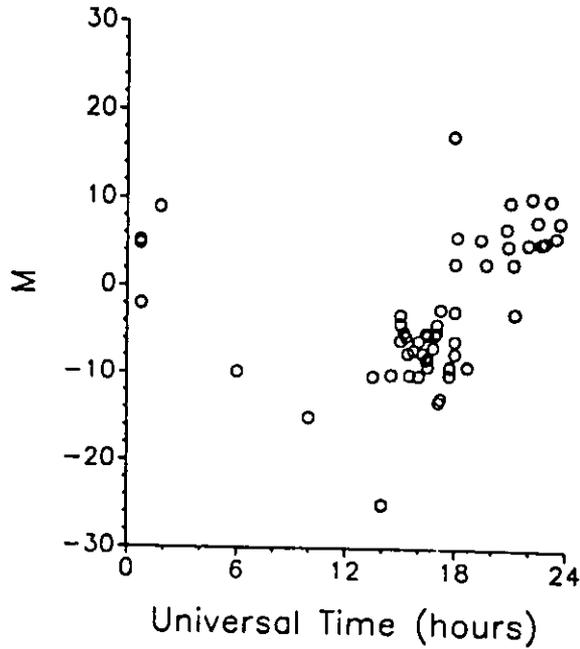


Figura 2.10 Números de onda azimutal m de las pulsaciones de baja frecuencia (Pc4, 5) registradas por el arreglo de magnetómetros de la Universidad de Alberta (basados en los datos de Olson y Rostoker, 1978). Estos datos son los promedios de los valores m de las componentes H y D. Los valores negativos de m indican una propagación hacia el oeste, y los valores positivos indican una propagación hacia el este. El medio día local magnético esta aproximadamente a las 20 h TU.

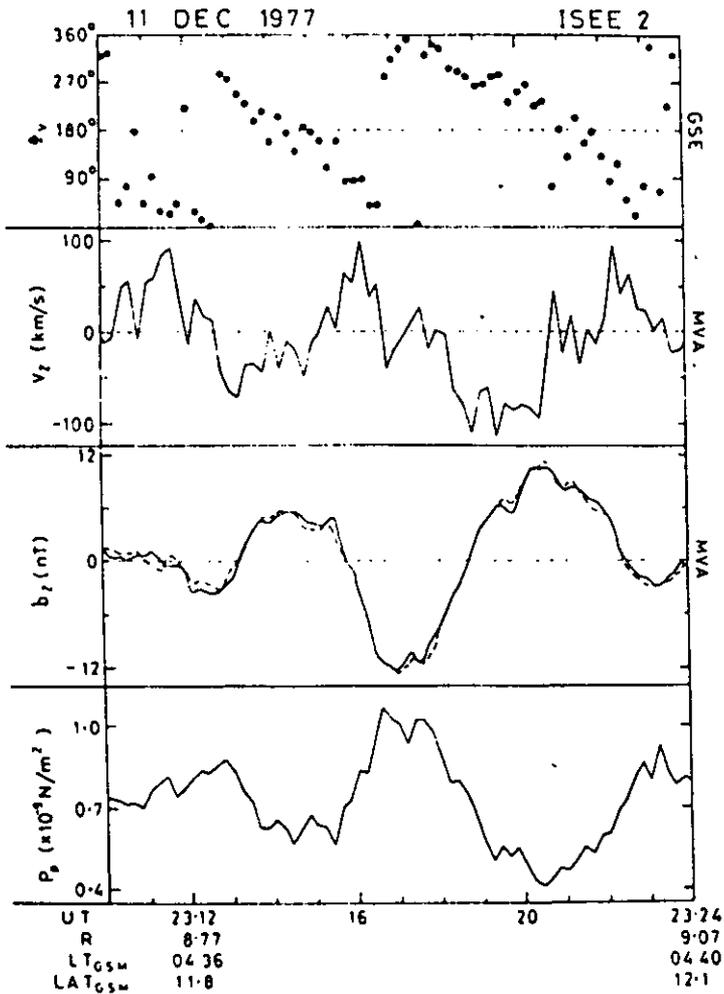


Figura 2.11 Medidas de plasma y campo magnético de un evento de vórtice registrado por el satélite ISEE 2 (según Southwood y Saunders, 1984). De arriba abajo las gráficas son: la longitud del vector de flujo de plasma en coordenadas GSE Φ_v ; las componentes de campo alineado del flujo v_z ; la presión protónica escalar P_p . Las coordenadas del satélite son dadas en términos de la distancia radial (R), la coordenada local en el tiempo GSM (LT_{GSM}) y la correspondiente latitud (LAT_{GSM}).

La mayoría de las ondas en plasma y pulsaciones de baja frecuencia producidas por inestabilidades en los plasmas energéticos de la corriente anular probablemente tienen valores de m más grandes que 20 - 40 (como se mencionó en una discusión anterior) y velocidades de fase con dirección oeste. La prevalencia de velocidades de fase con dirección oeste para pulsaciones del sector tarde ha sido ya sugerida por los datos de polarización en la figura 2.7. Dos tipos de pulsaciones, las Pg o pulsaciones gigantes (ver figura 2.1), y las pulsaciones (Pc5) de baja frecuencia de tiempo de tormenta frecuentemente muestran una característica de propagación hacia el oeste y valores m altos.

Las pulsaciones gigantes ocurren típicamente durante intervalos donde el campo geomagnético está relativamente quieto. Los trenes de ondas son notablemente coherentes y sinusoidales, y generalmente tienen frecuencias de alrededor 10 mHz (Rostoker et al., 1979; Green, 1979; Glassmeier, 1980). La mayoría de las pulsaciones gigantes tienen valores de m en el rango $20 \leq |m| \leq 40$ (Rostoker et al., 1979; Glassmaier, 1980; Poulter et al., 1983) y se propagan hacia el oeste. Glassmeier (1980) y Poulter et al. (1983) han sugerido que las pulsaciones gigantes son producidas por inestabilidades de resonancia de rebote en el plasma de la corriente anular.

Pulsaciones (Pc5) de baja frecuencia de tiempo de tormenta ocurren durante la fase principal de las tormentas geomagnéticas (Brown et al., 1968; Lanzerotti et al., 1969; Barfield y Coleman, 1970; Barfield y McPherron, 1978). En la órbita sincrónica, las pulsaciones magnéticas tienden a ser linealmente polarizadas en el plano meridiano, con componentes alineadas al campo (compresionales) y componentes transversales (Barfield y McPherron, 1972; Barfield y McPherron, 1972). Estas pulsaciones generalmente ocurren cerca del crepúsculo y después del medio día local. Higbie et al. (1982) y Takahashi et al. (1985) han reportado también observaciones de pulsaciones de baja frecuencia compresionales en la órbita geocíncrona, lo cual ocurre durante la fase de recuperación de subtormentas. Estas ondas de compresión tienen un máximo en la frecuencia de ocurrencia en el medio día local.

Kremser et al. (1981) han estudiado 54 ejemplos de pulsaciones de tiempo de tormenta en datos del satélite GEOS-2. Ellos notaron que las ondas podrían estar divididas en dos clases. Ondas en fase mostrando flujos de electrones e iones los cuales oscilan con la misma fase. Ondas fuera de fase mostrando flujos de iones los cuales están fuera de fase con flujos de electrones y oscilaciones del campo magnético. Los eventos en fase tienen una ocurrencia máxima en la frecuencia de ocurrencia cerca de las 17:00 - 18:00 LT. Ellos atribuyen estas ondas a la inestabilidad espejo - de arrastre.

Allan et al. (1982) analizó datos del STARE para uno de los eventos en el estudio hecho por Kremser et al. (1981) (octubre 27 de 1978). Ellos encontraron que las ondas mostraron propagación hacia el oeste con $|m| \approx 25 - 50$. La velocidad de fase en la ionosfera fue cerca de $1.4 - 1.6 \text{ km s}^{-1}$, lo cual es comparable con el arrastre hacia el oeste de protones de 40 keV en la corriente anular. Allan et al. (1983) analizaron cuatro eventos de pulsaciones adicionales de tiempo de tormenta en los datos del radar STARE y encontraron propagación hacia el oeste y valores para m azimutales grandes para los cuatro eventos.

Takahashi et al. (1985) encontraron que ocurrieron ocho ejemplos de pulsaciones compresionales durante la fase de recuperación de subtormentas. Todas mostraron propagación hacia el oeste y números de onda azimutales grandes con $|m| \approx 40 - 120$. Ellos sugirieron que las velocidades de fase de las ondas (aproximadamente 10 km s^{-1}) eran compatibles con un arrastre diamagnético o un arrastre del centro guía de protones de 10 keV, y que los números de onda azimutal podrían ser regulados por resonancias de líneas de campo o por acoplamiento de onda de espejo de arrastre y una onda de Alfvén estacionaria (Lin y Parks, 1978; Walker et al., 1979).

2.5 Pulsaciones y Ondas en Plasmas Continuas en la Banda de Frecuencia Media (0.01 - 0.1 Hz)

2.5.1 Introducción: La mayoría de las ondas en plasma en la banda de frecuencia - media parecen ser generadas por el viento solar en la magnetopausa, u originadas por inestabilidades ion ciclotrón en viento solar río arriba. Las ondas en plasma generadas por estas inestabilidades están en convección río abajo hacia el choque de proa, y se acoplan a través de la magnetopausa a la magnetosfera interna. Las pulsaciones de frecuencia media son observadas comúnmente en el lado día de la Tierra (Jacobs y Sinno, 1960; Saito, 1969) y tienen amplitudes de fracciones de un nanotesla a varios nanoteslas sobre la superficie de la Tierra. Muchas de las características de estas pulsaciones parecen ser reguladas por las propiedades del viento solar.

Uno de los primeros y más llamativos resultados de los estudios de pulsaciones (Pc3,4) de frecuencia media del lado día muestra que la frecuencia de las pulsaciones está regulada por la magnitud del campo magnético interplanetario (IMF) (ver figura 2.12). Troitskaya et al. (1971, 1972) y Gulemi et al. (1973) encontraron que f (mHz) $\approx 6B$ (nT), donde B es la magnitud del campo IMF. Esta relación parece ser cierta también para algunas pulsaciones de alta latitud (ver figura 2.13) (Engebretson et al., 1986a). Russell y Hoppe (1981) encontraron una relación similar para ondas en plasma río arriba en el viento solar. Aunque la frecuencia de muchas pulsaciones en la banda de frecuencia media es regulada por la intensidad del campo IMF, las amplitudes y frecuencias de ocurrencia de las pulsaciones en estaciones terrestres parecen estar influenciadas por la orientación del campo IMF y la velocidad del viento solar. Bol'shakova y Troitskaya (1968) mostraron que una dirección del IMF perpendicular a la línea Sol - Tierra parece suprimir la actividad de las Pc3,4.

El parámetro direccional del campo IMF que parece tener la influencia más grande sobre las pulsaciones del lado día es el "ángulo de paso", θ_{xB} , el cual corresponde al ángulo entre la dirección del campo IMF, y la línea Sol - Tierra. Una parametrización basada en θ_{xB} fue usada primero por Greenstadt y Olson (1976, 1977). Ellos encontraron que la actividad de la pulsación en estaciones terrestres es significativamente aumentada cuando el ángulo θ_{xB} es pequeño. Estudios adicionales apoyan claramente la regla de θ_{xB} para regular la actividad de la pulsación, en ambos lugares en las estaciones terrestres y en la magnetosfera (Takahashi et al., 1981; Russell et al., 1983; Troitskaya, 1984; Yumoto et al., 1985). Takahashi et al. mostraron que las pulsaciones en la banda de frecuencia media registradas por el satélite ATS 6 tuvieron un máximo en la probabilidad de ocurrencia cerca de 10:00LT (figura 2.14), y cuando $\theta_{xB} < 30^\circ$.

La velocidad del viento solar también parece jugar un papel importante en la regulación de la cantidad de actividad de frecuencia media en la magnetosfera y sobre la Tierra. Greenstadt et al. (1979) encontró un incremento substancial en las amplitudes de las Pc4 sobre la Tierra cuando la velocidad del viento solar excedía $300 - 400 \text{ km s}^{-1}$. Takahashi et al. (1981) encontró un patrón muy similar en el espectro de potencia de las pulsaciones registradas en la órbita geoestacionaria por el ATS 6, con la primera potencia detectada que ocurrió a velocidades $300 - 440 \text{ km s}^{-1}$, y cuando la potencia sigue la relación funcional $(P) = -1.1 + 0.003v_{\infty}$ donde P es la potencia y v_{∞} es la rapidez del viento solar. El análisis multivariante de Wolfe (1980) ha enfatizado que θ_{xB} y v_{∞} parecen ser los más importantes parámetros que influyen la ocurrencia y amplitudes de las pulsaciones de frecuencia media con un poco quizás, de la influencia de otros parámetros. θ_{xB} y v_{∞} muestran una muy pequeña correlación (Takahashi et al., 1981), indicando que estos parámetros influyen probablemente la generación de estas pulsaciones a través de diferentes procesos. Wolfe (1980) ha mostrado que θ_{xB} parece jugar un papel muy importante en la regulación de las frecuencias más altas en esta banda espectral ($\approx 15 - 30 \text{ mHz}$), con menor influencia a medida de que las frecuencias de las pulsaciones decrece a $\approx 4 - 8 \text{ mHz}$. A la inversa, v_{∞} tiene su más grande efecto en la banda $4 - 8 \text{ mHz}$, y el menor efecto en la banda $15 - 30 \text{ mHz}$. La más fuerte influencia

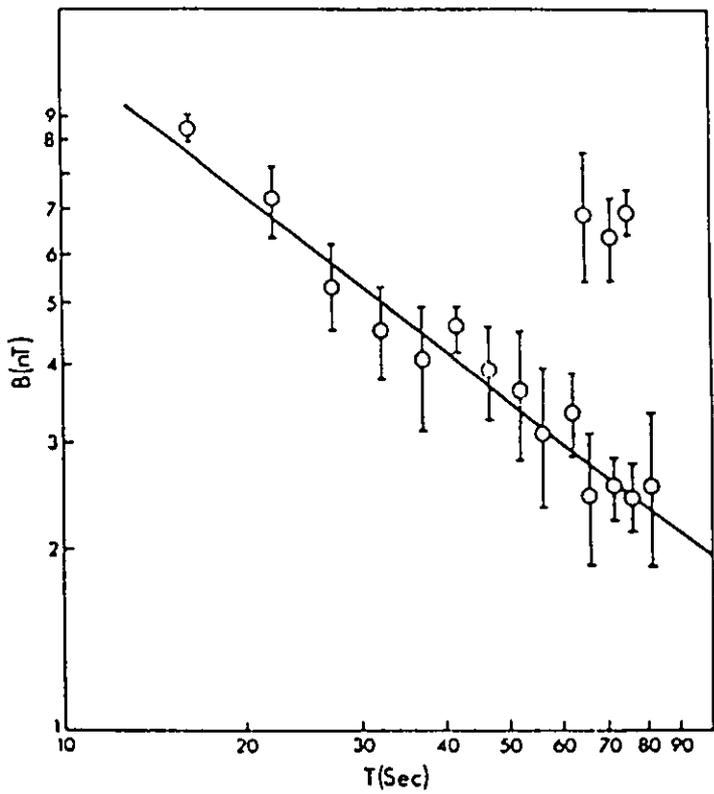


Figura 2.12 La magnitud del campo magnético interplanetario B graficada como una función del periodo T de pulsaciones de mediana frecuencia registrada en la estación Borok (según Troitskaya et al., 1972).

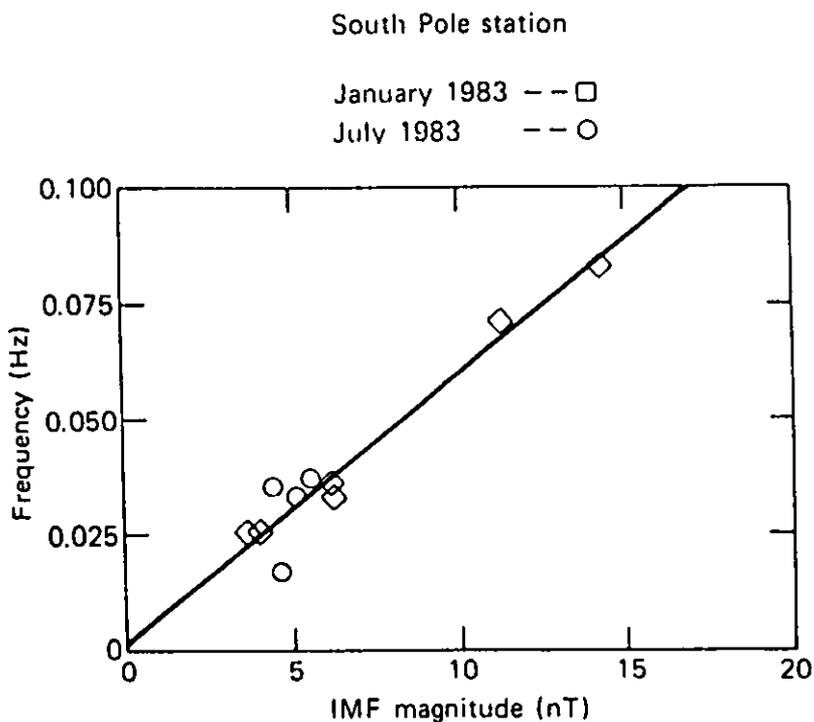


Figura 2.13 La frecuencia de pulsaciones observadas en la estación del polo sur graficada como una función de las magnitudes horarias promedio del campo magnético interplanetario (según Engebretson et al., 1986^a).

IMF ANGLE DEPENDENCE OF DIURNAL OCCURRENCE
PROBABILITY FOR Pc3 MAGNETIC PULSATIONS
UCLA Fluxgate Magnetometer ATS-6
June 74 - May 75

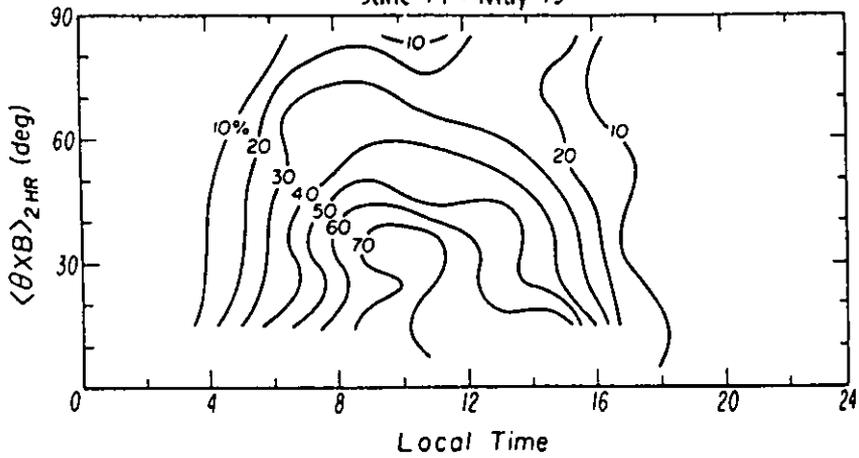


Figura 2.14 La dependencia de la frecuencia de ocurrencia de las pulsaciones Pc3 sobre el tiempo local y θ_{XB} (según Takahashi et al., 1981).

de v_{sw} sobre la banda de 4 - 8 mHz sugiere que la energía de estas pulsaciones puede derivarse de una inestabilidad de Kelvin - Helmholtz en la capa límite de baja latitud.

2.5.2 Ondas ion ciclotrón e inestabilidades en el viento solar: Las pulsaciones en la banda de frecuencia media probablemente derivan su energía de dos fuentes principales. Respecto al extremo de baja frecuencia de la banda, cerca de 10 mHz, la inestabilidad de Kelvin - Helmholtz en la magnetopausa y la capa límite de baja latitud parece ser la fuente o el origen de estas pulsaciones. El segundo, y quizás el dominante, es que la fuente de energía es la inestabilidad ion ciclotrón protónica en el viento solar. Ondas de gran amplitud (varios nanoteslas) de frecuencia media (10 - 50 mHz) pueblan una gran parte de la región río arriba del viento solar donde las líneas del campo del IMF mapean a la onda de choque de proa (Greenstadt et al., 1968; Fairfield, 1969).

Gosling et al. (1978) han encontrado dos grupos distintos de protones energéticos que se reflejan desde la onda de proa, un grupo de menor energía (< 10 keV) el cual está fuertemente colimado a lo largo del campo IMF, y un grupo de alta energía (arriba de 40 keV) de iones difusos con una distribución angular amplia. Paschmann et al. (1979) encontraron que las ondas en plasmas de frecuencia media (\approx 50 mHz), frecuentemente están acompañadas por iones difusos pero no por haces colimados. Estas ondas en plasma tuvieron grandes fluctuaciones en la densidad y el campo magnético.

Hoppe et al. (1981) han mostrado que las ondas ULF más comunes en el anteochoque del viento solar río arriba son paquetes empinados de choques los cuales están asociados con iones difusos. Estas ondas están polarizadas LH en el marco de la nave espacial y se propagan a ángulos substanciales del campo IMF. Las ondas casi monocromáticas observadas por Greenstadt et al. (1968) y Fairfield (1969) tienden a estar asociadas con haces de protones reflejados con una mezcla de componentes difusas y colimadas. Ambos modos, el tipo de choque y el casi monocromático, parecen ser ondas magnetosónicas que están polarizadas RH en el marco de referencia del plasma en reposo. Las polarizaciones LH observadas ocurren porque las ondas están propagándose río arriba con velocidades menores que la velocidad del viento solar. Consecuentemente las ondas parecen estar acarreadas debido al viento solar, lejos del Sol.

Fairfield (1969) y Barnes (1970) sugiere que una inestabilidad electromagnética del modo RH (magnetosónico) (ver ecuaciones (B11 apéndice B) - (B13 apéndice B)) con resonancia a $\omega = kv_b - \omega_c$, donde v_b es la velocidad promedio del haz de iones, podría ser la fuente de energía de estas ondas de plasma y pulsaciones. Desafortunadamente, este modo tiene un máximo de crecimiento cuando $\mathbf{k} \parallel \mathbf{B}$ y no puede explicar los modos de propagación oblicuos. Sin embargo, Gary (1981) ha mostrado que soluciones numéricas de la relación de dispersión para una distribución Maxwelliana de protones indican una segunda región de grandes tasas de crecimiento cuando \mathbf{k} es aproximadamente perpendicular a \mathbf{B} .

Un diagrama esquemático representando las características de esta inestabilidad para propagación paralela de ondas esta dado en la figura 2.15. Esta inestabilidad ocurre en la región río arriba del viento solar, sobre las líneas del campo magnético el cual mapea a la onda de choque. Las ondas son convectadas atrás de la onda de choque, donde ellas son transmitidas a través de la magnetofunda y la magnetopausa a la magnetosfera interior.

Takahashi et al. (1984a) han presentado un modelo simple de estas pulsaciones que podría explicar algunas de sus características observadas. Posteriormente, Sonnerup (1969), mostró que la velocidad del centro guía de los iones los cuales son adiabáticamente reflejados desde la onda de choque está dada por:

$$v_b = 2 \left(\frac{\mathbf{e}_n \cdot \mathbf{e}_x}{\mathbf{e}_n \cdot \mathbf{e}_B} \right) v_{sw} \mathbf{e}_B \quad (2.23)$$

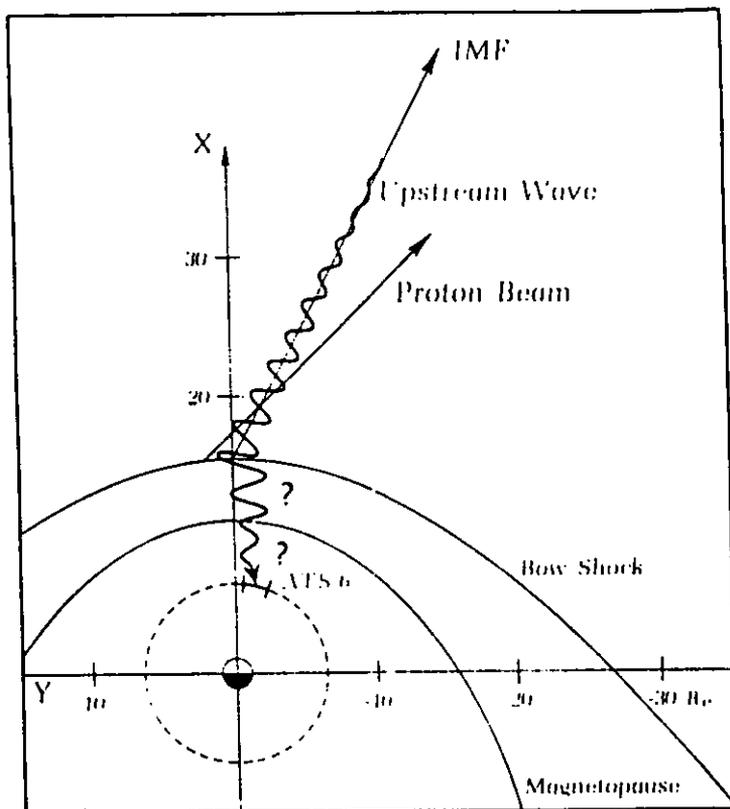


Figura 2.15 Esquema de la generación de ondas ion ciclotrón en el viento solar río arriba. Las ondas están en convección río abajo y acopladas a través de la magnetopausa para ser detectadas por satélites (indicada por la órbita del ATS - 6) en la magnetosfera (según Takahashi et al., 1984*).

donde v_{sw} es la velocidad del viento solar y \mathbf{e}_n , \mathbf{e}_x y \mathbf{e}_B son respectivamente los vectores unitarios paralelos a la normal del choque, la dirección x (solar), y el campo magnético interplanetario. La frecuencia de corrimiento - Doppler en el marco de referencia de la Tierra es:

$$\omega_E = \omega_{gr} \frac{v_{ph} + \hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{v}_{sw}}{v_{ph} - \hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{v}_b} \quad (2.24)$$

donde v_{ph} es la velocidad de fase de las ondas y $\hat{\mathbf{n}}$ es un vector unitario en la dirección de propagación. Aquí hemos usado la condición de resonancia $\omega = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_b - \omega_{gr}$.

De las ecuaciones (2.23) y (2.24) encontramos que:

$$\omega_E = -\omega_{gr} \frac{(v_A - v_{sw} \cos \theta_{xB})}{(v_A - 2v_{sw} / \cos \theta_{xB})} \quad (2.25)$$

donde hemos supuesto que $v_{ph} \approx v_A$. Si consideramos la dirección de máximo crecimiento, $\mathbf{k} \parallel \mathbf{B}$, (Gary, 1981) y notamos que $v_A \ll v_{sw}$ entonces tenemos que:

$$\omega_E \approx -\frac{1}{2} \omega_{gr} \cos^2 \theta_{xB} \quad (2.26)$$

o, $f_E (\text{mHz}) \approx 7.6 B \cos^2 \theta_{xB}$ donde B es la magnitud del campo magnético interplanetario en nanoteslas. Esta ecuación predice frecuencias que están en buen acuerdo con las observaciones presentadas en trabajos anteriores.

Cuando las ondas ion ciclotrón son convectadas río abajo a la vecindad de la magnetopausa, la energía puede ser acoplada a la magnetosfera interior por dos mecanismos algo diferentes. El primer mecanismo es una simple transmisión de onda a través de la magnetopausa. El segundo mecanismo es el del túnel de Budden a las resonancias de las líneas magnéticas en la magnetosfera interior (ver ecuación (2.16)).

Las características de la transmisión dependen mucho de si la magnetopausa esta abierta o cerrada. En el primer caso tenemos una discontinuidad rotacional, y en el segundo caso tenemos una discontinuidad tangencial, (Levy et al., 1964; Yang y Sonnerup, 1977). Una configuración cerrada está caracterizada probablemente por las regiones de baja latitud, y una configuración abierta está probablemente caracterizada por de las líneas de campo de alta latitud y el casquete polar (Paschmann et al., 1976). McKenzie (1970), Verzariu (1973) y Wolfe y Kaufmann (1975) han estudiado la transmisión de onda hidromagnéticas a través de la magnetopausa con una discontinuidad tangencial, y han encontrado que los coeficientes de transmisión son muy pequeños, excepto cerca de la normal de incidencia. Integrando sobre todos los ángulos incidentes, solamente un pequeño porcentaje de la energía es transmitido a través de la frontera.

2.5.3 Resonancias hidromagnéticas y la propagación de pulsaciones de frecuencia media en la magnetosfera: Las polarizaciones y velocidades de fase de las pulsaciones de frecuencia media han sido

estudiadas ampliamente en medianas latitudes, en estaciones terrestres (Lanzerotti et al., 1974; Green, 1976; Mier-Jedrzejowicz y Southwood, 1979, 1981; Orr y Hanson, 1981). Desafortunadamente, los resultados parecen ser algo más complicados que aquellos en la banda de baja frecuencia. Green (1976) ha encontrado que las pulsaciones registradas sobre la Tierra a medianas latitudes generalmente tienen muy pequeño número de onda azimutal ($|m| \leq 5$), y grandes velocidades de fase con dirección Este sobre todo el lado día. Hughes et al. (1978) uso datos de magnetómetros de los satélites ATS 6, SMS 1 y SMS 2 para medir números de onda azimutal en tres bandas espectrales, 5 - 12 mHz, 12 - 25 mHz y 25 - 42 mHz. Las dos bandas de frecuencia alta exhiben propagación predominantemente en dirección hacia el Este cerca del medio día local y más tarde, con una tendencia a una propagación con dirección Oeste en la mañana local.

Medidas adicionales de las velocidades de fase de los armónicos de las pulsaciones de frecuencia media observadas por los satélites ATS 6, SMS 1 y SMS 2 (Takahashi et al., 1984b) indican que estas pulsaciones se propagan en dirección contraria al Sol, pero a muy altas velocidades de fase azimutal, cerca de 1700 km s^{-1} . Estas velocidades de fase son mucho muy altas para una inestabilidad Kelvin - Helmholtz en la magnetopausa, pero son compatibles con la velocidad de Alfvén local. Consecuentemente estos datos sugieren que la energía de las pulsaciones se propaga desde un lugar cercano al medio día local, hacia la magnetocola. Estas características de propagación son compatibles con la posibilidad de que la energía para las ondas se origina en el viento solar, y se propaga a través de la magnetopausa. Lanzerotti et al. (1976) ha notado que observaciones en bases terrestres de pulsaciones con frecuencias entre 15 - 27 mHz muestran inversiones de polarización cerca del medio día local, las cuales son consistentes con una propagación en dirección contraria al Sol.

Las longitudes de onda en esta banda de frecuencia son una fracción considerable de las dimensiones características de la magnetosfera, y consecuentemente estas pulsaciones, como aquellas en la banda de baja frecuencia (1 - 10 mHz) probablemente tienen campos eléctricos y magnéticos que son influenciados por estructuras de resonancia hidromagnéticas en la magnetosfera. Para estaciones en bases terrestres, la posición latitudinal de la resonancia puede ser identificada por un corrimiento de fase latitudinal grande en la componente H, junto con un pico latitudinal en la amplitud de las pulsaciones. Frecuentemente, un cambio en el sentido de polarización ocurrirá cerca de la latitud del pico en amplitud. Fukunishi y Lanzerotti (1974) y Lanzerotti et al. (1974, 1976) han encontrado evidencia de resonancias en pulsaciones de frecuencia media registradas sobre la Tierra a $L = 4$ ($\approx 60^\circ$ de latitud geomagnética). Ellos dedujeron que muchas de estas resonancias y las inversiones de la polarización fueron en las líneas de campo las cuales pasaron cerca de la plasmopausa. Green (1978) también encontró evidencia de resonancias para pulsaciones registradas en el rango latitudinal $L = 2.5 - 4.0$. Algunos estudios usando pares de estaciones conjugadas han tendido a indicar que las resonancias de frecuencia media vistas sobre el suelo son de un modo impar ($n = 1, 3, 5, \dots$) (Van-Chi et al., 1968; Lanzerotti et al., 1972; Fukunishi y Lanzerotti, 1974; Lanzerotti y Fukunishi, 1974) aunque el armónico prevaleciente no ha sido establecido.

Los campos magnéticos de las pulsaciones registradas por satélites en órbitas geoestacionarias están grandemente polarizados transversalmente al campo geomagnético (Arthur et al., 1977) y están casi siempre polarizados azimutalmente (este - oeste) (Takahashi y McPherron, 1983). Las ondas polarizadas azimutalmente frecuentemente tienen varios picos espectrales los cuales están armónicamente relacionados (Takahashi y McPherron, 1982; Takahashi et al., 1984b). El ejemplo en la figura 2.16 muestra que estos picos espectrales pueden aparecer en un número de diferentes satélites, y Takahashi et al. (1984b) ha sugerido que los picos son debidos a los armónicos de las resonancias hidromagnéticas u ondas estacionarias sobre las líneas de campo cerca de la nave espacial. El gran número de armónicos, seis en este caso, requiere una fuente de banda muy amplia ($\approx 10 - 30 \text{ mHz}$).

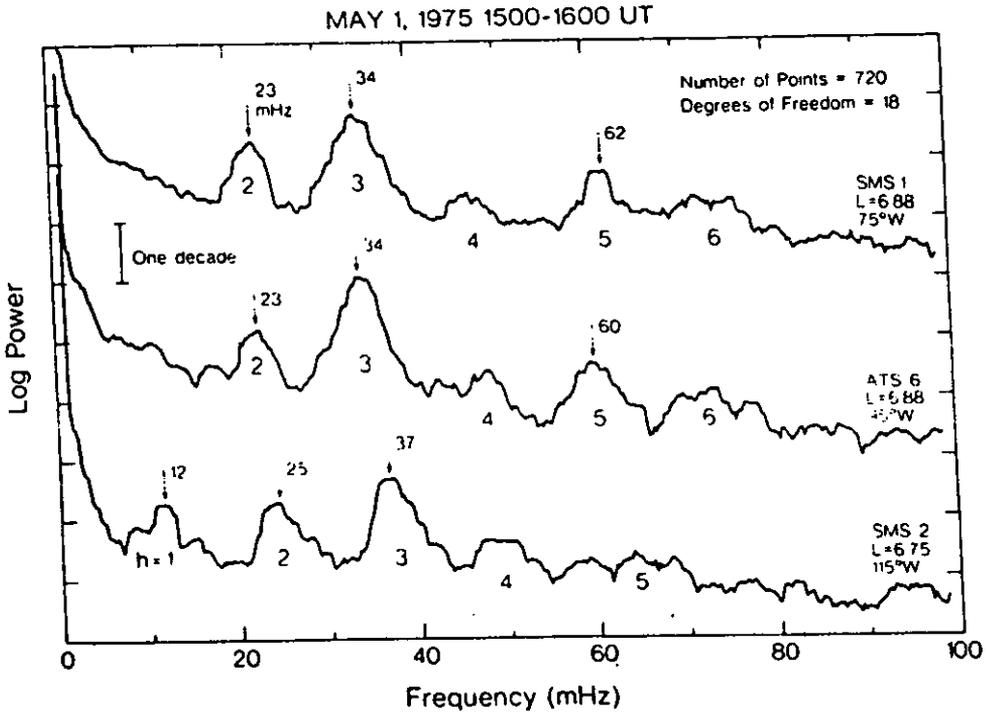


Figura 2.16 Espectro de potencia de pulsaciones de frecuencia media registradas simultáneamente por tres satélites, SMS - 1, SMS - 2 y ATS - 6 (según Tahakashi et al., 1984b).

2.6 Ondas en Plasmas y Pulsaciones Continuas en la Banda de Altas Frecuencias (0.1 - 10 Hz)

2.6.1 Introducción: Las pulsaciones en esta banda de frecuencia corresponden a las clases Pc1 y Pc2 (ver Tabla 2.1). Sobre la superficie de la Tierra, las amplitudes máximas de estas pulsaciones están típicamente entre 0.1 - 1 nT en las zonas aurales (Troitskaya y Guleimi, 1967; Kenney y Knafllich, 1967) con amplitudes un orden de magnitud menor en el ecuador, registros de estas pulsaciones en bases terrestres muestran dos distintos grupos. El primer grupo contiene pulsaciones con amplitudes moduladas periódicamente, mientras que el segundo grupo contiene pulsaciones que muestran un cambio en amplitud gradual, y algunas veces al azar. Las pulsaciones en el primer grupo son frecuentemente llamadas pulsaciones estructuradas o "perlas" debido a la similitud entre la apariencia de sus series de tiempo y un collar de perlas (Troitskaya y Gulgeime, 1967; Saito, 1969; Jacobs, 1970). Por otro lado a la inversa, las pulsaciones en el segundo grupo son frecuentemente pulsaciones no estructuradas debido a la falta de una periodicidad en la modulación de las amplitudes. Las clases adicionales o subclases de estas pulsaciones se hacen claras llevando a cabo una inspección al espectro dinámico (una gráfica tridimensional de la amplitud versus la frecuencia y el tiempo) de las pulsaciones. Los esquemas de clasificación basados en los espectros dinámicos fueron dados por Kokubun (1970) y Fukunishi et al. (1981) (ver tabla 2.3).

Tabla 2.3
Características y clasificación del espectro dinámico de pulsaciones continuas en la banda 0.1-10 Hz

Nombre	Frecuencia (Hz)	Estructura característica	Tiempo local de Ocurrencia (h)
Silbido H-M (perlas)	0.5 - 1.0	Tonos crecientes periódicos con estructura de abanico	02 - 08
Emisiones H-M periódicas	0.5 - 1.0	Tonos crecientes periódicos con estructuras paralelas	06 - 09
Coros H-M	0.2 - 0.5	Pulsaciones con mezcla estructurada y no estructurada	09 - 18
IPDP	0.1 - 0.5	No estructurada pero con frecuencia creciente a razón de ≈ 0.5 Hz por hora	16 - 01
Emisiones continuas	0.1 - 1.0	No estructuradas	06 - 18
Pulsaciones en la hendidura (IPRP)	0.1 - 1.0	No estructuradas	06 - 14

Las pulsaciones estructuradas tienen típicamente una modulación periódica desde 100 a 300 segundos, y frecuencias de 0.2 a 5 Hz. Estas pulsaciones muestran dos tipos característicos de espectro dinámico. El primero tiene una estructura en forma de abanico con la frecuencia creciendo con el tiempo. La tasa del crecimiento en frecuencia tiende a decrecer con cada paquete subsecuente. Debido a la forma característica del espectro dinámico estas pulsaciones y son algunas veces llamados silbidos hidromagnéticos (Jacobs y Watanabe, 1964; Obayashi, 1965; Kokubun, 1970). El espectro dinámico del segundo tipo muestra una secuencia de intensificación periódica con frecuencias crecientes formando un conjunto de líneas paralelas, pero no una tendencia a una estructura con forma de abanico. Estas pulsaciones son frecuentemente llamadas emisiones hidromagnéticas, siguiendo la sugerencia de Jacobs y Watanabe (1967).

Cuando las pulsaciones estructuradas son registradas en estaciones conjugadas, la envolvente de modulación frecuentemente tiene un máximo en un hemisferio, mientras que aquellas que están en el hemisferio opuesto tienen un mínimo (ver figura 2.17). El espectro dinámico en ambos hemisferios muestra frecuencias crecientes en un intervalo temporal en el cual ocurre el paquete correspondiente. Estas

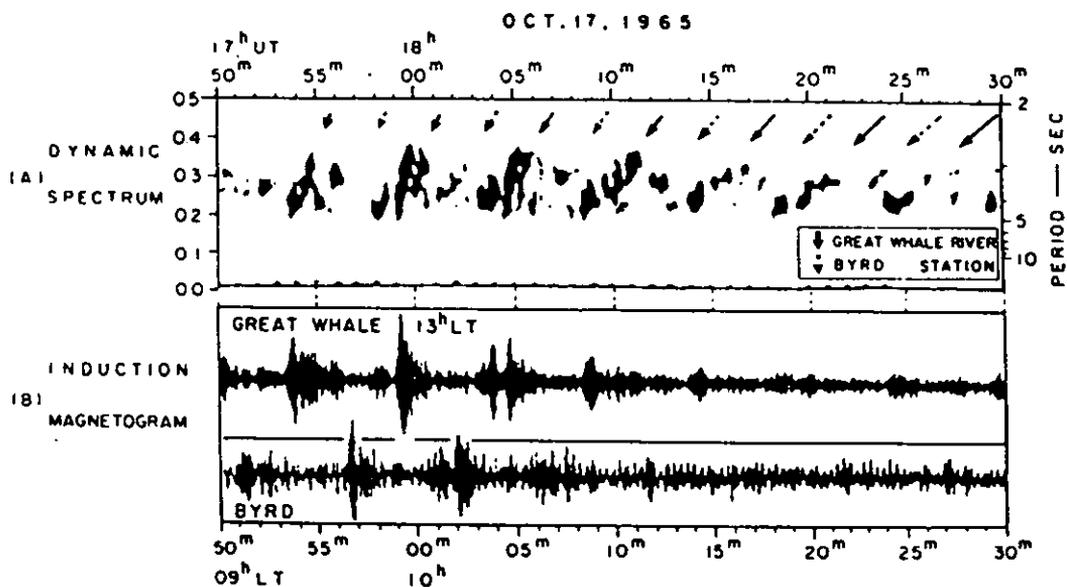


Figura 2.17 Pulsaciones de alta frecuencia estructuradas (Pc1) registradas en estaciones conjugadas (según Saito, 1969). El espectro dinámico es una superposición del espectro visto en Great Whale River (flechas sólidas) y la estación Byrd (flechas punteadas).

características enfatizan que las Pc estructuradas son debidas probablemente a paquetes de onda que son guiados a lo largo de las líneas de campo, y se reflejan en la ionosfera para rebotar entre hemisferios. La amplificación de los paquetes de onda debe ocurrir también en la magnetosfera, probablemente a través de inestabilidades protón ciclotrón (Kennel y Petschek, 1966).

Una variedad de pulsaciones de alta frecuencia son vistas cerca del medio día local en estaciones que están sobre las líneas de campo que pasan cerca del casquete polar (Matveyeva et al., 1976; Morris et al., 1982; Morris y Cole, 1985). Las amplitudes de las pulsaciones están en un rango de fracciones de nanoteslas a 1 - 2 nT, y las frecuencias están en un rango que va de 0.1 a 1.0 Hz. Algunos de los trenes de pulsaciones (IPRP, interval pulsations with rising periods) muestran un decrecimiento gradual en frecuencia, típicamente entre 1.0 Hz y 0.1 Hz sobre un intervalo de varios minutos. Estas ondas de plasma y pulsaciones posiblemente derivan su energía de inestabilidades en plasmas situados en la capa frontera cerca de la magnetopausa del lado día. Observaciones en Tierra sin embargo, muestran evidencia de una riqueza de diferentes estructuras en el espectro dinámico de las pulsaciones de alta frecuencia. Las observaciones por satélite muestran muy pocos ejemplos de pulsaciones estructuradas (Bossen et al., 1976).

2.6.2 Inestabilidades ion ciclotrón en la magnetosfera: La mayoría de las teorías respecto al origen de las pulsaciones en el rango 0.1 - 10 Hz en la magnetosfera están basadas en la inestabilidad protón ciclotrón del modo L (ecuación (B14) apéndice B). La fuente de energía para la inestabilidad es proporcionada por una energía (energía > 10 keV), que tiene una distribución anisotrópica de protones ($T_{\perp} > T_{\parallel}$) (Kennel y Petschek, 1966; Gendrin, 1967; Cornwall et al., 1970; Gendrin et al., 1971). Las curvas de la tasa de crecimiento (figura B2 apéndice B) indican que las ondas tienden a crecer en la banda de frecuencia de 0.05 a ≈ 0.6 Hz de la frecuencia ciclotrón del protón (hidrogeno). Las tasas de crecimiento son fuertemente dependientes de la anisotropía $A = (T_{\perp} / T_{\parallel}) - 1$, y la razón de la velocidad térmica a la velocidad de Alfvén (U_{\parallel} / v_A). Para anisotropías muy bajas ($A < 0.5$) y bajas temperaturas ($v_A / U_{\parallel} > 2$) hay una absorción considerable sobre mucho del espectro. Los cambios en la anisotropía tienen poco efecto sobre la frecuencia de máximo crecimiento, mientras que un cambio en las velocidades térmicas la frecuencia tiene un máximo de crecimiento a valores muy bajos.

Una de las fuentes principales de iones energéticos y anisotrópicos son las partículas inyectadas desde la magnetocola durante la fase expansiva de las subtormentas (Frank, 1967; Kivelson y Southwood, 1975). Los protones energéticos se arrastran hacia el oeste para crear el incremento de la corriente anular de subtormenta. En suma se crean condiciones favorables para el crecimiento de ondas ion ciclotrón, los protones calientes y anisotrópicos pueden conducir a las inestabilidades de espejo de arrastre mencionadas anteriormente. Cole et al. (1982) han sugerido también que las pulsaciones de alta frecuencia de la hendidura (incluyendo las IPRP) podrían ser causadas por inestabilidades protón ciclotrón debido a la penetración de plasma caliente del viento solar dentro de la capa frontera en la magnetopausa.

En un plasma frío con electrones y protones, la relación de dispersión para el modo ion ciclotrón (L) ($\omega \equiv \omega_{gr}, k = k_{\parallel}$) está dada por la ecuación (B11 del apéndice B) y

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} \equiv 1 - \frac{\omega_{pr}^2}{\omega(\omega - \omega_{gr})} \quad (2.27)$$

o

$$\frac{\omega}{k} \cong v_A \left(1 - \frac{\omega}{\omega_{gi}} \right)^{1/2} \quad (2.28)$$

Para iones en resonancia con las ondas ($n = 1$), tenemos del denominador en el tensor dieléctrico (A15 apéndice A)

$$v_{||} = \frac{\omega}{k} \left(1 - \frac{\omega_{gi}}{\omega} \right) \quad (2.29)$$

y consecuentemente la velocidad de resonancia es

$$v_{res} = v_A \frac{\left(1 - \omega / \omega_{gi} \right)^{3/2}}{\left(\omega / \omega_{gi} \right)} \quad (2.30)$$

La velocidad de Alfvén tiene un mínimo justo dentro de la plasmapausa, y consecuentemente las velocidades resonantes son más bajas, y las tasas de crecimiento son más altas en esta región. Se podría esperar que la inestabilidad ion ciclotrón se prestaría más a ocurrir en la región de traslape entre los protones anisotrópicos y energéticos y el denso plasma frío de la plasmasfera (Cornwall et al., 1970).

Un cierto número de técnicas diferentes han sido usadas para determinar las regiones fuente de las pulsaciones registradas en la superficie de la Tierra. Generalmente, los estudios indican que las regiones fuente están en las líneas de campo las cuales enhebran la plasmapausa o la plasmasfera exterior (Heacock 1971; Roth y Orr, 1975; Al'pert y Fligel, 1977; Baransky et al., 1981). Fraser et al. (1984), usando un grupo de magnetómetros de baja latitud ($L = 1.8 - 2.8$), han encontrado que la mayoría de las pulsaciones (Pc1) estructuradas se originan en las líneas de campo que están localizadas cerca de o dentro de la plasmapausa promedio (figura 2.18). Bossen et al. (1976) y Mauk y McPherron (1980) han encontrado que las ondas ion ciclotrón no estructuradas de gran tamaño observadas en el satélite ATS 6 ocurren típicamente entre las 10:00 y 22:00 LT, cuando el satélite probablemente está dentro de la plasmasfera. Los flujos de Pointing indicaron que las ondas se estuvieron propagando más allá del ecuador.

2.6.3 La propagación de ondas ion ciclotrón en la ionosfera y magnetosfera: Incluso aunque la fuente de energía de las pulsaciones de alta frecuencia es probablemente la inestabilidad protón ciclotrón, un buen número de otras características de las ondas requieren explicación. La naturaleza repetitiva de las pulsaciones estructuradas se debe probablemente a la amplificación repetitiva de los paquetes de onda que se propagan a lo largo de las líneas del campo magnético en el modo L y se reflejan en las ionosferas conjugadas. Las características de la repetitividad de los paquetes de onda y el espectro dinámico, con frecuencias crecientes, deben ser reguladas por la dispersión de los paquetes que se propagan y la tasa de crecimiento del espectro.

Muchas de las características del espectro dinámico pueden ser explicadas por considerar la dispersión de los paquetes propagándose en un plasma frío. En el esquema del espectro dinámico (figura 2.19) el retardo $\tau(\omega)$ entre la amplitud máxima a la frecuencia ω , de una llegada a la próxima en el tiempo es:

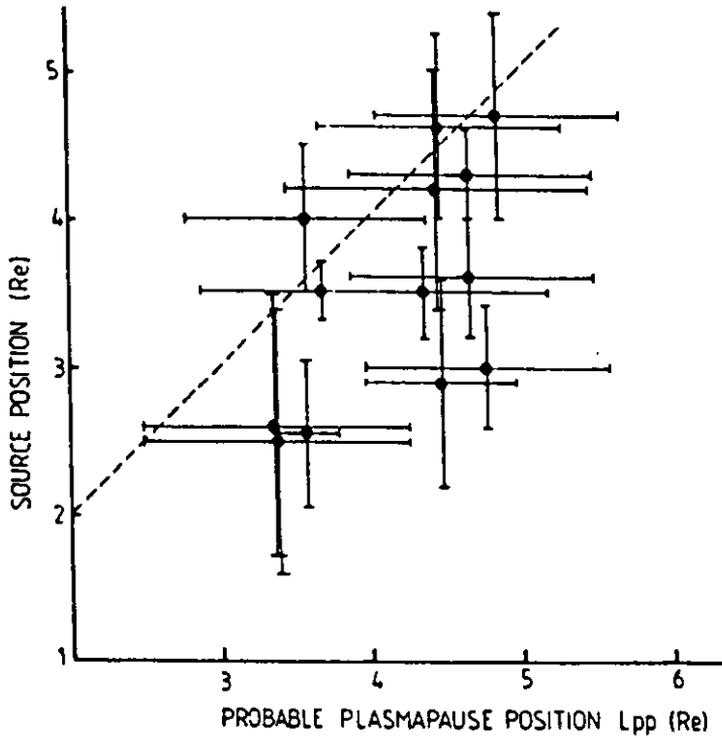


Figura 2.18 Medidas de las posiciones de las fuentes de pulsaciones de altas frecuencias estructuradas (Pc1) graficadas como una función de la posición de la plasmopausa (según Fraser et al., 1984). Las fuentes sobre la línea punteada cae sobre la plasmopausa.

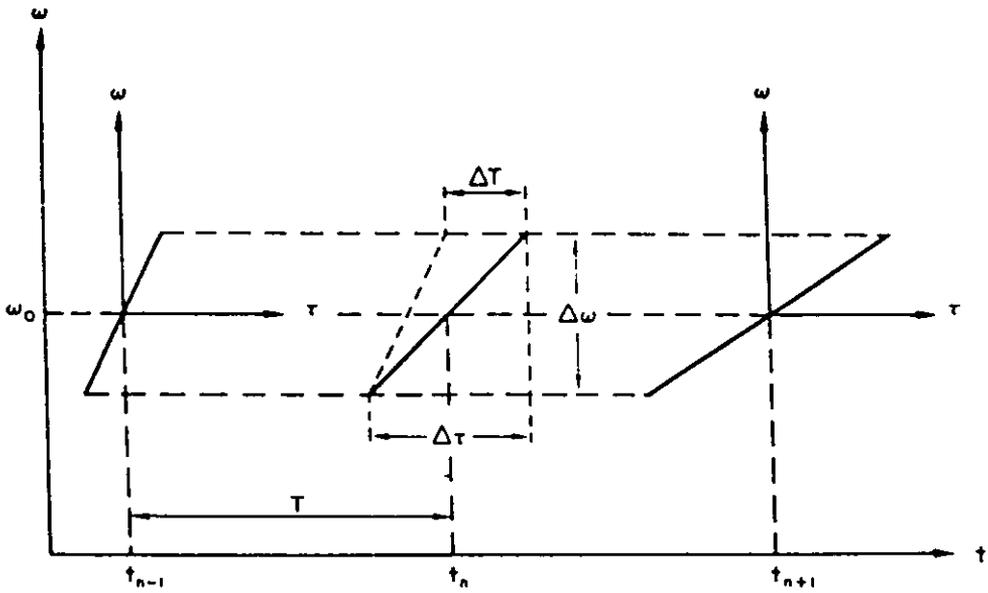


Figura 2.19 Esquema del espectro dinámico de las pulsaciones de alta frecuencia estructuradas (Pc1) (según Gendrin et al., 1971).

$$\tau(\omega) = 2 \int_{-\theta}^{\theta} \frac{ds}{v_g(s, \omega)} \quad (2.31)$$

donde $v_g = d\omega / dk$ es la velocidad de grupo, y la integral es a lo largo de una línea de campo desde la ionosfera de un hemisferio (θ) al otro hemisferio ($-\theta$). Si suponemos que todas las frecuencias son generadas al mismo tiempo, cerca del ecuador, entonces el primer paquete en el tiempo tiene

$$\tau_1(\omega) = \int_{-\theta}^{\theta} [v_g(s, \omega)]^{-1} ds \text{ y el paquete correspondiente:}$$

$$\tau_n(\omega) = \tau_1(\omega) + (n-1)\tau(\omega) \quad (2.32)$$

Donde n corresponde a las veces que el paquete de onda ha viajado entre los puntos conjugados.

Si la magnetosfera es simétrica alrededor del ecuador:

$$\tau_n(\omega) = \left(n - \frac{3}{4}\right)\tau(\omega) \quad (2.33)$$

y para n grande

$$\frac{d\tau_n(\omega)}{d\omega} \cong n \frac{d\tau(\omega)}{d\omega} = -n \int_{-\theta}^{\theta} \frac{dv_g}{d\omega} \frac{ds}{v_g^2} \quad (2.34)$$

En el espectro dinámico, el cambio en la tasa de crecimiento en frecuencia será proporcional a n^{-1} dando una estructura característica de forma de abanico vista en los silbidos hidromagnéticos.

Otras características del espectro dinámico requieren algo de conocimiento de las tasas de crecimiento convectivo y no convectivo de la inestabilidad ciclotrón. La banda espectral de las ondas está determinada probablemente por las frecuencias con máximo crecimiento (ver figura B2 apéndice B) y probablemente se encontrarán entre 0.1 y $0.5\omega_p$, donde ω_p es la frecuencia de ciclotrón protónica ecuatorial. Si están presentes iones pesados (He^+ , O^+), entonces el espectro será más complicado, con ranuras justo arriba de ω_p (ver figura B3 apéndice B). Jacobs y Watanabe (1967) y Gendrin et al. (1971) han mostrado también que las tasas de crecimiento finitas pueden modificar substancialmente las formas del espectro dinámico. Las frecuencias de las estructuras paralelas crecientes de las emisiones hidromagnéticas periódicas podrían deberse a la influencia de tasas de crecimiento finitas.

Criswell (1969) ha calculado la amplificación de paquetes de onda del modo L propagándose a lo largo de las líneas de campo dentro de la plasmasfera. El calculó el tiempo de rebote $T = \tau(\omega_0)$ (ecuación (2.31) y figura 2.19) y la amplificación total $A(\omega_0)$ integrada a lo largo de la línea de campo.

Los resultados están graficados en la figura 2.20, donde el período $t = 2\pi / \omega_0$. El valor R es el radio ecuatorial de la línea de campo, y la amplificación A es indicada por los contornos que cortan las líneas T versus t. El rango de la distribución de la t y T observadas deben estar limitados por las líneas que aislan las tasas de crecimiento más altas. La gráfica de dispersión para valores observados de T versus t en la figura 2.21 muestran que este es el caso frecuente en estaciones de baja y medianas latitudes.

Las características de las pulsaciones observadas sobre la Tierra son una consecuencia no solo de la propagación en la magnetosfera, sino también de la propagación en ductos y transmisión a través de la ionosfera. Manchester (1966) y Greifinger y Greifinger (1968) han mostrado que el mínimo en la velocidad de Alfvén en la capa F2 forman una guía de onda para la propagación del modo rápido R. El modo rápido requerido es producido a través de acoplar el modo guiado con polarización L magnetosférico con el modo rápido en regiones ionosféricas con gradientes substanciales en la velocidad de Alfvén.

La propagación del modo de canal o conducto, se ilustra en la figura 2.22, el cual muestra el modo atrapado y la propagación a través de la ionosfera. En general, el modo de canal debe de tener una longitud de onda que es menor que el espesor vertical d de la guía de onda. Consecuentemente la canalización es posible solamente cuando la frecuencia de las pulsaciones es más grande que $(v_A)_{min} / d$, donde $(v_A)_{min}$ es el valor mínimo de la velocidad de Alfvén en el ducto. Normalmente, las ondas con frecuencias menores que 0.5 Hz no se propagarán en el ducto. A medida que la onda se propaga horizontalmente en el ducto, las velocidades no uniformes de Alfvén nos llevan a acoplar el modo L a la atenuación de la onda y la transmisión de energía a través de la ionosfera en regiones lejos removidas de las líneas de campo las cuales pasan a través de la fuente en la magnetosfera.

El número de observaciones de pulsaciones por satélite en la banda de 0.1 - 10 Hz se ha incrementado enormemente desde mediados de los años 1970s. En todas estas observaciones, muy pocos casos de pulsaciones estructuradas han sido reportados y la mayoría de las pulsaciones parecen estar relacionadas a pulsaciones no estructuradas vistas sobre la Tierra. En un análisis comprensivo de los datos del satélite Geosincrónico ATS 1, Bossen et al. (1976) encontraron que casi todos los datos mostraron pulsaciones no estructuradas y sugirieron que estas pulsaciones podrían estar conectadas con las IPDP. Sobre la Tierra las IPDP son no estructuradas, pero exhiben un lento crecimiento en frecuencia en el transcurso del tiempo, típicamente 0.5 Hz h^{-1} (ver figura 2.23). Perraut et al. (1978) reportaron solo dos eventos con pulsaciones estructuradas en 7 meses de datos del satélite GEOS 1. Los datos del satélite GEOS 2 (Young et al., 1981) y el ATS 6 (Fraser, 1982) han producido también pocos eventos estructurados. Sin embargo, análisis detallados de datos de partículas y ondas de los satélites ATS 6 y GEOS 1 y 2 han proporcionado evidencias substanciales de que la resonancia ion ciclotrón asociada con protones anisotrópicos y calientes es la fuente de energía para las pulsaciones (Mauk y McPherron, 1980; Roux et al., 1982).

Las pulsaciones de la clase IPDP normalmente ocurren después de la fase expansiva de una subtormenta, con retardos de menos de una hora (Fukunishi, 1969). Estudios hechos por Fraser y Wawrzyniak (1978) y Pikkarainen et al. (1983) mostraron que las IPDP derivan hacia el oeste a una velocidad que es compatible con las velocidades de los protones calientes que se arrastran hacia el oeste donde estos protones son inyectados desde la magnetocola durante la fase expansiva de una subtormenta. Un estudio hecho por Maltseva et al. (1981) han mostrado que la amplitud máxima de las IPDP se mueve progresivamente a bajas latitudes a medida que la frecuencia crece. Consecuentemente, las frecuencias crecientes son causadas probablemente por el arrastre hacia el oeste de los protones, con una penetración progresiva hacia la Tierra de estos protones. Las penetraciones hacia la Tierra nos conduce al crecimiento en regiones donde la frecuencia ciclotrón ecuatorial es más grande y el crecimiento ocurre en las frecuencias más altas. Un análisis de 8 años de datos de pulsaciones IPDP (casi un ciclo solar) registradas en la estación de College, Alaska lo llevo a cabo López Cruz-Abeyro (1982), el encuentra una relación inversa entre la ocurrencia de las pulsaciones y el número de manchas. Esto es ocurren menos IPDP durante el máximo solar y hay una gran ocurrencia durante el mínimo. En base a este estudio. Bravo y López Cruz-

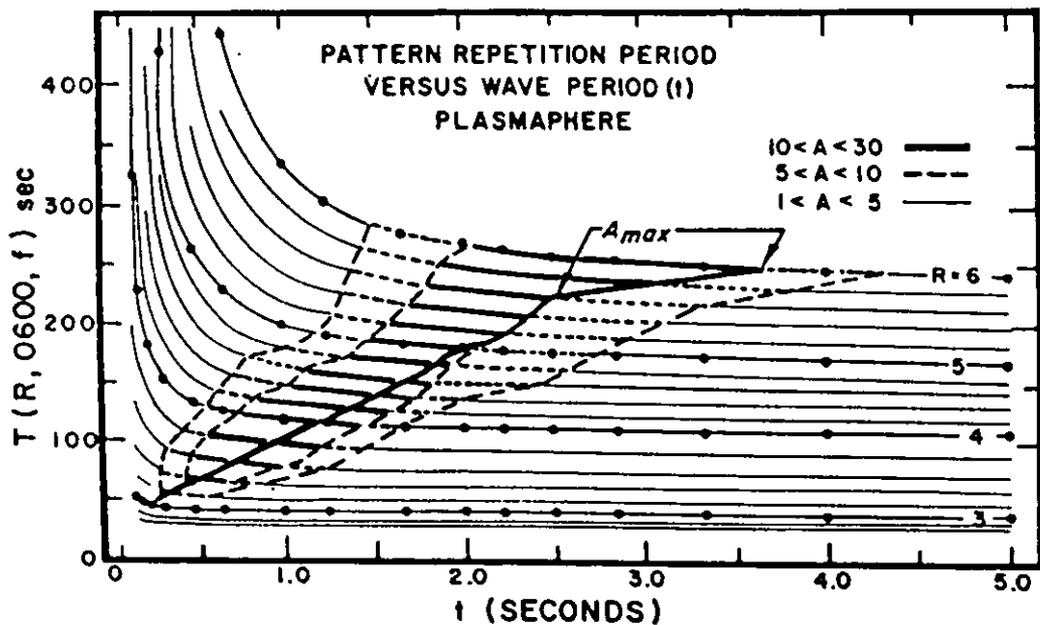


Figura 2.20 Gráfica del periodo de repetición T versus el periodo de la onda t para ondas ion ciclotrón generadas en la plasmosfera (según Criswell, 1969).

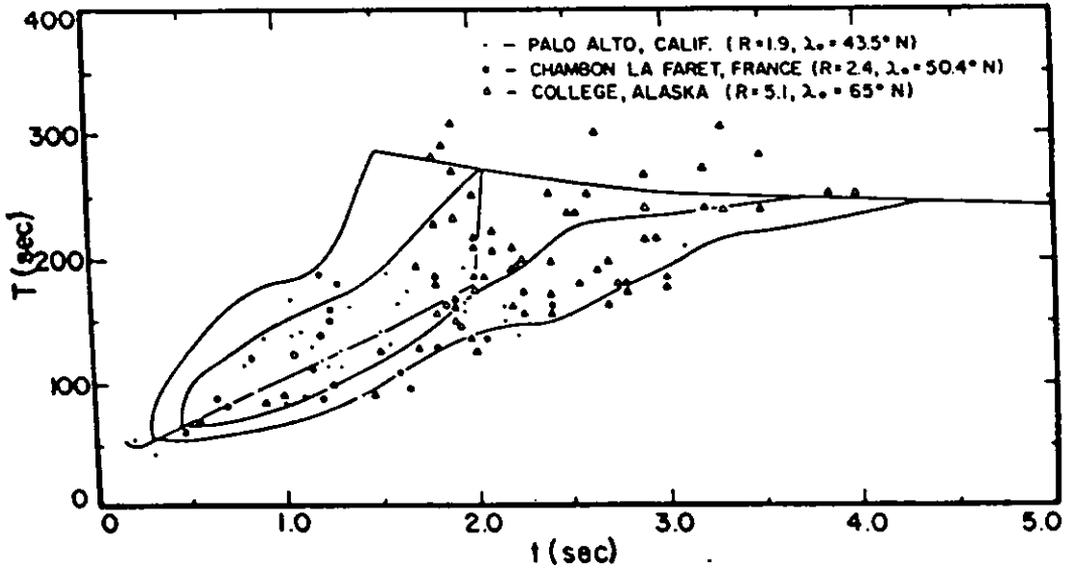


Figura 2.21 Patrón de periodos de repetición observados versus los periodos de las ondas observadas para datos de tres observatorios. Los contornos de amplificación de la figura 2.20 son mostrados como líneas sólidas (según Criswell, 1969).

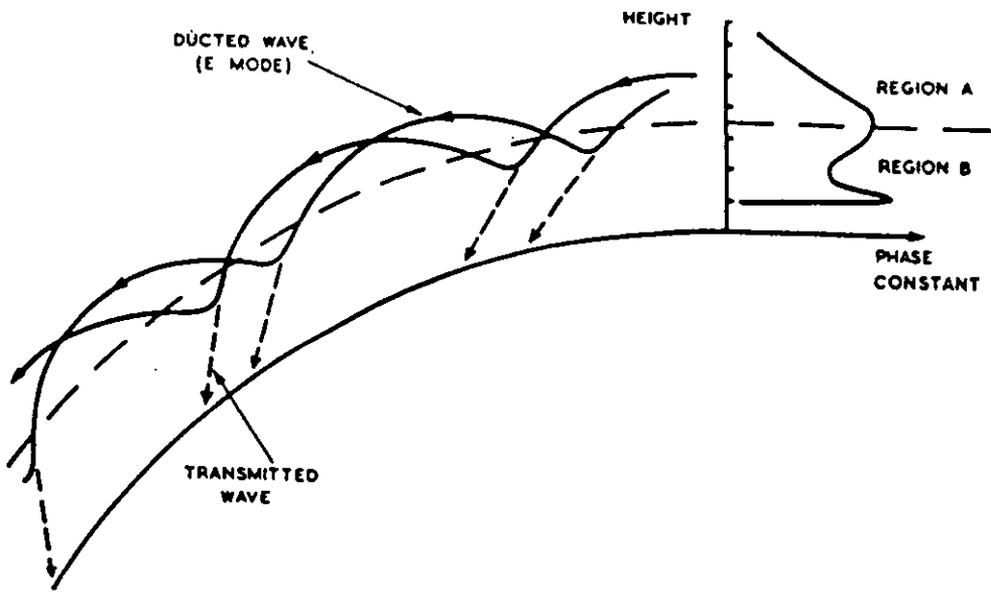


Figura 2.22 Ducto ionosferico en la capa F (según Manchester, 1966).

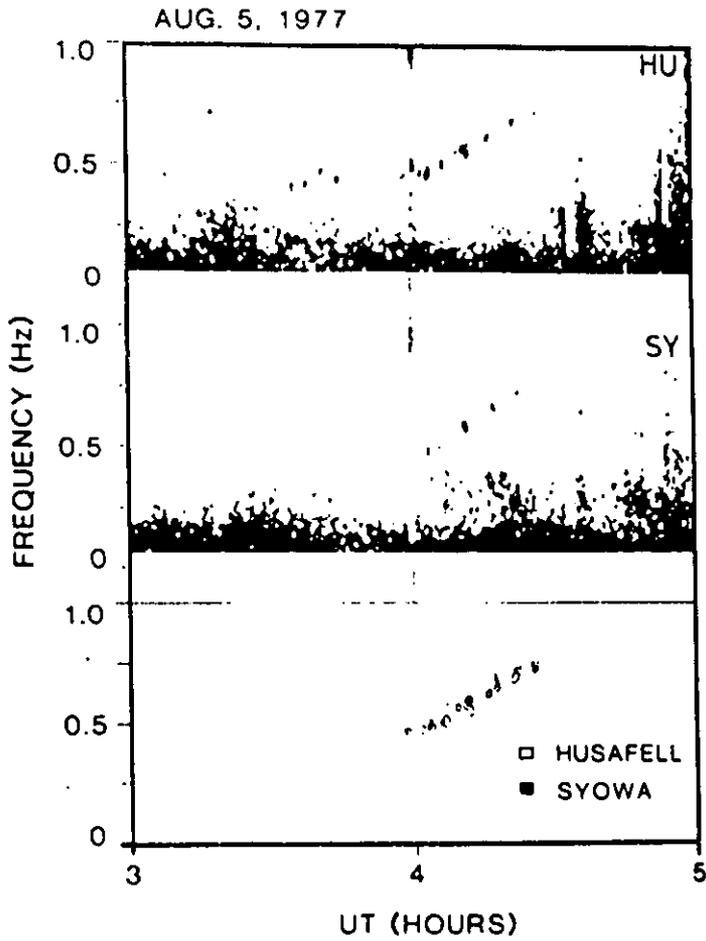


Figura 2.23 Espectro dinámico de un evento IPDP que ocurrió en dos estaciones conjugadas (según Fukunishi y Toya, 1981).

Abeyro (1997) llevan a cabo un estudio de la ocurrencia de las IPDP en Sodankyla para un periodo de 11 años de 1974 a 1985 (ver Maltseva et al. 1988) y la aparición de hoyos coronales. Ellos encuentran una relación positiva con el área de los hoyos coronales solares, con un coeficiente de correlación de 0.77. Esto sugiere una correlación física entre este tipo de pulsaciones y las corrientes de viento rápido (HSSs) que se originan en los hoyos coronales, con velocidades iguales o mayores que 550 km/s.

El análisis de las pulsaciones en la banda espectral de 0.1 - 10 Hz registradas por satélites ha ilustrado claramente el papel que tienen los iones pesados, particularmente He^+ y O^+ , en la propagación y amplificación de estas pulsaciones. La mayoría de las observaciones enfatizan el papel que juegan los iones pesados en tres satélites, ATS 7 (Mauk y McPherron, 1980; Fraser y McPherron, 1982) y GEOS 1 y 2 (Young et al., 1981; Roux et al., 1982; Perraut, 1982). Debemos notar, sin embargo, que la presencia de iones pesados ya ha sido deducida a través de datos de estaciones terrestres (Dowden, 1966; Troitskaya y Gulelmi, 1967; Fraser, 1972).

Una compilación del espectro que muestra los picos de frecuencia de la onda relativos a las pulsaciones de alta frecuencia u ondas ion ciclotrón registradas por el ATS 6 mostraron un hueco pronunciado de iones entre ω / ω_{H^+} (ecuador) = 0.2 y 0.3 (ver figura 2.24; Mauk, 1983). Este hueco, el cual es debido presumiblemente a la presencia de He^+ , puede ser visto también en muchos de los espectros de los datos de los satélites GEOS 1 y 2. Ocasionalmente se ha visto un hueco cerca de y arriba de la frecuencia de ciclotrón del O^+ (Fraser, 1985).

La polarización de las pulsaciones registradas en el ecuador es predominantemente de modo L a frecuencias abajo y arriba del hueco del He^+ , mientras está desconectado del ecuador, las polarizaciones son lineales (es decir tienen una componente del modo R) arriba del hueco, y abajo de L (ver figura 2.25) (Young et al., 1981; Fraser y McPherron, 1982). Estas características son ilustradas en la figura 2.25. Los datos del GEOS 2 sobre el ecuador están con polarización LH abajo y arriba la frecuencia ciclotrón del helio local (F_{He^+} en la figura). En contraste, las ondas en el GEOS 1, el cual está alejándose del ecuador, están polarizadas LH cuando la potencia está abajo de la frecuencia de ciclotrón del helio local y es lineal cuando está arriba.

Muchas de las características de estos espectros y polarizaciones pueden explicarse por una evaluación de la relación de dispersión para un plasma de multicomponentes frío (ver figura A2 apéndice A). Para propagación paralela, el modo R se cambia marginalmente solo cuando hay adición de iones de He^+ , pero el modo L tiene además sumado la resonancia a $(\omega_r)_{He^+}$. Esto nos conduce a la banda de corte o hueco entre $(\omega_r)_{He^+}$ y $(\omega_{cr})_{He^+}$, en el cual el modo L no puede propagarse. El cambio en polarización arriba del hueco desde el modo L sobre el ecuador, al modo lineal (L y R) al irse del ecuador puede ser explicado por suponer que la inestabilidad ion ciclotrón ocurre cerca del ecuador. La inestabilidad genera las ondas del modo L sobre la rama III (ver figura A2 apéndice A), abajo de la frecuencia ecuatorial $(\omega_r)_{H^+}$. A medida que las ondas se propagan alejándose del ecuador, $\omega / (\omega_r)_{H^+}$ decrece y se mueve a frecuencias normalizadas bajas sobre la curva de dispersión pasando eventualmente a través de ω_{cr} , y las ondas pasan a ser parcialmente de modo R. Esto está ilustrado en el diagrama de la figura 2.25 en el borde superior izquierdo. La onda que empieza a una frecuencia arriba de ω_{cr} en el ecuador se convierte al modo R a medida que viaja alejándose del ecuador. El extremo de baja frecuencia del hueco en el espectro de pulsaciones registrado más allá del ecuador será corrido abajo de la frecuencia ciclotrón del helio local.

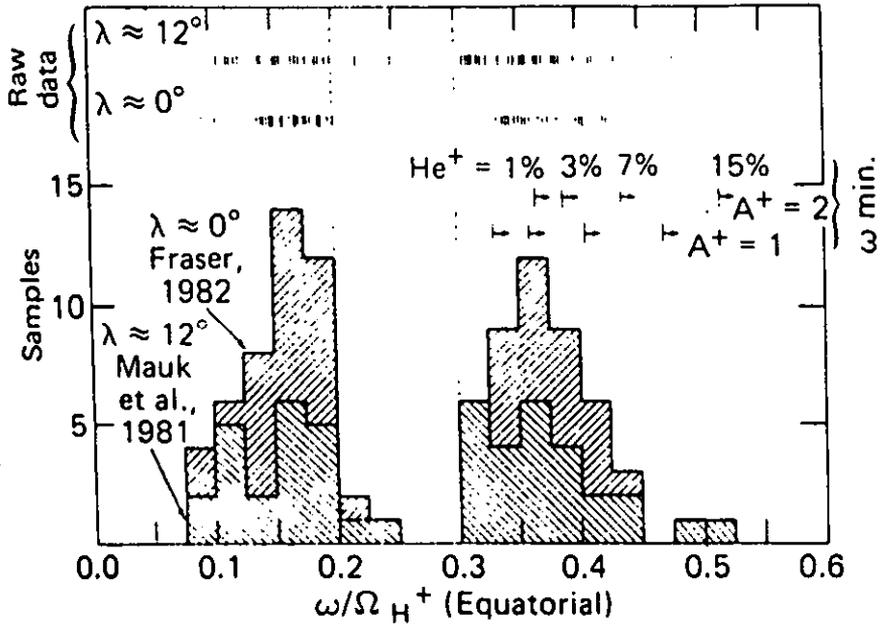


Figura 2.24 Estadística de las frecuencias de pulsaciones registradas a dos localidades del paso del satélite ATS - 6 (latitudes 0° y 12°) (según Mauk, 1983). Los cortes esperados para varias concentraciones de He^+ y dos valores de anisotropía (A^+) están marcados sobre la gráfica. El parámetro Ω_{H^+} es la frecuencia ciclotrón ecuatorial del hidrogeno.

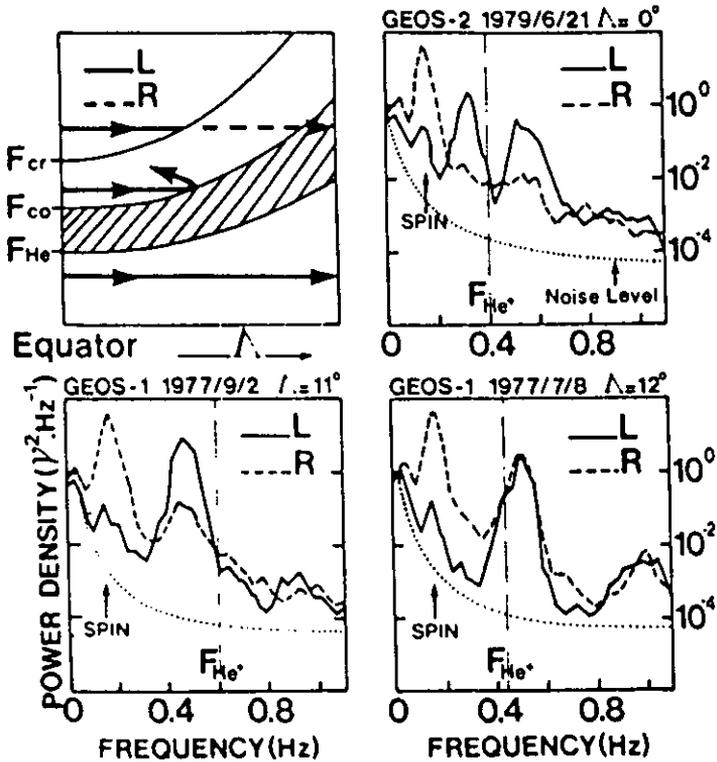


Figura 2.25 Espectro de potencia de las pulsaciones polarizadas mano izquierda (L) y mano derecha (R) registradas a tres latitudes (0° , 1° y 2°) por los satélites GEOS 1 y 2. El diagrama del extremo superior izquierdo ilustra la propagación de ondas polarizadas L originadas en el ecuador (según Gendrin, 1983).

Incluso, aunque muchas de las características del espectro y las polarizaciones pueden ser explicados por medio del estudio de las curvas de dispersión de plasmas fríos, una evaluación más completa requiere el cálculo de las tasas de crecimiento para la inestabilidad ciclotrón en un plasma caliente de especies múltiples. Estas tasas de crecimiento tienen una influencia de control sobre el espectro de potencia de las ondas en plasma y también contribuirán a las localizaciones de los diferentes huecos espectrales y las polarizaciones. En general, la presencia de iones pesados fríos permitirán mejorar las tasas de crecimiento convectivas a frecuencias justo debajo de las frecuencias de ciclotrón de iones pesados. No hay amplificación en las bandas de corte entre las frecuencias ciclotrón y de corte, pero en el extremo superior de este hueco en las tasas de crecimiento no es necesario ω_{cf} , y los huecos son generalmente más amplios que las bandas de corte para la propagación en el modo L (ver el ejemplo en la figura B3 apéndice B) (Gomberoff y Cuperman, 1982; Kozyra et al., 1984).

En suma, las ondas ion ciclotrón con frecuencias abajo de la frecuencia de ciclotrón protónica ecuatorial, de los datos de los magnetómetros de los satélites GEOS, han mostrado la presencia de pulsaciones y ondas en plasmas con frecuencias más grandes que la frecuencia de ciclotrón protónica. En la magnetosfera ecuatorial, las ondas tienen una banda angosta, armónicamente relacionadas a picos espectrales (Perraut et al., 1982) (figura 2.26) las cuales algunas veces son múltiplos de la frecuencia de ciclotrón protónica local. Las ondas estas polarizadas en dirección del campo geomagnético. Este tipo de eventos parece estar correlacionado con protones energéticos (5 - 30 keV) con una distribución maximizada a un ángulo de paso de 90° .

GEOS 2

JAN 9, 1979

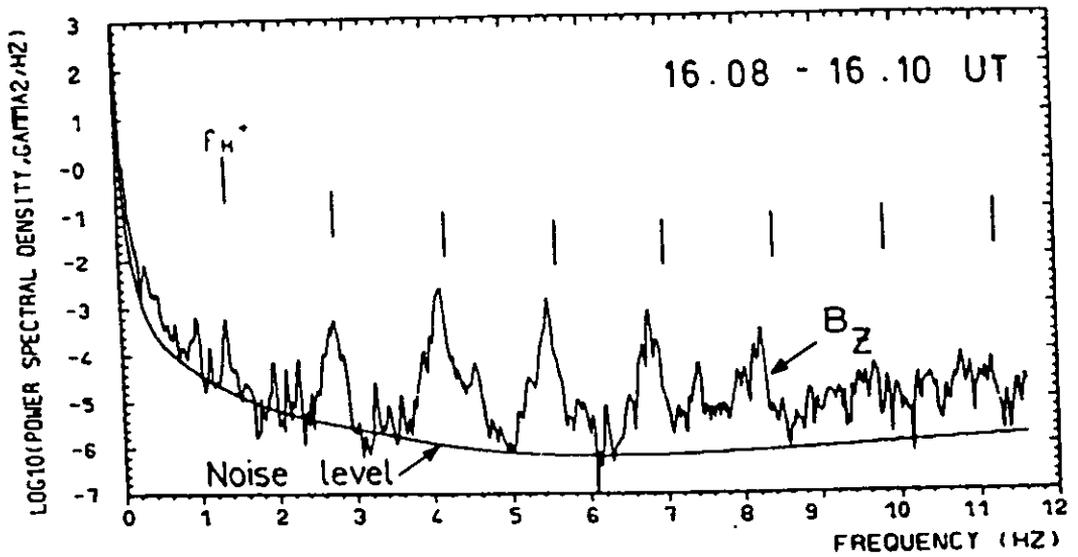


Figura 2.26 Espectro de potencia de un intervalo de 44 segundos de datos de campo magnético del GEOS 2 (según Perrault et al., 1982).

2.7 Pulsaciones y Ondas Impulsivas en Plasmas

2.7.1 Introducción: La mayoría de las pulsaciones impulsivas son producidas por un acoplamiento directo de energía desde el viento solar, o por liberaciones transitorias de energía almacenada en la magnetocola. Choques y discontinuidades en el viento solar producen los impulsos repentinos (SI) los cuales se propagan como los modos rápidos y de Alfvén en la magnetosfera. La ocurrencia de transitorios, reconexión localizada o eventos de transferencia de flujo sobre el lado día de la magnetopausa da lugar a propagación, a lo largo de las líneas de campo, de sistemas de corrientes alineadas al campo y pulsaciones transitorias las cuales parecen estarse propagando en una dirección contraria al Sol. La fase expansiva de las subtormentas marca cambios repentinos en la convección y la liberación de energía en la magnetocola. Mucha de esta energía es transportada por corrientes transitorias alineadas al campo las cuales se cierran a través de las corrientes de Pedersen en la ionosfera auroral. Las corrientes transitorias alineadas al campo se propagan como ondas de Alfvén de cizallamiento las cuales pueden ser vistas en la magnetosfera del lado noche y sobre la tierra.

Estas inyecciones impulsivas de energía de ondas de plasma dentro de la magnetosfera pueden, eventualmente, acoplar modos de cavidad (ecuación(2.16)) y resonancias de líneas de campo (ecuaciones (2.9, 2.10)), conduciendo a oscilaciones casi monocromáticas transitorias en una amplia variedad de frecuencias (Allan et al., 1986). Consecuentemente, podríamos esperar que las pulsaciones transitorias disparadas por impulsos repentinos, tales como los SI, tendrán características de polarización y fase las cuales son similares a aquéllas encontradas para pulsaciones continuas de baja frecuencia.

2.7.2 Comienzos repentinos e impulsos repentinos: Los impulsos repentinos son vistos como escalones o discontinuidades en los registros temporales del campo geomagnético. Estos cambios transitorios y rápidos (con tiempos de crecimiento de alrededor de 1 a 5 minutos) del campo magnético se propagan como las ondas del modo de compresión rápido o el modo de Alfvén en la magnetosfera, y aparecen con menos de un minuto de retardo sobre casi toda la superficie de la Tierra. Normalmente los impulsos tienen amplitudes de menos de 50 nT. A veces, un SI disparará una secuencia de subtormenta o comienzos repentinos de tormenta (SSC). Los SIs son la respuesta de la magnetosfera a choques y discontinuidades en densidad, temperatura y velocidad de propagación en el viento solar (Ogilvie y Burlaga, 1974).

Las polarizaciones del ciclo inicial de los SI tienden a ser elípticas en el plano horizontal. Sobre un amplio rango de latitudes en el hemisferio norte los impulsos tienen polarización CC en la mañana local, y cambian aproximadamente entre las 10:00 - 12:00 LT a polarización CW en la tarde (después del medio día) (ver figura 2.27) (Wilson y Sugiura, 1961). Este patrón es al revés en el hemisferio Sur. Estas polarizaciones son compatibles con aquéllas esperadas para una onda superficial propagándose hacia la cola sobre la magnetopausa (ver ecuación (2.22)) si no existen resonancias de línea de campo.

Los SI son seguidos, generalmente, por pulsaciones en las bandas de frecuencias bajas, medias y altas (ver figura 2.28). Las pulsaciones de altas frecuencias se ven algunas dentro de 1 - 2 minutos después del SI. Kokubun y Oguti (1968) han sugerido que un incremento en la anisotropía de las distribuciones de los protones calientes debido a la compresión de la magnetosfera podría conducir a la amplificación de ondas ion ciclotrón. Si el SI dispara una secuencia de subtormenta, entonces la inyección de plasma caliente dentro de la corriente anular desde la hoja de plasma mejoraría además la actividad de la onda ion ciclotrón.

Las pulsaciones amortiguadas de frecuencia media y baja que siguen al SI (abajo de las tres trazas en la figura 2.29) son quizás debidas a ondas hidromagnéticas y resonancias de línea de campo disparadas por el SI. Saito y Matsushita (1967) encontraron que la frecuencia de estas ondas tienden a decrecer con un incremento de la latitud. Araki y Allen (1982) encontraron que muchas pulsaciones transitorias registradas en bases terrestres asociadas con SI mostraron inversiones en las polarizaciones latitudinales entre 64° y 72° de latitud norte geomagnética.

Kaufmann y Walker (1974) y Nopper et al. (1982) estudiaron pulsaciones de bajas frecuencias y medianas frecuencias producidas en la magnetosfera por SIs y sugieren que el modo compresivo rápido

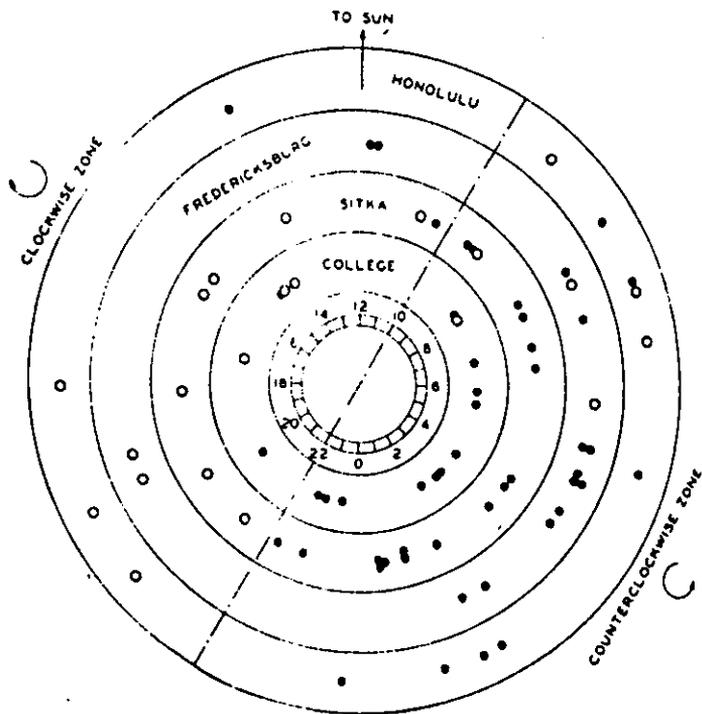


Figura 2.27 Polarizaciones de campos magnéticos de impulsos repentinos en la superficie de la Tierra (según Wilson y Sugiura, 1961). Los círculos sólidos indican polarización CC y los círculos abiertos indican polarización CW.

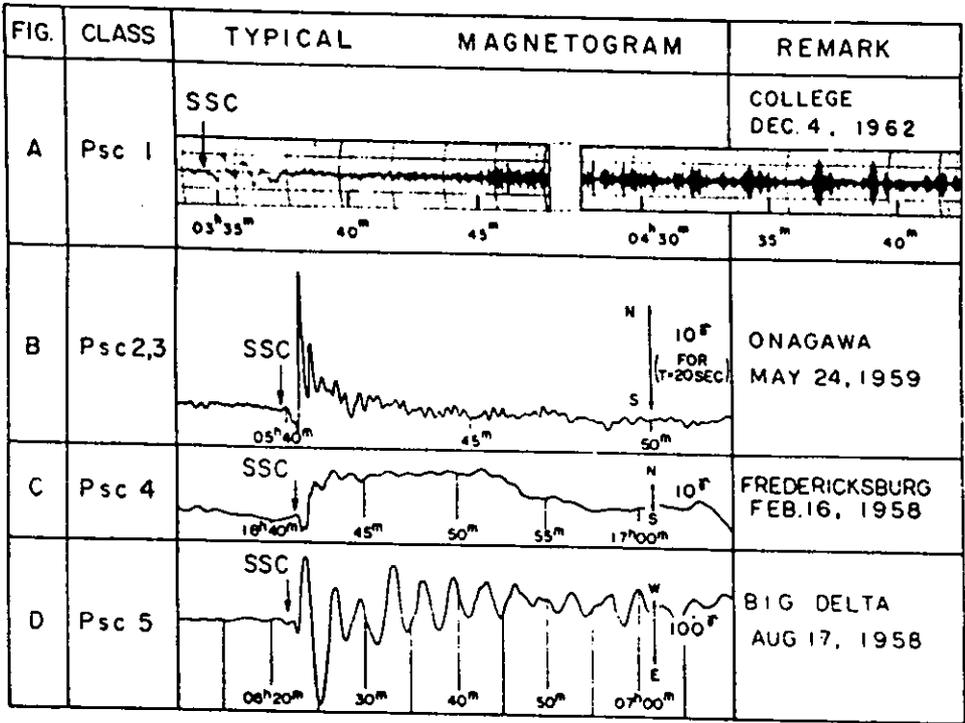


Figura 2.28 Ejemplos de pulsaciones disparadas por impulsos repentinos y comienzos repentinos de tormentas (según Saito, 1969). (a) Pulsaciones de altas frecuencias (Pc1). (b) Pulsaciones de frecuencia media (bandas Pc2, 3). (c) Pulsaciones de frecuencia media (banda Pc4). (d) Pulsaciones de baja frecuencia (banda Pc5).

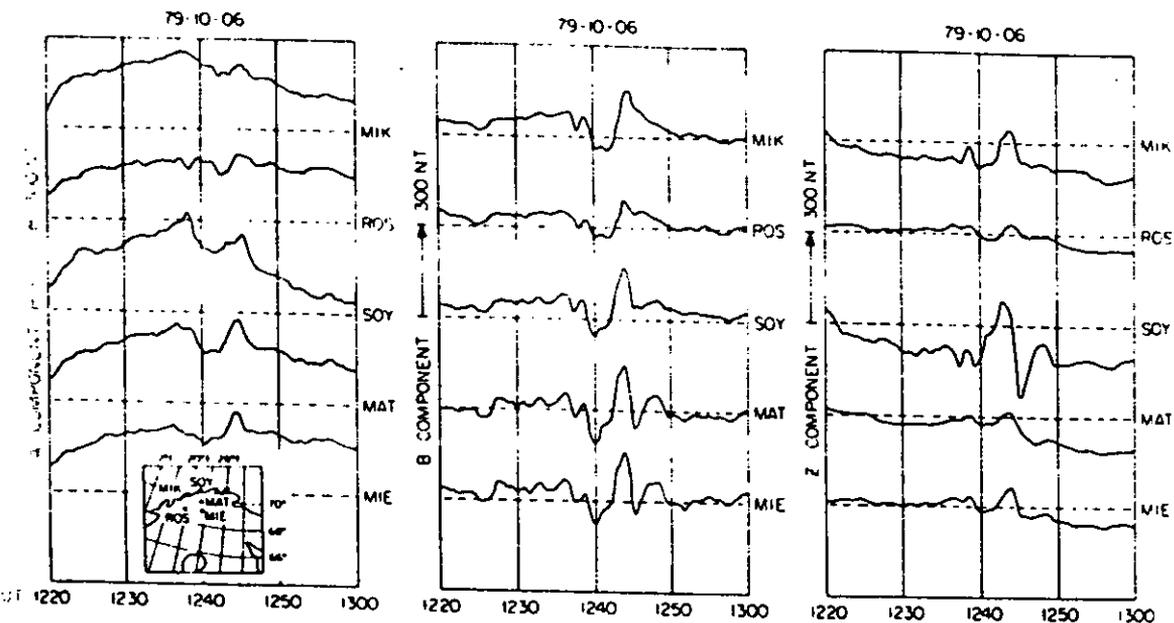


Figura 2.29 Observaciones de campo magnético que cubren el intervalo de la figura 2.30 (según Goertz et al., 1985). La componente A está aproximadamente hacia el norte y la componente B está hacia el oeste.

causado por el choque en el viento solar acopla con resonancias de línea de campo toroidales. Baumjohann et al. (1983) encontró que las firmas de arrastre de campo magnético y plasma de un SI registrado por el satélite GEOS 2 fueron compatibles con una compresión adiabática de la magnetosfera. El SI fue seguido por una oscilación del campo magnético compresional de baja frecuencia amortiguada. En un segundo estudio de ondas en plasmas de baja frecuencia disparadas por SI, Baumjohann et al. (1984) encontraron que las oscilaciones de baja frecuencia seguidas del SI tuvieron ambas componentes compresionales y transversales al campo magnético. Ellos atribuyeron las pulsaciones a movimientos hacia la cola de ondas superficiales localizadas sobre la magnetopausa causadas por choque en el viento solar. Las ondas superficiales posiblemente estuvieron acopladas a resonancias de línea de campo en la magnetosfera.

2.7.3 Pulsaciones transitorias asociadas con los eventos de transferencia de flujo: Muchas observaciones hoy en día apuntan a la posibilidad de que una reconexión del lado día en la magnetopausa puede ocurrir como un transitorio, relacionado a unos eventos espacialmente localizados, los cuales son llamados eventos de transferencia de flujo (FTEs) (Haerendel et al., 1978; Russell y Elphic, 1979; Rijnbeek et al., 1984). Medidas de satélite de un tamaño de escala de los FTEs indican un tamaño de alrededor de $2R_E$ tangencial a la magnetopausa (Elphic y Russell, 1979; Rijnbeek et al., 1984; Saunders et al., 1984). Estos tamaños de escalas son solo ligeramente más grandes que las longitudes de ondas estimadas para la inestabilidad Kelvin - Helmholtz en la capa límite de baja latitud.

En un FTE, las líneas del campo magnético que pasan a través de la región exterior de la capa frontera debe mapear la ionosfera de alta latitud, cerca de la capa de convección. Cowley (1982) y Paschmann et al. (1982) sugirieron que un tubo de flujo reconectado tendría corriente substancial alineada al campo. Esta corriente alineada al campo está asociada con la vorticidad en el flujo de plasma. Lee (1986) mostró que el modelo de línea X múltiple de Lee y Fu (1985) predice vórtices de plasma grandes en el tubo de flujo seguido por la propagación de una onda de Alfvén de cizallamiento y la corriente alineada al campo desde la magnetopausa a la ionosfera. Southwood (1985) sugirió que la convección de las líneas de campo de los FTEs podrían generar también dos vórtices de convección adicionales en la ionosfera.

Muy pocas observaciones de pulsaciones conectadas con FTEs en bases terrestres han sido reportadas en la literatura. Goertz et al. (1985) identificaron un posible FTE con los datos de radar STARE. Este evento tubo flujos espacialmente localizados a través de la frontera de convección (ver figura 2.28), con un tamaño de escala de alrededor de 50 - 300 km. Algunas pulsaciones de baja frecuencia (1.5 mHz) de corta duración (aproximadamente un ciclo) acompañaron el evento de convección localizado (ver figura 2.29). Lanzerotti et al. (1986) mostró dos ejemplos de posibles pulsaciones FTE en los datos de los magnetómetros de las estaciones en la Antártica.

2.7.4 Pulsaciones transitorias asociadas con subtormentas magnéticas polares: Esta sección es de importancia central para la tesis ya que la ocurrencia de subtormentas magnéticas esta íntimamente ligada a la ocurrencia y propagación de pulsaciones Pi2, que se analizarán en detalle en el próximo capítulo.

2.7.4.1 Corrientes alineadas al campo y ondas transitorias en plasmas: Es importante hacer notar que durante intervalos de ocurrencia de subtormentas magnetosféricas, hay un flujo de corrientes alineadas al campo con intensidades bastante substanciales que van de la magnetocola a la ionosfera auroral. Las medidas de campo magnético hechas en la superficie de la Tierra y en la órbita sincrónica indican que la corriente forma un lazo o circuito con una red de corriente hacia abajo, hacia el Este, hace red con la corriente hacia arriba, hacia el Oeste, y se cierra a través de las corrientes de electrochorro en la ionosfera auroral (ver figura 2.31 y McPherron et al., 1973). El aumento de las corrientes alineadas al campo relativas a la fase expansiva de la subtormenta es impulsado por ondas de Alfvén de cizallamiento, aunque allí podrían estar presentes fuertes ondas de compresión cerca de la región de la inestabilidad que conduce a la fase expansiva en la magnetocola.

Para entender las pulsaciones transitorias que ocurren durante la fase expansiva de subtormentas, es necesario tener un modelo relativamente completo de la propagación de campos eléctricos y corrientes

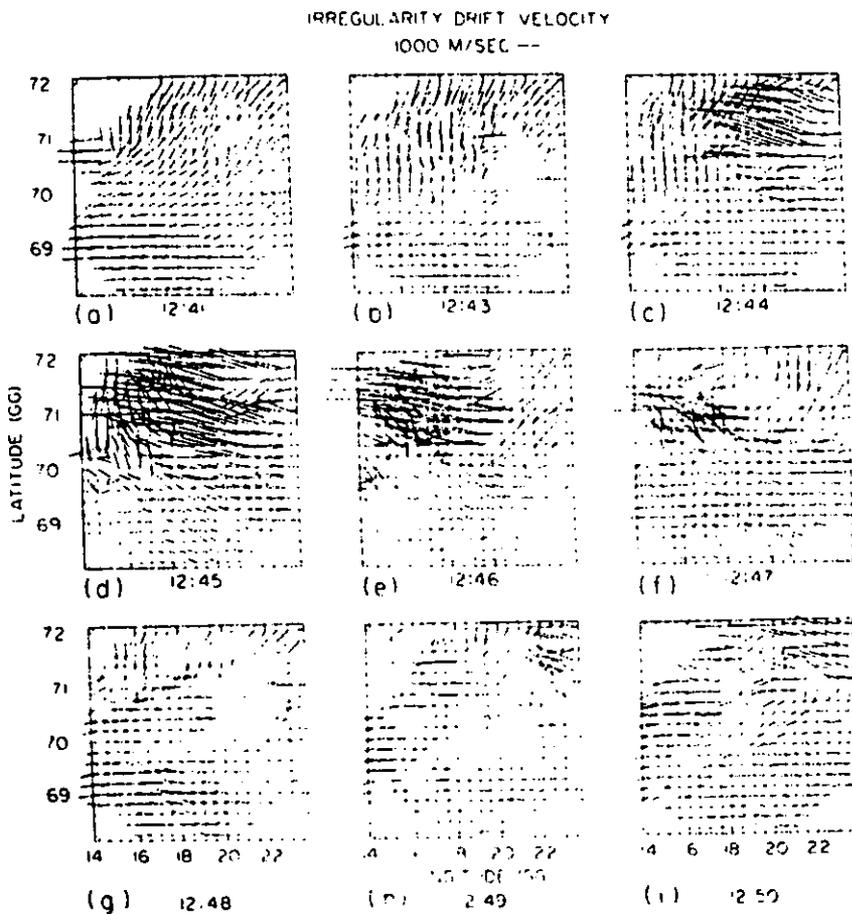


Figura 2.30 Velocidades de arrastre electrónico observadas por el radar STARE entre las 12:41 UT y las 12:50 UT el 6 de octubre de 1979 (según Goertz et al., 1985). La secuencia muestra la evolución de una región aislada de grandes flujos hacia el polo y con dirección hacia el Sol.

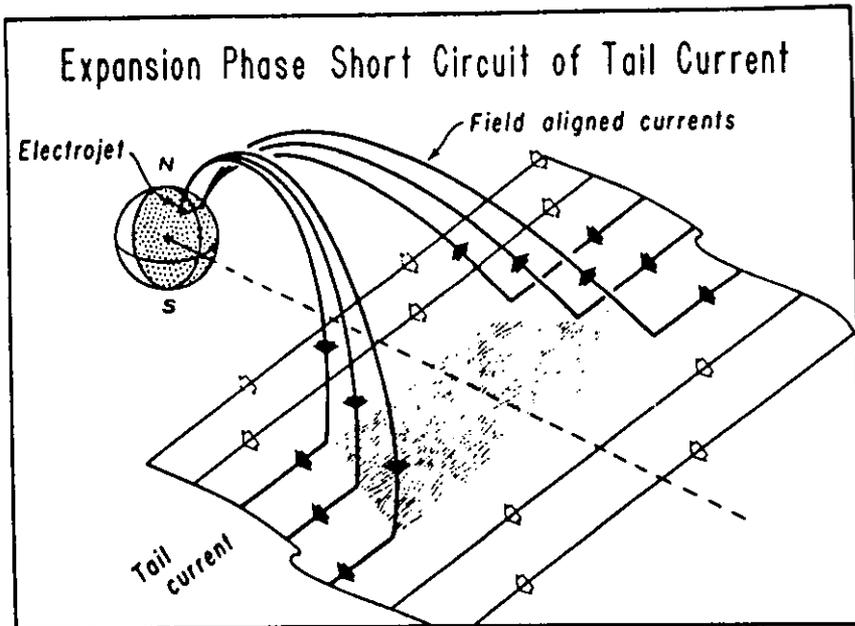


Figura 2.31 Sistema de corriente de subtormenta (según McPherron et al., 1973).

alineadas al campo localizados en la magnetosfera, y la reflexión de estos campos eléctricos en la ionosfera. La configuración de los campos eléctricos y las conductividades ionosféricas deben ser compatibles con las encontradas sobre las líneas de campo, las cuales enhebran la ionosfera cerca y dentro de los arcos aurorales, y donde se ha visto que las ondas en plasmas y pulsaciones transitorias están intrínsecamente relacionadas al aumento de las corrientes alineadas al campo, las cuales fluyen en, o cerca de, los brillantamientos de los arcos aurorales.

Quizás los modelos más simples que pueden añadir algo de claridad en la formación de las pulsaciones transitorias son el voltaje o "generadores" de corriente que lanzan o mandan un paso o impulso en la corriente alineada al campo y la onda de Alfvén de cizallamiento hacia la ionosfera (Nishida, 1979). Algunos ejemplos de la evolución temporal de los campos eléctrico y magnético que estos generadores producen en la ionosfera se muestran esquemáticamente en la figura 2.32. En este ejemplo, el tiempo de viaje que se toma del generador a la ionosfera es de T_A , y el coeficiente de reflexión de la ionosfera en estado uniforme (ecuación (A30 apéndice A)) es de 0.8. El procedimiento para calcular estos campos están dados en Lysak y Dum (1983). El conjunto de reflexiones de la ionosfera y la región fuente conduce a una oscilación amortiguada de los campos a una frecuencia de $(4T_A)^{-1}$.

La propagación de los campos eléctricos y corrientes alineadas al campo localizadas en un plasma de baja- β ($\beta \ll m_e / m_i$) puede ser analizadas usando el tensor dieléctrico para un plasma frío en la ecuación (3a.3.2) para el límite hidromagnético de baja frecuencia ($\omega \ll |\omega_{ci}|$ o $2\pi/\tau \ll |\omega_{ci}|$, donde τ es la escala de tiempo característica de la onda). Reemplazamos $-i\omega$ por $\partial/\partial t$ y entonces tenemos que:

$$\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{11} = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{22} \equiv -\frac{1}{v_A^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \quad (2.35)$$

y

$$\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{33} = \frac{-\omega_{pe}^2}{c^2} \quad (2.36)$$

de la ecuación (A14 del apéndice A) tenemos que:

$$(C - D)E = 0 \quad (2.37)$$

donde

$$C \equiv \nabla \times \nabla \times, \quad y \quad D = \text{diag} \left(\frac{1}{v_A^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}, \frac{1}{v_A^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}, \frac{\omega_{pe}^2}{c^2} \right)$$

Usamos un sistema coordenado con x , y y z tales que corresponden a las direcciones 1, 2 y 3, respectivamente. Escogemos $\partial/\partial y = 0$ y $E_y = 0$, dando las dos ecuaciones para E_x y E_z :

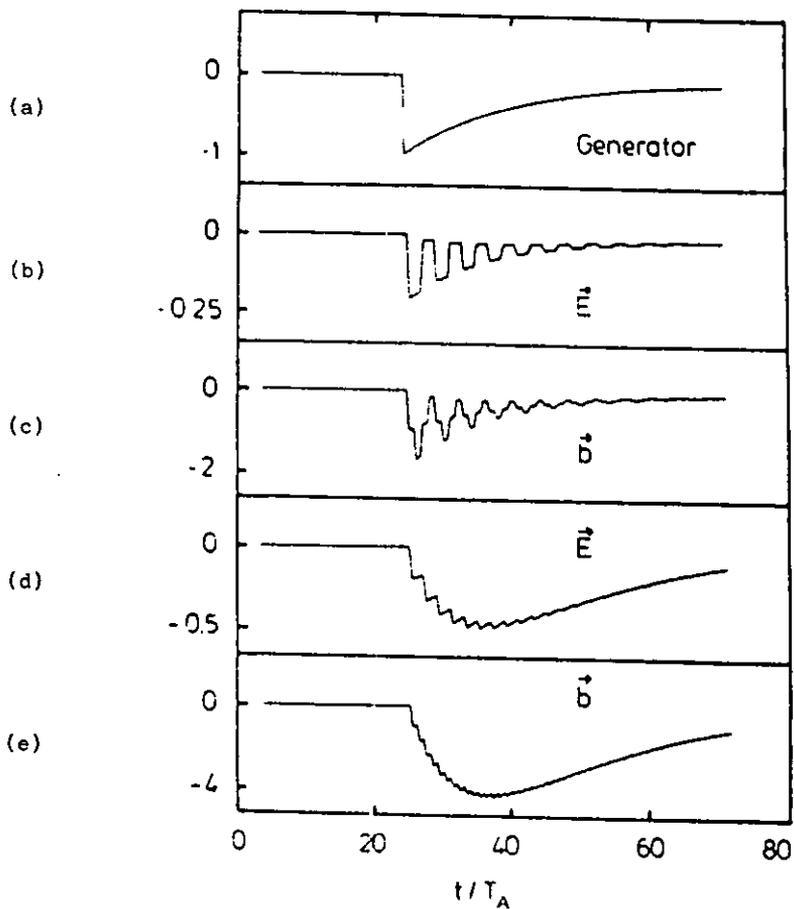


Figura 2.32 Los campos eléctrico y magnético en la ionosfera debido a un generador de campo eléctrico en la magnetocola (las dos trazas (d) y (e)) y debido a un generador de corriente (las trazas b y c) (según Baumjohann y Glassmeier, 1984).

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} = v_A^2 \left(\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - \frac{\partial^3 E_x}{\partial x \partial z} \right) \quad (2.38)$$

y

$$\omega_{pe}^2 E_x = c^2 \left(\frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 E_x}{\partial x \partial z} \right) \quad (2.39)$$

De la ecuación (2.38) vemos que cuando los gradientes espaciales, $\partial/\partial x$, son grandes, los campos eléctricos paralelos y perpendiculares (E_x) están acoplados. Incluso aunque E_x sea pequeño, conduce a la aceleración de electrones y a la formación de corrientes alineadas al campo. Estas corrientes alineadas al campo son alimentadas por las corrientes de polarización perpendicular $j_x = (\mu_0 v_A^2)^{-1} dE_x/dt$. La onda de Alfvén de cizallamiento, en efecto, se acopla a las oscilaciones de plasma electrónicas. Nótese que como $\partial/\partial x \rightarrow 0$, la ecuación (2.38) da la ecuación de onda para el modo de Alfvén de cizallamiento, y la ecuación (2.39) nos da $E_x \approx 0$.

Si tomamos la $\partial/\partial z$ de la ecuación (2.39) y usamos la ecuación (2.38) obtenemos la ecuación:

$$\omega_{pe}^2 \frac{\partial E_x}{\partial z} = -\frac{c^2}{v_A^2} \frac{\partial^3 E_x}{\partial x \partial t^2} \quad (2.40)$$

Las ecuaciones (2.38) y (2.40) fueron usadas por Goertz y Boswell (1979) para describir la propagación de campos eléctricos localizados y corrientes alineadas al campo en un plasma donde $\beta < m_e/m_i$ (ver figura 2.33). Goertz y Boswell usaron una geometría simple en la cual el campo eléctrico cambia de dirección sobre una superficie de líneas de campo magnético. Sus soluciones a las dos ecuaciones indican que el campo eléctrico paralelo en el plasma de baja β apunta opuesto a la dirección de propagación. Consecuentemente, los electrones son acelerados en la dirección de propagación de la onda, y detrás del frente de onda, la corriente alineada al campo fluye antiparalela a la dirección de propagación. Estas corrientes alineadas al campo son alimentadas por las corrientes de polarización en la esquina conductora o extremo conductor del disturbio. En el tiempo τ , la onda se refleja en la ionosfera, dejando una onda que se propaga hacia arriba con $E_{zR} \approx RE_{zI}$ (ecuación (A30 apéndice A)). Ya que $\Sigma_p \gg \Sigma_m$, $E_{zR} \approx -E_{zI}$, la onda que se propaga hacia arriba causa un decrecimiento del campo eléctrico total detrás, pero deja una corriente alineada al campo que crece (los electrones son acelerados opuestos a la dirección de propagación).

Goertz y Boswell (1979) han considerado también la propagación de campos eléctricos localizados y corrientes alineadas al campo en un plasma de alta β ($\beta > m_e/m_i$). En este caso, la onda de Alfvén de cizallamiento esta acoplada con la onda de Alfvén iónico acústica (rama de baja frecuencia en la figura A1 apéndice A).

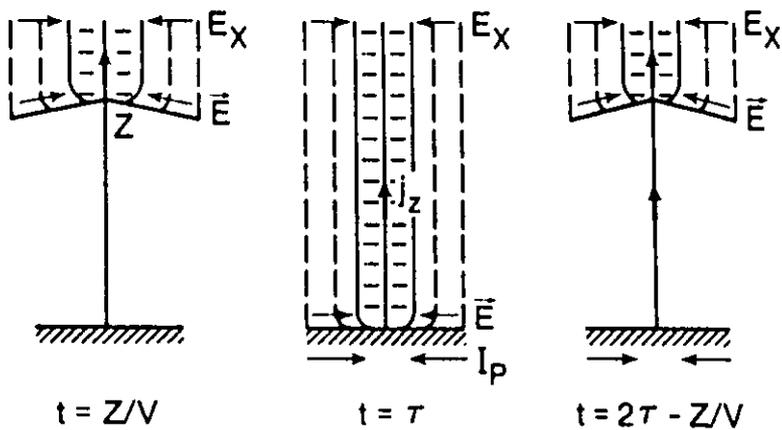


Figura 2.33 Secuencia de cuadros que muestran la evolución temporal de los campos eléctricos localizados asociados con corrientes alineadas al campo basado en el diagrama de Goertz y Boswell (1979). Las líneas cortadas son contornos equipotenciales. Las ondas se reflejan en una ionosfera uniforme (región sombreada) en el tiempo τ .

Las corrientes alineadas al campo y las ondas de Alfvén localizadas también serán producidas si una onda de Alfvén más o menos uniforme es reflejada en la ionosfera con conductividades no uniformes (Ellis y Southwood, 1983; Glassmeier, 1984). En este caso las corrientes alineadas al campo crecen hacia arriba a lo largo de las líneas de campo. En suma, los cambios rápidos en las conductividades ionosféricas debidos a la precipitación de los electrones, nos conducen a un decrecimiento en el campo eléctrico ionosférico y a una propagación hacia arriba de una onda de Alfvén (Maltseva et al., 1974).

El proceso involucrado en la formación de la corriente alineada al campo sobre los arcos aurales es muy complicado y requiere un modelo autoconsistente que incluya la propagación de ondas de Alfvén localizadas en la magnetosfera, los mecanismos de aceleración de los electrones a altas energías (> 10 keV) y la reflexión de ondas de Alfvén desde ionosferas no uniformes con conductividades que están cambiando (debido a la precipitación electrónica). Lysak y Carlson (1981) y Lysak y Dum (1983) han considerado modelos con turbulencia microscópica conducida por las corrientes alineadas al campo en las ondas de Alfvén (donde en este caso son las ondas de Alfvén cinéticas). Rothwell et al. (1984, 1986) han considerado el problema de retroalimentación debida a los cambios en las conductividades ionosféricas (ver también Atkinson, 1970).

2.7.4.2 Pulsaciones transitorias que marcan la fase expansiva de las subtormentas: La fase expansiva de las subtormentas magnéticas polares se ve marcada por el abrillantamiento de un arco auroral discreto quieto (Akasofu, 1968), por la intensificación de las corrientes alineadas al campo de las líneas de campo magnético que enhebran el ovalo auroral, y por el gran incremento en la energía del campo magnético de las ondas ULF sobre toda la banda espectral de pulsaciones geomagnéticas (de 1 mHz a varios hertz). Una de las más claras y más consistentes firmas de la fase expansiva son los trenes de pulsaciones de baja frecuencia amortiguados (5 - 15 mHz) llamadas pulsaciones Pi2 (Saito, 1969). El inicio es también marcado por pulsaciones Pi1 o PiB de banda amplia de más alta frecuencia (Heacock, 1967) (aproximadamente de 20 mHz a varios hertz). Las Pi1 están frecuentemente sobrepuestas sobre los trenes de onda de las Pi2, particularmente a medianas latitudes.

La alta frecuencia, esto es, estallidos de banda amplia llamados PiB, generalmente ocurren durante el tiempo de ocurrencia del abrillantamiento del arco auroral (Bösinger et al., 1981), y están claramente correlacionados con la formación de corrientes alineadas al campo intensificadas y localizadas (Kangas et al., 1979). Los estallidos pueden ser tan cortos como 1 - 2 min. y frecuentemente muestran una estructura de escala fina con estallidos repetitivos seguidos irregularmente en intervalos de minutos.

El muy amplio espectro de las PiB sugiere que estas pulsaciones no derivan su energía de inestabilidades ion ciclotrón en la magnetosfera o ionosfera superior. Bösinger et al. (1981) han notado que las corrientes alineadas al campo hacia arriba son acarreadas frecuentemente por electrones energéticos que se precipitan y consecuentemente el mecanismo que produce las PiB quizás esta intrínsecamente relacionado a los mecanismos de aceleración de los electrones. Un posible mecanismo es la formación de capas dobles en bajas latitudes ($1 R_E$) (Block, 1972) y la turbulencia en las estructuras de estas capas dobles.

Las pulsaciones transitorias Pi2 (vistas en el ejemplo de la figura 2.1) parecen ser una parte inherente de las corrientes alineadas al campo de la fase expansiva de las subtormentas. De hecho, probablemente tendrá poco de sentido separar estas pulsaciones de las corrientes alineadas al campo iniciales en la fase expansiva. El primer inicio del estallido Pi2 y las corrientes de la fase expansiva son coincidentes en el tiempo y generalmente en la primera excursión los trenes de onda Pi2 tienen la misma polaridad que las siguientes perturbaciones magnéticas de las corrientes alineadas al campo de la subtormenta (la estructura de "bahía") (Rostoker, 1967). La figura 2.34 muestra un ejemplo de pulsaciones Pi2 registradas por el satélite ATS 6 sobre el suelo en la estación de Fredricksburg.

Las pulsaciones Pi2 están correlacionadas con un buen número de fenómenos de fase expansiva, incluyendo la precipitación de electrones energéticos. Pytte y Trefall (1972) mostraron que los eventos de

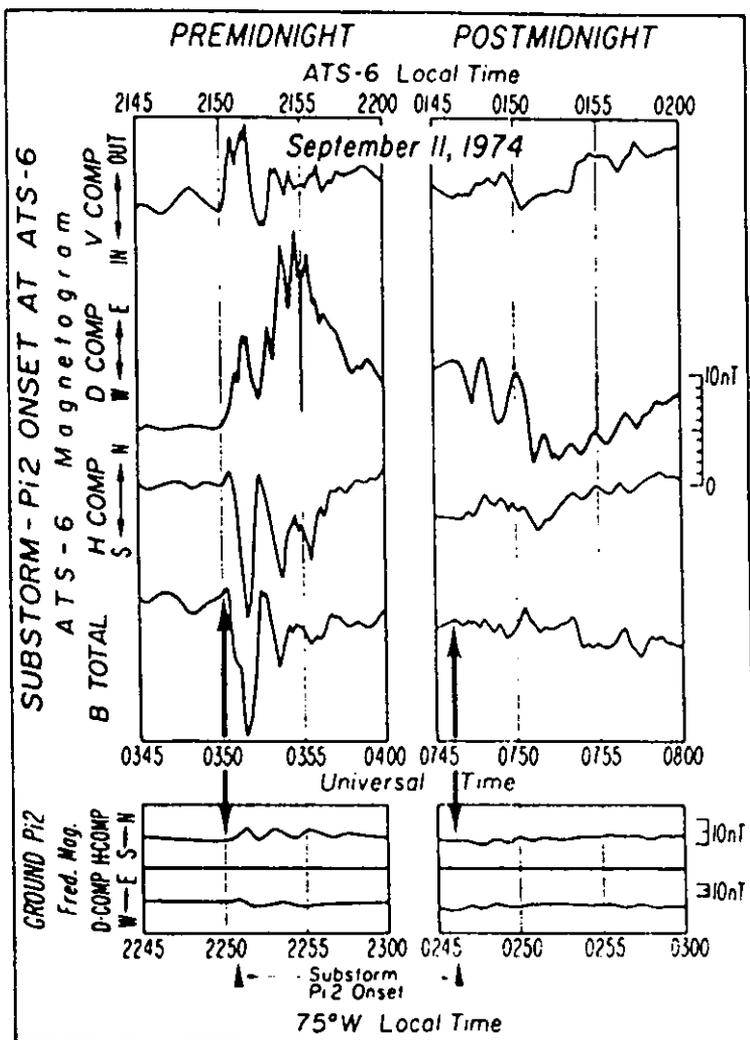


Figura 2.34 Pulsaciones de baja frecuencia transitorias (Pi2) que ocurren en el momento de la fase expansiva de una subtormenta vista en la órbita geocíncrona y sobre la superficie de la Tierra en la estación de Fredricksburg (según McPherron, 1981).

Bremsstrahlung de rayos X y las pulsaciones Pi2 ocurren casi simultáneamente. Pytte y Trefall (1972) Pytte et al. (1976) mostraron que las espigas o puntas de absorción, mostradas por los datos de riometro en latitudes aurales, y las Pi2s ocurren al mismo tiempo. Todas estas características conducen a la posibilidad de que las Pi2, las corrientes alineadas al campo intensificadas y los electrones energéticos son parte de un mecanismo común para la iniciación de la fase expansiva.

En general, las Pi2 tienen sus amplitudes máximas cerca del electrochorro intensificado durante la subtormenta y dirigido hacia el oeste (Olson y Rostoker, 1975; Rostoker y Samson, 1981; Samson, 1985). Hay alguna evidencia de algún pico pequeño secundario de amplitud a medianas latitudes (Stuart, 1974; Fukunishi, 1975; Saito et al., 1976). Un buen número de autores han atribuido la ocurrencia del máximo secundario a la plasmopausa.

Las pulsaciones Pi2 de mediana latitud tienden a ser monocromáticas y tienen un espectro relativamente simple de banda angosta (Stuart y Booth, 1974). Contrariamente, las pulsaciones Pi2 de alta latitud tienen un espectro muy complicado (Olson y Rostoker, 1975) particularmente cerca de la región del electrochorro con dirección oeste intensificado de subtormenta. A pesar de las diferencias en el espectro, las pulsaciones Pi2 tienen frecuencias que parecen ser independientes de la latitud (Saito y Sakurai, 1970; Stuart, 1972). Los complicados espectros de alta latitud son debidos, probablemente, a la estructura espacial y a los muy dinámicos movimientos en las corrientes alineadas al campo y los electrochorros ionosféricos (Pashin et al., 1982).

Las polarizaciones de las Pi2 sobre la superficie de la Tierra muestran distintos patrones en la orientación del eje mayor de la elipse de polarización horizontal. En latitudes subaurales y de mediana latitud la orientación es NE - SW antes de las 23:00LT, y NW - SE después (Saito, 1969; Rostoker, 1967; Baransky et al., 1970; Björnsson et al., 1971). La figura 2.35, tomada de Björnsson et al., muestra este efecto en forma bastante clara. Nótese que las direcciones de los vectores han sido determinadas por la dirección de la excursión inicial de la Pi2. Al sur de 60° de latitud geomagnética, estas orientaciones son compatibles con la cuña de corriente de la subtormenta (ver figura 2.31) con una corriente hacia arriba neta antes de las 23:00LT y una corriente neta hacia abajo después. El cambio latitudinal en dirección de la componente H a $\approx 60^\circ$ de latitud geomagnética marca probablemente la latitud donde hay una transición de campos magnéticos los cuales son debidos, predominantemente, a corrientes alineadas al campo, a aquellas debidas al electrochorro con dirección oeste. Estos patrones en la orientación del eje mayor de los elipses de polarización han sido también confirmados por eventos individuales (Baransky et al., 1980; Lester et al., 1983) y para polarizaciones graficadas en coordenadas centradas a la subtormenta (Lester et al., 1983; Samson y Harrold, 1983).

El sentido de polarización de las pulsaciones Pi2 de mediana latitud tiende a ser predominantemente CC en el hemisferio norte (Rostoker, 1967) o CW en el hemisferio sur (Christoffel y Linford, 1966). Estas polarizaciones son compatibles con un movimiento hacia el oeste de un onda de plasma magnetosférica la cual está localizada a altas latitudes (ver ecuación (2.15)). A latitudes aurales y subaurales, el patrón de las polarizaciones es mucho más complicado. Björnsson et al. (1971) también encuentran polarizaciones CC al sur de 60° - 65° N. Sin embargo, 60° - 65° N hacia el polo ellos encontraron que las polarizaciones fueron con más frecuencia CW. Fukunishi (1975) encontró polarización CC para todos los tiempos locales en una estación cerca de 60° N. En altas latitudes, sin embargo, los datos muestran una transición de CC antes de las 21:00 - 24:00LT a CW después.

Otros estudios de las polarizaciones de las Pi2 han comparado los mapas de polarización con la posición del rompimiento de la subtormenta (Kuwashima, 1978; Rostoker y Samson, 1981; Pashin et al., 1982; Samson y Rostoker, 1983). Kuwashima (1978) y Pashin et al. (1982) encontraron cuatro cuadrantes de diferente polarización. Las fronteras aproximadas de los cuadrantes están marcados por la latitud del

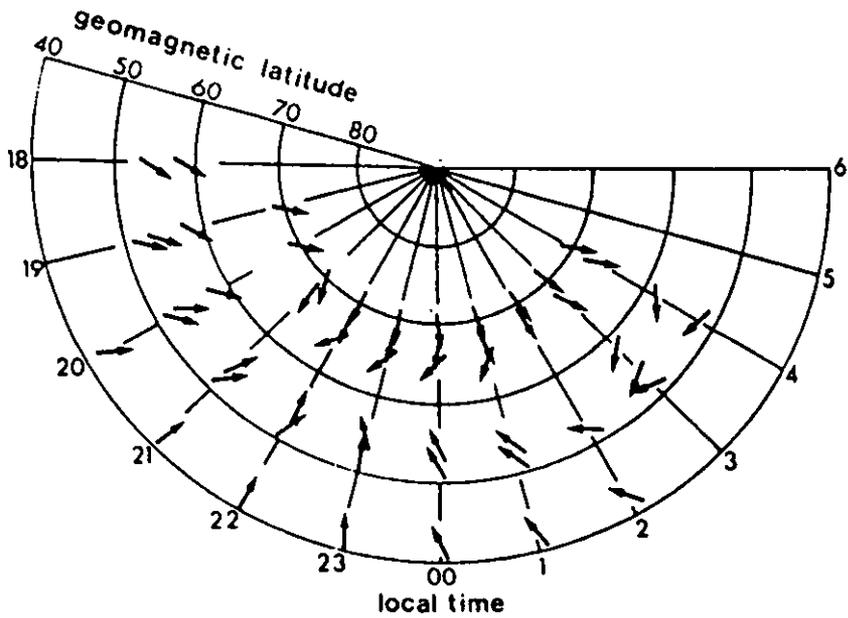


Figura 2.35 Dirección de polarización de los eventos Pi2 (coordenadas HD) basada en los datos del trabajo de Björnsson et al. (1971).

rompimiento (Kuwashima, 1978; Rostoker y Samson, 1981), y por la longitud del frente del oleaje que viaja hacia el oeste (Pashin et al., 1982). Samson y Harrold (1983) fueron capaces de mostrar que la variedad de polarizaciones podría estar correspondiendo a un patrón relativamente simple. Cerca de la longitud del rompimiento (dentro de $\pm 10^\circ$ del centro) hay dos inversiones de polarización latitudinal, con polarización CC para regiones más de 4° hacia el ecuador de la latitud del inicio, una polarización CW entre 4° hacia el ecuador y a la latitud aproximada del inicio, y CC hacia el polo de la latitud del inicio. Fuera de esta región longitudinal hay solamente una inversión latitudinal de polarización, con polarización CC hacia el ecuador de la latitud del inicio, y CW hacia el polo. Samson (1985) fue capaz de mostrar que la mayoría de estas polarizaciones son compatibles con una cuña de corriente moviéndose hacia el oeste, similar a la de la figura 2.31.

Las medidas de las velocidades de fase de mediana latitud y valores m de las Pi2 indican que la mayoría de las pulsaciones exhiben una propagación predominantemente hacia el oeste con velocidades de fase que van de 1° a 4° de longitud s^{-1} (MierJedrzejowicz y Southwood, 1979; Baransky et al., 1980; Lester et al., 1983; Samson et al., 1985). Lester et al. (1984) y Samson et al. (1985) han encontrado que hay indicaciones de propagación hacia el este lejos del este del centro de la cuña de corriente de la subtormenta (figura 2.36). En altas latitudes, las Pi2s parecen propagarse más allá del centro de la cuña de corriente de la subtormenta (Samson y Harrold, 1985).

Observaciones por satélite de las pulsaciones Pi2 en la magnetosfera muestran muchas de las características de un sistema de corrientes alineadas al campo transitorias. En la figura 2.34, por ejemplo, la primera excursión de la componente D sobre el satélite ATS 6 está en la misma dirección que la polaridad total de la corriente alineada al campo de subtormenta (región sombreada). Gelpi et al. (1985) encontró que las Pi2 a la altura de la órbita geosíncronica ocupa una extensión longitudinal muy limitada y tiende a estar localizada dentro de la región de la cuña de corriente de la subtormenta.

Un modelo relativamente completo de las corrientes oscilantes alineadas al campo y ionosféricas asociadas con las Pi2 requerirá una generalización de los modelos de corrientes transitorias en las ecuaciones (2.38) y (2.39), y en la figura 2.33. Desafortunadamente, el modelo se ha vuelto mucho más complicado por los requerimientos para una propagación azimutal, y la reflexión de una ionosfera con las conductividades no uniformes las cuales son típicas de los arcos aurorales. El problema es esencialmente transitorio en el tiempo y tridimensional en coordenadas espaciales. Sin embargo, un número de modelos simples han intentado explicar hechos específicos de los trenes de ondas o polarizaciones de las Pi2 (ver por ejemplo; Mallinckrodt y Carlson, 1978; Nishida, 1979; Kan et al., 1982; Southwood y Hughes, 1985).

2.7.4.3 Pulsaciones transitorias durante las subtormentas: Durante la evolución de la subtormenta son algunas veces vistas en registros de magnetómetros en latitudes aurorales pulsaciones impulsivas de muy baja frecuencia, llamadas Pi3 (Saito, 1978). Kiselev y Raspopov (1976) además dividieron las Pi3 en pulsaciones Pip, las cuales ocurren en la tarde local, y Ps6 las cuales ocurren en la mañana local. Las pulsaciones Ps6 tienen muy baja frecuencia (< 1 a ≈ 3 mHz) y parecen estar asociadas con las bandas omega aurorales (Gustafsson et al., 1981; André y Baumjohann, 1982; Opgenoorth et al., 1983). La más intensa firma de la Ps6 se encuentra típicamente en la componente D, la cual puede llegar a tener cientos de nanoteslas en la región auroral. Frecuentemente los trenes de onda son muy cortos, llegando a un poco más de un ciclo. La mayoría de las Ps6 muestran una propagación hacia el este con velocidades del alrededor de 0.1 a 2 kms^{-1} en la ionosfera auroral (Kawasaki y Rostoker, 1979; Gustafsson et al., 1981; André y Baumjohann, 1982; Opgenoorth et al., 1983; Rajaram et al., 1986).

Un número de modelos de corrientes diferentes se han propuesto para los disturbios Ps6. Saito (1978) propuso el modelo de el electrochorro de serpiente. Kawasaki y Rostoker (1979) y Rostoker y Aps (1981) sugieren que las Ps6 son causadas por secuencias de movimientos hacia el este de las corrientes ionosféricas N - S alimentadas por las corrientes alineadas al campo. Gustafsson et al. (1981), André y Baumjohann (1982), Nielson y Sofko (1982) y Opgenoorth et al. (1983) encontraron que los campos eléctricos de la

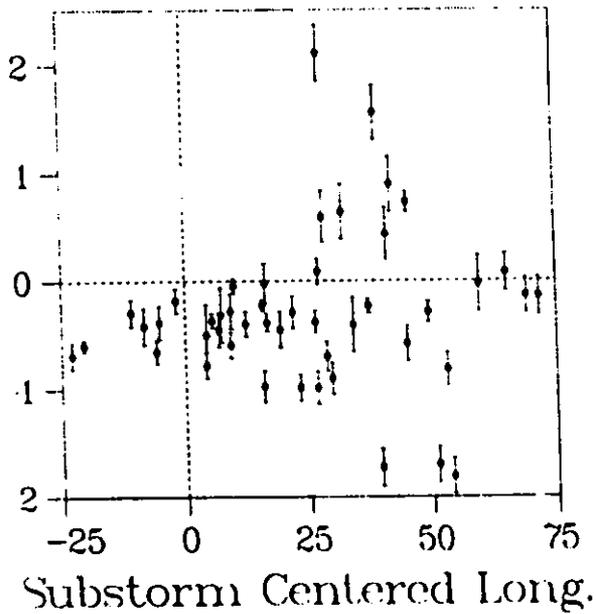


Figura 2.36 Velocidades de fase inversas de la componente H de pulsaciones Pi2 de latitud media (55° N geomagnético) (según Samson y Harrold, 1985). Los datos están graficados en coordenadas centradas en la subtormenta (longitud relativa al centro de la cuña de corriente de la subtormenta). En el centro longitudinal de la cuña la componente H de la fase expansiva es un máximo y la componente D es cero. Los valores negativos indican propagación hacia el oeste.

ionosfera medidos por el sistema ATARE y los campos magnéticos medidos en bases terrestres de las Ps6 fueron compatibles con una secuencia de circuitos de corrientes derivando o arrastrándose hacia el este con corrientes alineadas al campo alternantes hacia arriba y hacia abajo en aproximadamente la misma latitud. Ellos sugieren que las perturbaciones geomagnéticas sobre la superficie de la Tierra fueron debidas a circuitos circulares de corrientes de Hall producidas por los campos eléctricos asociados con las corrientes alineadas al campo. André y Baumjohann (1982) y Opgenoorth et al. (1983) encontraron que las corrientes hacia arriba están asociadas con las áreas brillantes en las bandas omega, y las corrientes hacia abajo están asociadas con las áreas oscuras.

Actualmente, no hay una teoría completa o modelo para explicar el grueso de las características de las Ps6. Opgenoorth et al. (1983) y Rajaram et al. (1986) han apuntado que las Ps6 ocurren sobre líneas de campo que quizás enhebran la capa frontera de la hoja de plasma, o la capa frontera de baja latitud. Rajaram et al. (1986) consideran la posibilidad de que las Ps6 son debidas a las inestabilidades Kelvin - Helmholtz en la capa frontera de baja latitud de la magnetocola.

Las pulsaciones impulsivas Pii incluyen, en suma, a las PiB discutidas anteriormente, un tipo de pulsación, que algunas veces se llama Pic, la cual ocurre en el sector mañana, después del inicio de la subtormenta. Estas pulsaciones, las cuales tienen frecuencias típicamente entre 0.03 y 0.2 Hz, son generalmente irregulares e impulsivas pero distintas que las PiB, pues ellas persisten por intervalos de decenas de minutos. Estas pulsaciones son predominantemente fenómenos de la zona auroral, y han sido correlacionados con auroras pulsantes (Campbell, 1967; Campbell, 1970).

Actualmente hay mucha evidencia que sugiere que estas pulsaciones son producidas localmente en la ionosfera a través de la modulación de las conductividades ionosféricas por la precipitación de electrones energéticos (energía > 35 keV) (Johnstone, 1978; Ogui et al, 1984; Ogui y Hayashi, 1984; Engebretson et al., 1986b). Si existen grandes campos eléctricos ambientales en la ionosfera, entonces la precipitación de electrones energéticos modularán las conductividades y corrientes. Esto nos conduce, además, a la propagación de ondas de Alfvén de cizallamiento localizadas moviéndose hacia arriba a lo largo de las líneas de campo y la formación de corrientes alineadas al campo (ver ecuaciones (2.38) y (2.39)). Engebretson et al. (1983) han mostrado que las formas de onda de muchas pulsaciones que acompañan las auroras pulsantes son no sinusoidales y tienen agudos inicios con un decaimiento exponencial de cada pulso. Estas características argumentan en contra de inestabilidades de plasma tales como inestabilidades ion - ciclotrón, pero son compatibles con cambios impulsivos de la conductividad en la ionosfera.

Algunas veces, las auroras pulsantes y las pulsaciones geomagnéticas asociadas muestran distintas periodicidades. Estas periodicidades son también evidentes en medidas tomadas por cohetes de electrones que se están precipitando (Bryant et al., 1971, 1975). Las medidas de cohete muestran frecuentemente una considerable dispersión de energía, donde se detectan antes los electrones de más alta energía y después los de más baja energía. Bryant et al. (1971) ha mostrado que la dispersión es compatible con una fuente ecuatorial para los electrones. Desafortunadamente, no se han visto aún algún claro entendimiento del mecanismo para producir estas modulaciones en los flujos de electrones energéticos (Southwood y Hughes, 1983).

Finalmente podemos decir que casi todo un siglo ha pasado entre las primeras observaciones publicadas de pulsaciones geomagnéticas y el desarrollo de teorías adecuadas para explicar el origen de estas fluctuaciones en el campo geomagnético. El rápido progreso sobre las tres últimas décadas ha sido bastante grande y ha sido debido a una cuidadosa fusión entre la tecnología de las ciencias espaciales con los avances más recientes en la teoría de ondas en los magnetoplasmas. Aunque se han hecho considerables progresos, muchas preguntas siguen sin contestarse. Las ondas en plasmas y pulsaciones continuas actualmente tiene una base razonablemente firme tanto teórica como experimentalmente, por lo menos para pequeñas amplitudes, de ondas de plasmas lineales. Por otro lado, a la inversa, las pulsaciones y ondas en plasma transitorias permanecen requiriendo considerablemente más estudio y teorías más complejas y obviamente más observaciones antes de que podamos asumir que ya tenemos un nivel aceptable de entendimiento al que podamos llegar. Estas ondas transitorias e impulsivas plantean problemas muy difíciles para los físicos magnetosféricos teóricos debido a la generalmente compleja geometría y rápida

evolución temporal de los procesos. En suma, las cortas escalas de tiempo y localizaciones espaciales de algunas de las ondas en plasmas transitorias conducen a muchas dificultades extremas en la interpretación de datos desde satélite que se mueven con velocidades apreciables.

Sin duda los progresos y descubrimientos adicionales en los fenómenos asociados con ondas ULF en la magnetosfera dependerán de mejorar las técnicas experimentales y de medida como ya se mencionó en el capítulo I. Sin embargo, es también probable que experimentos numéricos o de computación jugarán un importante y creciente papel, particularmente en los estudios de ondas transitorias, fenómenos no lineales e interacciones onda - partícula. La magnetosfera terrestre nos proporciona un espléndido laboratorio para el estudio de ondas en plasma. Actualmente no hemos agotado el enorme potencial de este laboratorio, apenas hemos empezado.

CAPITULO 3

MICROPULSACIONES Pi2 EN LA MAGNETOSFERA

3.1 Observaciones de Pulsaciones Pi2 en Estaciones de Distintas Latitudes y Longitudes

En este capítulo se resumen las diferentes observaciones más importantes hechas para estudiar el comportamiento latitudinal y longitudinal de las pulsaciones Pi2 en diferentes sistemas de redes.

3.1.1 Red del meridiano 210°:

Yumoto et al. (1994) hacen un análisis de los datos obtenidos de la red de magnetómetros del meridiano 210°. Cada estación mide las tres componentes del campo geomagnético (H, D, Z) con magnetómetros del tipo fluxgate, los datos se graban en computadora a través de un sistema de adquisición de datos y un generador de señal de tiempo. Las componentes del campo se registran con una resolución de 0.1 nT y una razón de muestreo de 1.0 segundos. La figura 3.1 muestra la posición de las estaciones del meridiano 210°. Yumoto et al. (1994) minimizan el efecto de propagación longitudinal, usando datos de estaciones del mismo meridiano, éstas son: Chokurdakh ($\lambda = 64.75^\circ$ N), Magadan (53.70° N), y Moshiri (37.76° N). Las coordenadas y valores de L se dan en la tabla 3.1.

Tabla 3.1

Coordenadas geográficas y geomagnéticas corregidas y valores de L para las estaciones de la red del meridiano 210°, Chokurdakh, Magadan y Moshiri.

Nombre de la Estación	Coordenadas Geográficas Latitud ($^\circ$ N)	Coordenadas Geográficas Latitud ($^\circ$ E)	Coordenadas Geomagnéticas Latitud ($^\circ$ N)	Coordenadas Geomagnéticas Longitud ($^\circ$ E)	Valor de L
Chokurdakh	70.62	147.89	64.75	211.78	5.50
Magadan	59.97	150.86	53.70	218.34	2.85
Moshiri	44.37	142.27	37.76	212.96	1.60

Yumoto et al. (1994) seleccionaron 33 eventos de pulsaciones Pi2 con amplitud mayor o igual que 1.0 nT observados en Moshiri durante el sector de tiempo de noche de las 20:52 a las 03:22 de tiempo local en septiembre 17 y 18 y octubre 13, 15, 18, 19, 24, 26 y 28, de 1992. Los eventos elegidos incluyen pulsaciones Pi2 que corresponden a subtormentas de un inicio único o de inicios múltiples (ver Saito et al., 1976). Ahora bien, ya que las pulsaciones Pi2 observadas en bajas latitudes ($|\lambda| \leq 50^\circ$) muestran características similares (ver Fukao et al., 1993), Yumoto et al. (1994) toman muy en cuenta las pulsaciones observadas en Moshiri y las consideran señales estándar, comparándolas con las estaciones de altas latitudes ($|\lambda| \geq 50^\circ$).

Es importante hacer notar que las pulsaciones Pi2 aparecen en concierto con las variaciones magnéticas de las llamadas bahías. Para quitar la distorsión del espectro de potencia debido a la componente de la bahía, Yumoto y sus colegas aplican un método llamado método del polinomio cúbico de trozos juiciosos (PCPLPF; Itonoga, 1993). Este método es capaz de separar la componente de la onda Pi2 de los cambios de fondo (la componente de la bahía). En el análisis que hacen, 12 eventos de Pi2 no se ajustan bien con el método PCPLPF, por lo que los omiten del análisis, y examinan los 21 restantes.

La figura 3.2 muestra los registros amplitud tiempo de las componentes H y D para Chokurdakh, Magadan y Moshiri. Los eventos Pi2 se inician a las 11:53.5, 11:58 y 12:06 UT respectivamente para septiembre 18, 1992. Después de remover la variación de fondo, aplican la FFT a los datos en el intervalo de 11:52 a 11:58 UT (esto es 360 segundos de datos) con el propósito de calcular la razón de amplitud, coherencia y diferencia de fase (esto es referido a la señal Pi2 vista en Moshiri). Los dos últimos eventos se omitieron del análisis debido a la escala de tiempo similar que tiene el cambio de fondo con el periodo de la pulsación Pi2.

La figura 3.3 muestra los resultados del cálculo de la FFT sobre los eventos Pi2 a las 11:53, incluyendo la densidad espectral de la potencia (PSD) para la componente H en Chokurdakh, la PSD de la componente H en Moshiri; y una comparación de la razón de amplitudes, la coherencia, y la diferencia de fase en el dominio de frecuencia de la PSD de Moshiri dentro del rango de la Pi2 (6.7 - 25 mHz). Estas dos cantidades también se grafican como una función de la latitud magnética como se aprecia en las figuras 3.4 y 3.5, donde los eventos que tienen una coherencia menor de 0.5 se omiten. La PSD en Chokurdakh y

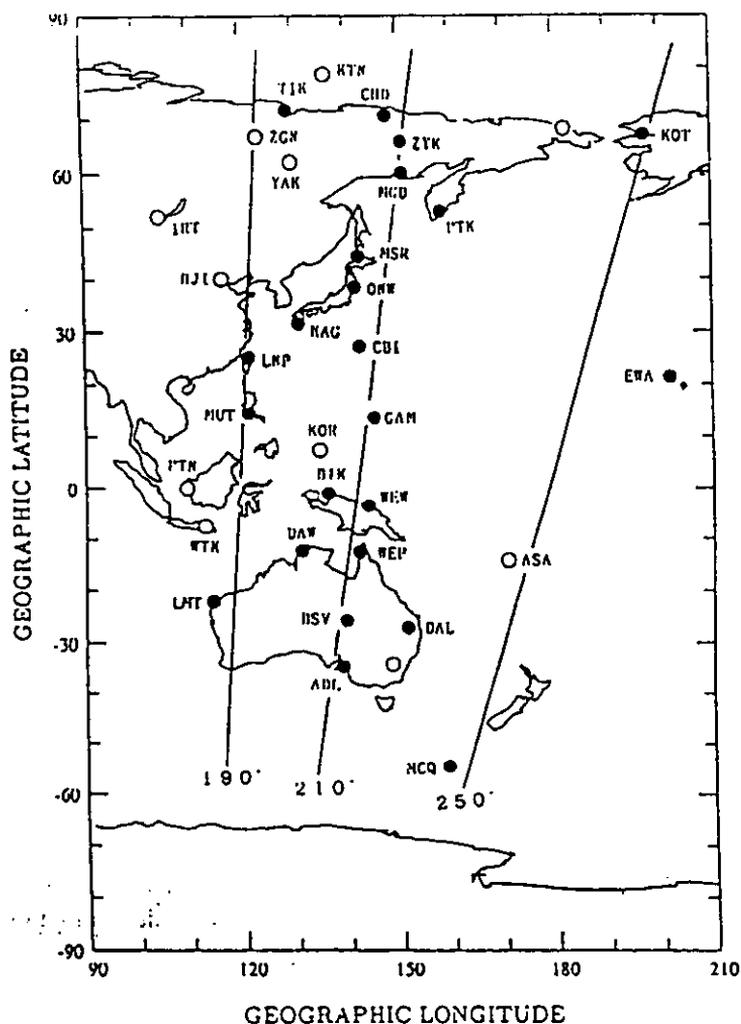


Figura 3.1 Posición de la cadena de estaciones, del meridiano 210°, American Samoa (ASA), Bei-jing (BJI), Dalby (DAL), Darwin (DAW), Ewabeach (EWA), Irkutsk (IRT), Koror ((KOR), Kotel'nyy isl. (KTN), Kotsebue (KOT), Learmonth (LMT), Macquarie isl. (MCQ), Muntinlupa (MUT), Onagawa (ONW), Pontianak (PTN), Watukosek (WTK), Wewak (WEW), Yakusk (YAK), Zhigansk (ZGN) y Zyrianka (ZYK). Los círculos cerrados y abiertos indican sitios de observación donde los magnetómetros del STEL (Solar Terrestrial Environment Laboratory) han sido instalados y los que serán instalados en el futuro, respectivamente.

92 Day 262 Sep 18

$\mu = 12.0 \ 12.0 \ 12.0$

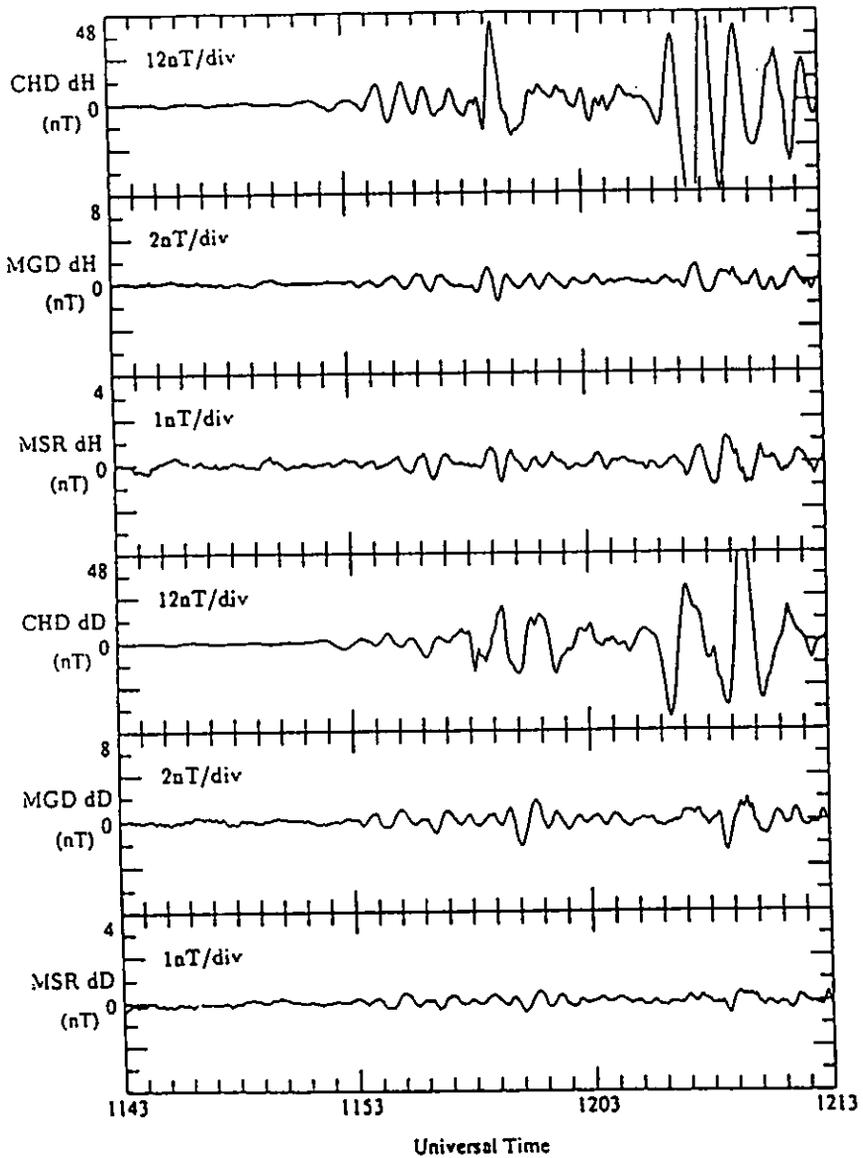


Figura 3.2 Datos reducidos de las variaciones magnéticas en H y en D de las estaciones Chokurdakh, Magadan y Moshiri en el intervalo de 11:43 – 12:13 UT el 18 de septiembre de 1992.

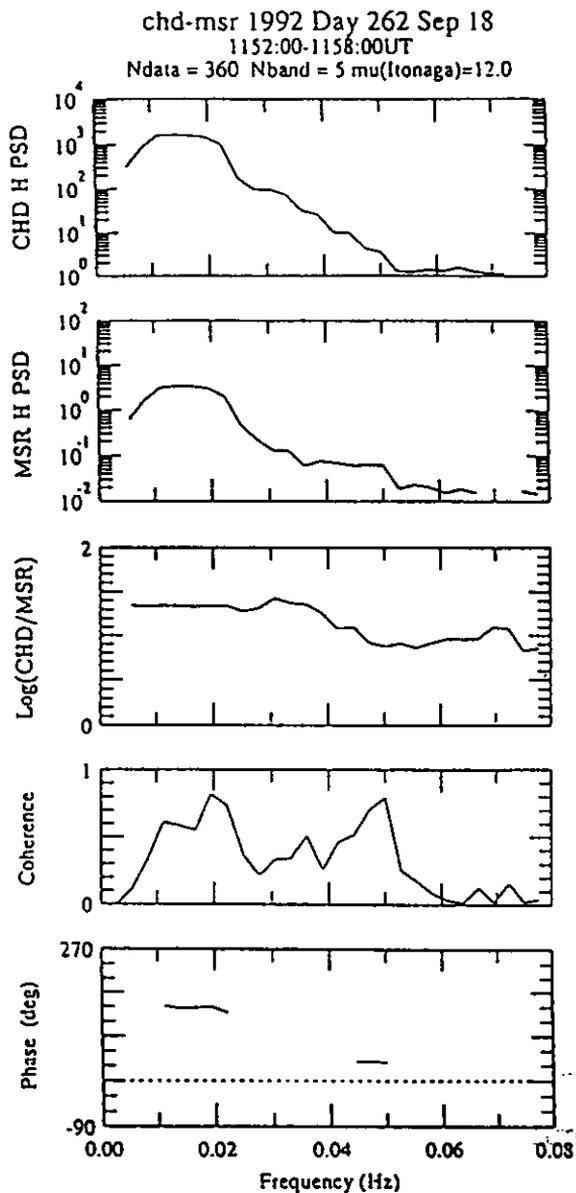
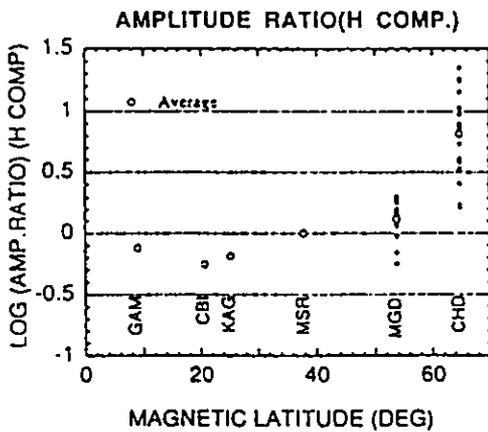
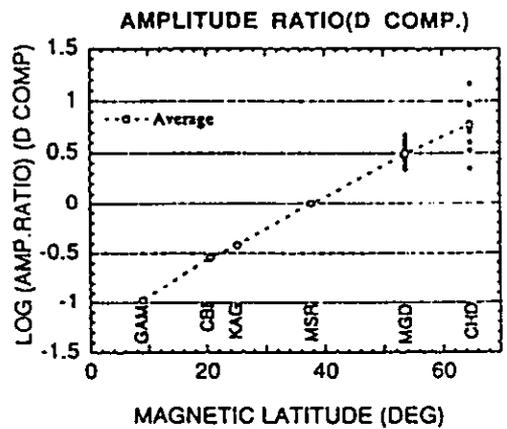


Figura 3.3 Espectro de potencia de pulsaciones Pi2, evento registrado a las 11:52 UT en Chokurdakh y Moshiri el 18 de septiembre de 1992. Se comparan la componente H de las pulsaciones Pi2 vistas en Chokurdakh con las vistas en Moshiri en lo que se refiere a la razón de amplitudes, coherencia y retardo en fase. El signo positivo (negativo) en la gráfica de fase significa que el paquete de onda observado en Chokurdakh va adelante (detrás) de Moshiri.

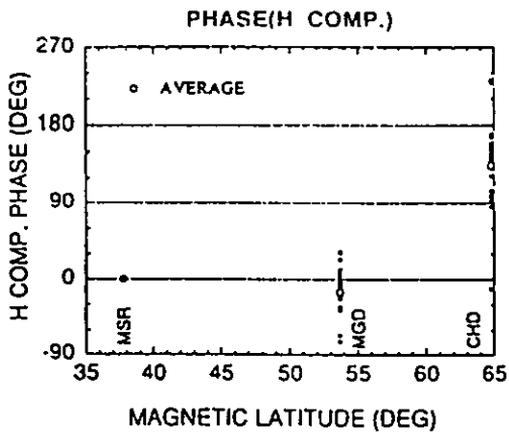


(a)

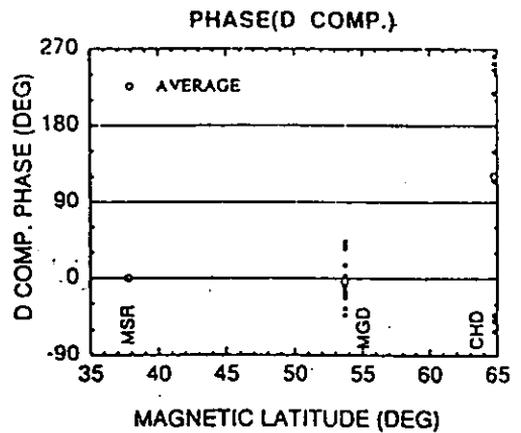


(b)

Figura 3.4 Razón de amplitudes de pulsaciones Pi2 respecto a Moshiri observadas en las estaciones del norte (Guam, Chichijima, Kagoshima, Moshiri, Magadan y Chokurdakh) de la cadena del meridiano 210°. Los valores promedio de Guam, Chichijima y Kagoshima fueron obtenidos por Fukao et al. (1993). (a) componentes H; (b) componentes D.



(a)



(b)

Figura 3.5 Relación de fase de las pulsaciones Pi2 observadas en Magadan y Chokurdakh con respecto a las observadas en Moshiri. (a) componentes H; (b) componentes D.

Moshiri tienen picos espectrales similares en 15 mHz, y las señales están cerca de 150° fuera de fase. Esta gráfica de la relación de fase se dibujó solamente cuando la coherencia fue ≥ 0.5 . Yumoto et al. (1994) resumen los resultados como sigue:

La figura 3.4 muestra los resultados de las razones de amplitud respecto a Moshiri para las componentes H y D de las pulsaciones Pi2 observadas en las estaciones del norte de la cadena del meridiano 210°. Se observa que las amplitudes de la componente H son muy similares entre Guam y Magadan, y aquellas en Chokurdakh son un orden de magnitud más grandes. Por otro lado, las amplitudes de la componente D de las pulsaciones Pi2 crece exponencialmente de Guam a Chokurdakh. Usando datos de la cadena de estaciones del meridiano 210°, Fukao et al. (1993) demostraron que las amplitudes de la componente H de las pulsaciones Pi2 de baja latitud son casi las mismas e independientes de la latitud magnética, mientras que las amplitudes en D crecen exponencialmente de bajas a altas latitudes como se ve en la figura 3.6.

La figura 3.5 muestra la relación de fase de las pulsaciones Pi2 observadas en Magadan y Chokurdakh respecto a las de Moshiri para las componentes H y D. La componente H de las pulsaciones Pi2 en Moshiri y Magadan están en fase, mientras que las de Moshiri y Chokurdakh están aproximadamente 150° fuera de fase. La componente D de las pulsaciones Pi2 en Moshiri y Magadan esta en fase, pero la relación de fase de las componentes D en Moshiri y Chokurdakh no se puede concluir. La mitad de los eventos de pulsaciones Pi2 en su componente D en Chokurdakh y Moshiri muestran una coherencia menor del 0.5, y se omitieron en las figuras 3.4b y 3.5b.

Yumoto et al. (1994) sugieren que las pulsaciones Pi2 de altas latitudes (como las observadas en Chokurdakh) son de alguna forma diferentes de las observadas en bajas latitudes (como en Magadan). De estas observaciones Yumoto et al. (1994) se hacen muchas preguntas respecto a las componentes de las pulsaciones Pi2.

- (1) ¿Por qué las amplitudes de la componente H de las pulsaciones Pi2 en Chokurdakh son inesperadamente grandes comparadas con las de estaciones de bajas latitudes?
- (2) ¿Por qué la componente H de las pulsaciones Pi2 se invierte en fase entre Moshiri y Chokurdakh?
- (3) ¿Por qué la componente D de las pulsaciones Pi2 crece exponencialmente de bajas a altas latitudes?
- (4) ¿Por qué la mitad de los eventos analizados de la componente D muestran una pequeña coherencia (<0.5) entre Chokurdakh y Moshiri en lugar de la componente H que muestra una buena coherencia (>0.5)?

Una posible respuesta a las preguntas (1), (2) y (4) consiste en que la componente H de las pulsaciones Pi2 en altas y bajas latitudes corresponde a modos diferentes que son excitados coherentemente de bajas a altas latitudes. Una respuesta a las preguntas (3) y (4) podría implicar que la componente D de las pulsaciones Pi2 son producidas por una oscilación de gran escala ($\geq 100km$) de la corriente alineada al campo en latitudes aurorales, pero la componente D en altas latitudes debe ser producida por una corriente alineada al campo en la aurora en una escala pequeña ($\approx 10km$).

Es importante hacer notar que los 12 eventos Pi2 que no se ajustaron bien con el método PCPLPF, fue porque las variaciones de fondo en altas latitudes tienen una escala de tiempo similar al periodo de las pulsaciones Pi2 observadas en bajas latitudes. Del análisis hecho se encontró que los eventos Pi2 omitidos estaban asociados a subtormentas de múltiples inicios (Saito et al., 1976). En altas latitudes, las variaciones magnéticas durante el inicio de la subtormenta se cree que consiste de una componente que corresponde a pulsaciones Pi2 y fluctuaciones en las corrientes ionosféricas y de las corrientes alineadas al campo.

Finalmente Yumoto et al. (1994) afirman que sigue siendo una incógnita entre las preguntas (1) y (4) si son consistentes con el escenario de Yumoto et al. (1989). Por otro lado, proponen, que es necesario tener datos magnéticos que estén alrededor de la plasmapausa, los cuales deben estar localizados cerca del nodo de una oscilación de cavidad resonante y puntos resonantes de oscilaciones de líneas de campo y cuya posición depende de la actividad magnética y el tiempo local. Ellos posteriormente analizarán datos del meridiano 210°, incluyendo datos alrededor de la plasmapausa y datos simultáneos obtenidos del satélite AKEBONO.

3.1.2 Red del British Geological Survey (BGS):

Yeoman y Orr (1989) hacen un análisis de fase y potencia espectral de pulsaciones Pi2 de mediana latitud de una base de datos del British Geological Survey (BGS). Extrapolan los resultados a bajas latitudes para dar evidencia de una posible cavidad resonante magnetosférica.

Los datos de Yeoman y Orr (1989) fue un conjunto de 29 eventos de Pi2 observados durante 1997 y 1978 con datos del arreglo de magnetómetros BGD (Stuart, 1982). Este arreglo abarca 5 horas y media de tiempo local y 17° de latitud geomagnética. La figura 3.7 muestra la posición de las estaciones usadas aquí. Las coordenadas y cáscaras L están dadas en la tabla 3.2. Los magnetómetros miden las tres componentes del campo magnético, H, D, y Z. El tipo de magnetómetros usado fue del tipo de detectores de vapor de rubidio, con una resolución de 0.1 nT y una razón de muestreo de 2.5 segundos. En este estudio el arreglo se usa en dos formas: una rango longitudinal que va de las estaciones SA - FA -

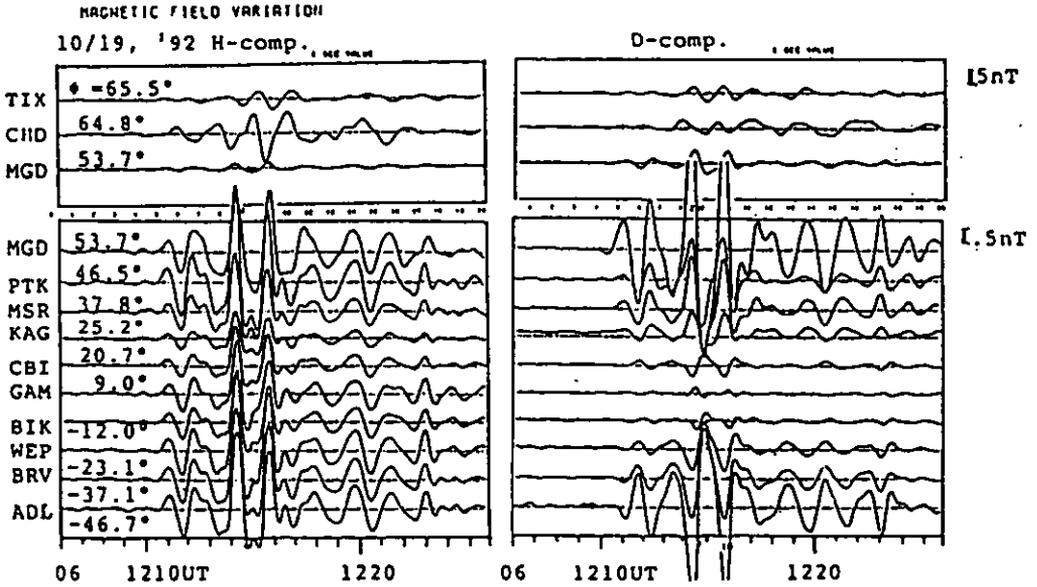


Figura 3.6 Registros de amplitud – tiempo de pulsaciones Pi2 observados en las estaciones del meridiano 210° Tixie (TIX), Chokurdakh (CHD), Magadan (MGD), St. Paratunka (PTK), Moshiri (MSR), Kagoshima (KAG), Chichijima (CBI) y Guam (GAM) en el hemisferio norte y Biak (BIK), Weipa (WEP), Birdsville (BSV) y Adelaide (ADL) en el hemisferio sur en el intervalo de las 12:06 – 12:26 UT el 19 de octubre de 1992. El rango de frecuencias que se uso para el filtro paso banda fue entre 6.7 - 26.7 mHz.

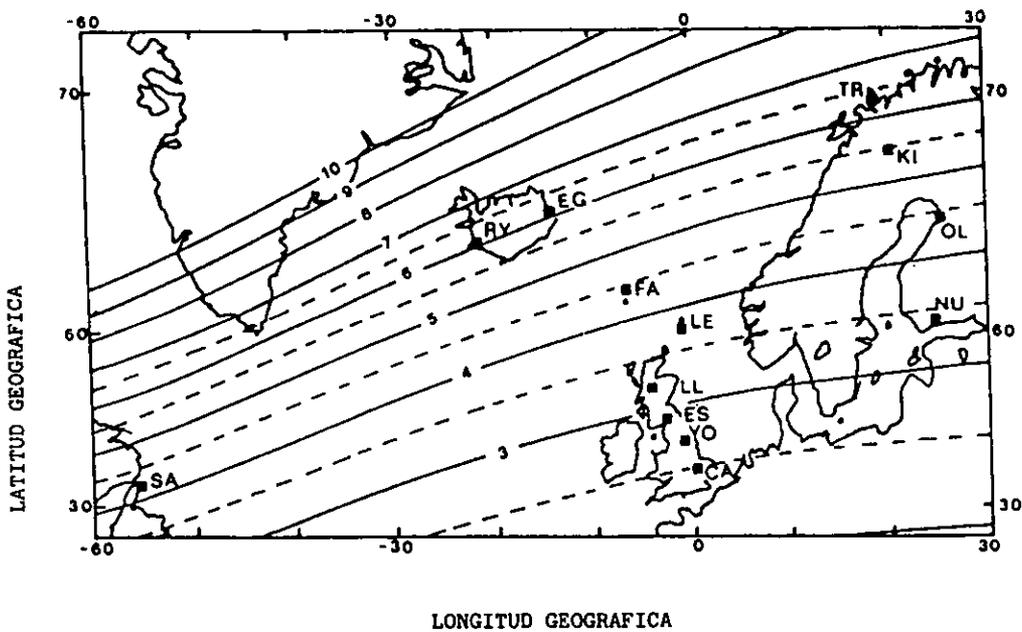


Figura 3.7 Posición del arreglo de estaciones BGS en el Reino Unido.

Station	Code name	Geographic coords.		Geomagnetic coords.		L-shell
		N. lat.	E. long	N. lat.	E. long	
St. Anthony	SA	51.35	304.40	59.98	28.47	4.06
Eidar	EG	65.37	345.58	65.60	75.76	5.95
Reykjavik	RY	64.18	338.30	65.60	68.97	5.95
Faroes	FA	62.03	353.22	60.94	79.27	4.31
Lerwick	LE	60.13	358.82	58.15	82.37	3.65
Loch Laggan	LL	56.97	355.62	55.07	78.21	3.10
Eskdalemuir	ES	55.32	356.80	53.06	78.32	2.81
York	YO	53.95	358.95	51.24	79.35	2.59
Cambridge	CA	52.23	0.05	49.15	79.47	2.38
Transeo	TR	69.66	18.95	66.19	104.48	6.23
Kiruna	KI	67.80	20.40	64.21	103.93	5.37
Oulu	OL	65.11	25.49	61.15	105.89	4.36
Nurmijarvi	NU	60.51	24.66	56.43	102.70	3.32

Tabla 3.2 Coordenadas geográficas y geomagnéticas y valores de cascaras L para el arreglo de estaciones BGS del Reino Unido. Las coordenadas geomagnéticas y los valores de las cascaras L se calcularon usando el modelo de campo IGRF de 1978.0 a 120 km.

OL que permite tener un registro de pulsaciones en diferentes tiempos locales y otro arreglo latitudinal en un meridiano del Reino Unido con el propósito de examinar el comportamiento de fase y potencia de las señales a diferentes latitudes.

El primer problema que analizaron Yeoman y Orr (1989) consistió en evaluar el mecanismo de ondas superficiales o amplificación o producción de ondas a medianas latitudes. La frecuencia angular de una onda superficial fue dada por Chen y Hasegawa (1974b) como:

$$\omega_s = \left(\frac{k_1^2 (B_1^2 + B_2^2)}{\mu_0 (\rho_1 + \rho_2)} \right)^{1/2} \quad (3.1)$$

Donde los subíndices 1 y 2 implican cantidades dentro y fuera de la frontera, respectivamente. En la plasmapausa, donde $B_1 = B_2$ y $\rho_1 \gg \rho_2$, se tiene que:

$$\omega_s = \left(\frac{k_1^2 (B_1^2 + B_2^2)}{\mu_0 (\rho_1 + \rho_2)} \right)^{1/2} \quad (3.2)$$

donde ω_s es la frecuencia angular del modo guiado. Entonces el periodo de la onda superficial será aproximadamente aquel que tiene el más largo periodo del modo guiado dentro de la plasmasfera dividido por $\sqrt{2}$. La plasmasfera se extiende a diferentes capas L a diferentes tiempos locales y en particular en la región del "bulto" o "protuberancia" en el sector del crepúsculo. Esto implica que una onda de superficie tendrá un periodo con cierta tendencia longitudinal. Periodos más largos deberán ser observados en la región del crepúsculo. Las evidencias experimentales parecen apoyar este comportamiento. Hamilton (1982) llevó a cabo un estudio estadístico de 1472 pulsaciones Pi2 en ocho intervalos de 90 minutos de tiempo local cubriendo el lado noche en Halley Bay, en la Antártica. Se percató de un incremento en el periodo de las Pi2 conforme la actividad magnética (a través del índice Kp) decrece, moviéndose en el tiempo local. Estas propiedades fueron verificadas por Yeoman y Orr (1989). Sin embargo estos autores no encontraron evidencia de picos espectrales individuales que varían en periodo a medida que el tiempo local cambia, aunque el pico espectral dominante puede cambiar.

3.1.2.1 Modelo simple de cavidad resonante: De las observaciones ellos proponen un modelo simple de cavidad resonante plasmásférica. El modelo propuesto relaciona oscilaciones compresionales desacopladas de la plasmasfera con "tiempos de vuelo" de los periodos en la cavidad resonante. Para tener unas estimaciones realistas de los periodos de resonancia de la cavidad plasmásférica como un cálculo de primer orden se usa la aproximación de tiempo de vuelo. Esto ya lo han hecho en una manera similar Warner y Orr (1979), pero calculando para un modo rápido viajando a través de las líneas de campo. Esto es análogo al cálculo del tiempo que tarda una onda de sonido en viajar a lo largo de un tubo de densidad variable, donde en nuestro caso la velocidad de propagación es aproximadamente la velocidad de Alfvén en la plasmasfera. Esta aproximación predice el periodo de una resonancia en la forma siguiente:

$$T = 2 \int \frac{dx}{V_A} \quad (3.3)$$

donde la integral es calculada en el plano ecuatorial desde la ionosfera a la posición de la plasmapausa y V_A es la velocidad de Alfvén. Los dos parámetros importantes para determinar los valores de los periodos son la posición de la plasmapausa y la distribución de la densidad iónica $\rho(x)$, la cual está relacionada con la velocidad de Alfvén:

$$V_A^2 = \frac{B^2}{\mu_0 \rho(x)} \quad (3.4)$$

La posición de la plasmapausa se estima por el método empírico de Orr y Web (1975). Ahora bien ya que es difícil obtener valores realistas de la densidad iónica, Yeoman y Orr (1989) evalúan tres métodos

básicos para obtener la densidad iónica. (1) medidas tomadas en satélites, (2) medidas de silbidos y (3) modelos matemáticos. Los resultados por los tres métodos no siempre son consistentes. Por ejemplo, las medidas de satélite están frecuentemente distorsionadas por los efectos del potencial del satélite, que provoca una sobrestimación de la densidad iónica por un factor del orden de 10 (Whipple et al., 1974). Las medidas tomadas usando los silbidos dan una buena estimación de la densidad electrónica, basada en varias medidas repetitivas, pero no toma en cuenta la existencia de algunos iones más pesados que pueden estar presentes. Estos podrían viajar a la velocidad de Alfvén. Los modelos matemáticos pueden dar una estimación de las razones de los iones pesados, pero aún no da valores de densidad iónica absolutamente confiables por lo menos a más altas cascaras L.

Yeoman y Orr (1989) consideran un perfil de densidad iónica de $\rho \propto r^{-3}$ y las densidades son escaladas a las medidas de los silbidos hechas a $L = 4$ (Parks et al., 1978). El periodo obtenido es bastante insensible a la forma exacta de la distribución, siendo dominado por el comportamiento en cascaras más altas. Las condiciones a la frontera (esto es si usamos ya sea "extremos abiertos" o fronteras fijas) claramente tienen implicaciones importantes para los periodos estimados. Yeoman y Orr usan fronteras fijas. Los resultados para los periodos fundamentales de las resonancias de la cavidad plasmasférica se muestran en la figura 3.8. La línea superior muestra el limite superior para resultados que suponen una densidad iónica de 500cm^{-3} en $L = 4$ y la línea inferior muestra el limite inferior para resultados que suponen una densidad iónica de 300cm^{-3} en $L = 4$. En ambos casos se ha incluido un error del 20 - 30 %. Algunos iones pesados presentes dentro de la plasmasfera incrementarán los valores de estos periodos, pero los cálculos muestran que un incremento de solamente el 10 - 15 % es esperado, lo cual está dentro del error standard para este cálculo.

3.1.2.2 Posición de los antinodos en una plasmasfera cartesiana en 2D: Habiendo estimado los periodos esperados para una cavidad resonante simple dentro de la plasmasfera, Yeoman y Orr estiman donde ocurrirán los antinodos de la resonancia, estos antinodos no ocurrirán para un modelo simple en 2D (caso de una onda de sonido en un gas uniforme), debido a la variabilidad de la velocidad de Alfvén y la densidad dentro de la plasmasfera significa que una onda pasará proporcionalmente más tiempo en cáscaras de altas L que en bajas.

Este comportamiento se modela a través de tomar una geometría cartesiana como la usada por Southwood (1974) y resolviendo similarmente para $\lambda = 0$. En este caso el campo magnético y la densidad de plasma se supone que varían como x^{-3} y X y Y se extienden de 1 a 4 con:

$$V_A^2 = \frac{64}{x^3} \quad (3.5)$$

La velocidad de Alfvén varía dentro del modelo de plasmasfera por un factor de 8. Esta variación es razonablemente realista. Claramente el modelo no reproduce la variabilidad de la longitud de la línea de campo de la plasmasfera real, pero para ondas de compresión esto no debe ser muy importante. Para una representación simple en 2D las ecuaciones MHD linealizadas se reducen en el limite de $\lambda = 0$:

$$\frac{\mu_0 \rho(x)}{B} \frac{\partial^2 \xi_x}{\partial t^2} = \frac{\partial b_x}{\partial z} - \frac{\partial b_z}{\partial x} \quad (3.6)$$

$$b_x = B \frac{\partial \xi_x}{\partial z} \quad (3.7)$$

$$b_z = - \frac{\partial(\xi_x B)}{\partial x} \quad (3.8)$$

Las ecuaciones de 3.6 a 3.8 se combinan para dar:

$$\left(\frac{\omega^2}{V_A^2} - k^2 \right) (\xi_x B) + \frac{d^2(\xi_x B)}{dx^2} = 0 \quad (3.9)$$

Esta es la misma forma que tiene la ecuación usada por Kivelson et al. (1984), pero expresada en coordenadas cartesianas. De aquí tenemos que:

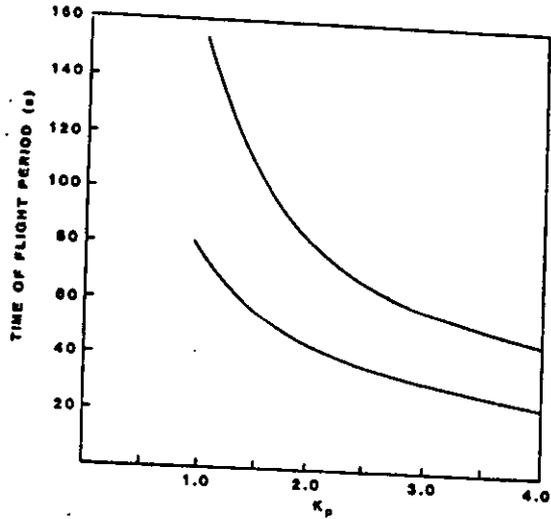


Figura 3.8 Límites superior e inferior de los periodos de la cavidad resonante plasmosférica estimados por la técnica de tiempo de vuelo. El límite superior corresponde a densidad de partículas de 500 cm^{-3} en $L = 4$ y el límite inferior corresponde a una densidad de partículas de 300 cm^{-3} en $L = 4$.

$$k^2 = \frac{v^2 \pi^2}{3^2} \quad v = 1, 2, 3, \dots \quad (3.10)$$

para dar una estructura (estacionaria) derecha en z . La ecuación 3.9 se resuelve para ξ_x a través de usar el método numérico de la rutina Runge-Kuta.

Se escogen condiciones a la frontera fijas, tal como el campo eléctrico y el desplazamiento de la línea de campo ξ_x son cero en las fronteras. Esto será normalmente una aproximación buena en la ionosfera, donde la densidad crece dramáticamente y las líneas de campo se pueden considerar fijas. Ellos hacen notar que no es una elección obvia en la plasmapausa. Sin embargo, Allan et al. (1986a) en su modelo numérico de la excitación impulsiva de la magnetosfera incluyendo una estructura de plasmapausa empujada, encontraron campos eléctricos que son mínimos en la plasmapausa. Esta condición la usan Yeoman y Orr (1989).

La figura 3.9 muestra los resultados para los primeros tres armónicos para $v = 1$. Las posiciones de los antinodos pueden verse considerablemente distorsionadas comparadas con el caso de una onda de sonido en un gas uniforme. Los picos del modo fundamental tienen una altura 0.8 veces el tamaño plasmasférico el segundo armónico tiene picos a alturas de 0.88 y 0.55. La tabla 3.3 compara estos resultados con los de la aproximación en 1D la cual incorpora la misma variación de densidad y velocidad de Alfvén entre la ionosfera y la plasmapausa (modelo para una onda de sonido en un tubo de densidad variable). El modelo 2D predice la posición de los antinodos los cuales están más distorsionados que el que podría esperarse para el caso de 1D. En tal caso el periodo fundamental de resonancia predicho se reduce con uno consistente con los obtenidos en la integración del cálculo previo. El modelo 2D predice un periodo 20% más pequeño que el modelo 1D para el modo fundamental, pero los periodos vienen a ser virtualmente iguales en el tercer armónico. Este es consistente con los resultados de Allan et al. (1986b) en un modelo de un medio cilindro infinito.

Los modelos simples de la resonancia plasmasférica parecen reproducir razonablemente las características observadas de las pulsaciones Pi2 de latitudes medianas. Las posiciones de los antinodos de cuerdas de densidad variable y los modelos de plasmasfera 2D parecen estar razonablemente cercanos a las posiciones de los antinodos observados. La comparación es difícil debido a la limitada resolución de la cadena de magnetómetros. Ningún modelo toma en cuenta la naturaleza dipolar de la plasmasfera y por consiguiente no se puede esperar un muy buen acuerdo.

Los periodos estimados por los cálculos de tiempo de vuelo están bastante bien de acuerdo con los periodos observados, aunque son generalmente un poco más bajos. Esto puede indicar que el efecto de los iones pesados está algo subestimado en el modelo usado, o que hay una condición a la frontera que implica "reflexión imperfecta", debido al efecto de la respuesta de una cavidad acoplada entre el sistema plasmasfera y más allá de la plasmasfera, quizás más apropiado algunas veces. En contraste los periodos esperados para una onda superficial son considerablemente más grandes que las observaciones, estando entre los 70 segundos para una actividad magnética alta y sobre 200 segundos para una actividad magnética baja. La figura de baja actividad ciertamente excede los promedios observados para periodos que corresponden a baja Kp en medianas latitudes. Para actividades altas el periodo promedio de mediana latitud esta, sin embargo, no muy lejos de 70 segundos. Esto se debe probablemente a la señal auroral que es dominante a medianas latitudes para una alta Kp, así pues ni la onda de superficie ni la cavidad resonante podría determinar el periodo promedio en este caso. Periodos promedios ecuatoriales en este rango de Kp (ver Channon y Orr, 1970) son de nuevo mucho más pequeños que los periodos para una onda superficial, pero si cercanos a los esperados para una cavidad resonante.

Los periodos resonantes esperados de la cavidad plasmasférica son de hecho muy similares a los esperados de las ondas guiadas sobre las líneas de campo auroral (ver Warner y Orr, 1979). Las pulsaciones de mediana latitud tienen valores m típicos de alrededor de 3. Ondas compresionales de estos valores m se esperaría que estuvieran fuertemente acopladas a resonancias de líneas de campo donde sus periodos de resonancia se igualan. No se han tenido observaciones claras respecto a este fenómeno con el arreglo BGS pero un arreglo a bajas latitudes podría en principio ver tal comportamiento. Este efecto podría explicar la creciente incidencia de polarización en el sentido contrario a las manecillas del reloj vistos en bajas latitudes (ver por ejemplo Yumoto, 1986), aunque para confirmar esto se requiere de observaciones detalladas sobre un arreglo de estaciones. Para pulsaciones observadas a muy bajas latitudes esto es $m \approx 0$, se han visto polarizaciones casi lineales con el eje mayor de la elipse en la dirección H (Kitamura et al., 1988). Es pues que en esta región de campo dipolar con alta simetría puede ocurrir una oscilación desacoplada. Las teorías de onda para MHD magnetosférico actuales parecen no explicar el comportamiento con dependencia latitudinal respecto a los valores m.

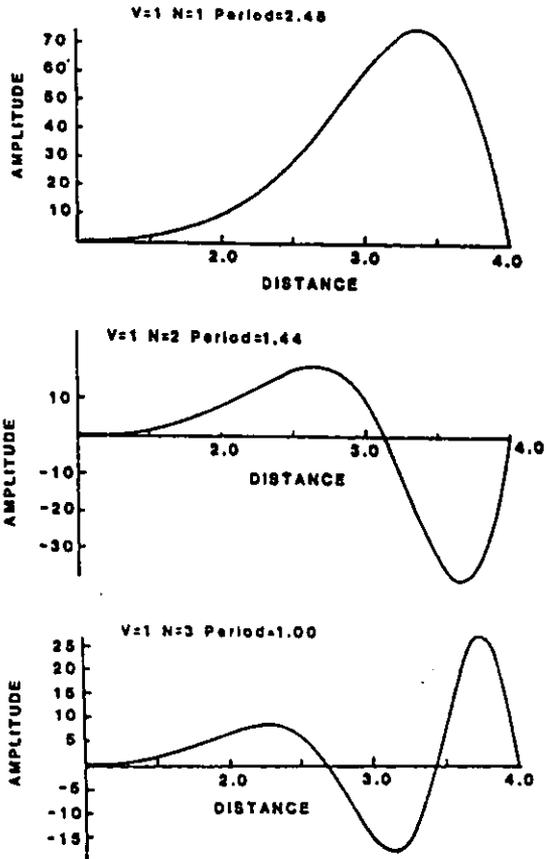


Figura 3.9 Estructura de la amplitud de onda para los primeros tres armónicos de la cavidad resonante plasmosferica. Los cálculos se hicieron numéricamente a través de resolver las ecuaciones del modelo plasmosferico en 2 - D.

MODEL ANTINODE POSITIONS AND PERIODS

N	Period	Amplitude maximum positions as a fraction of cavity size		
		1	2	3
Variable density string model				
1	3.13	0.62		
2	1.56	0.41	0.85	
3	1.04	0.32	0.68	0.91
2-D square plasmasphere model				
1	2.48	0.8		
2	1.44	0.55	0.88	
3	1.00	0.42	0.71	0.92

Tabla 3.3 Comparación de los modelos plasmosfericos en 1 - D y 2 - D para la posición de los antinodos y los periodos.

La tendencia estadística del periodo con el tiempo local visto por Hamilton (1982) debe también ser explicado. En el sector del crepúsculo de la plasmasfera será más grande que en el sector media noche. Esto tendrá dos efectos sobre el periodo promedio de la pulsación. La señal de la zona auroral es menos probable que penetre la región grande de la plasmasfera del crepúsculo y es menos probable que domine el espectro de la pulsación. También existen largas líneas de campo dentro del sector. Estas líneas de campo, que dan un periodo largo, probablemente son más adecuadas para acoplarse con la resonancia de la cavidad fundamental o incluso a la actividad de onda de la zona auroral. Si esto pasa, entonces podría dominar el espectro. En el pequeño sector plasmásferico de media noche un acoplamiento podría ser más probable para periodos cortos del segundo armónico. Es también posible que cuando se hacen múltiples medidas para una sola estación, se tengan diferentes tiempos locales que serán preferenciales cerca del antinodo de un armónico particular, y son así más probables de ser dominados por tal periodo. Una combinación de estos efectos podría dar un incremento o mejoraría las observaciones de Hamilton (1982).

3.2 Propagación de las pulsaciones Pi2 en la magnetosfera:

3.2.1 Introducción: Se ha visto que en el inicio de la subtormenta magnetosférica, ocurren oscilaciones hidromagnéticas transitorias con periodos que van de 40 a 150 segundos y se les suele llamar pulsaciones magnéticas del tipo Pi2. Estas oscilaciones son excitadas globalmente en la magnetosfera (Baumjohann y Glassmeier, 1984; Yumoto, 1986, 1988). Una fuente posible de las pulsaciones Pi2 del lado noche se puede deber a un cambio repentino en la convección magnetosférica o en la configuración de la misma durante la fase expansiva de la subtormenta (Akasofu, 1980), lo cual podría ser causado por el flujo de plasma de la región de reconexión (o la disrupción de la corriente en la cola magnetosférica) o por la formación de una cuña de corriente (McPherron et al., 1973).

Las pulsaciones Pi2 en altas latitudes ($L \geq 4$) en el lado noche se han interpretado como resonancias transitorias estacionarias de las líneas de campo auroral excitadas en el inicio de la expansión de la subtormenta (Maltseva et al., 1974; Saito et al., 1976; Olson y Rostoker, 1977; Kuwashima, 1978) o también como una oscilación localizada de las corrientes alineadas al campo en la cuña de corriente de la subtormenta (y/o en la cabeza del oleaje que viaja hacia el oeste) (Pashin et al., 1982; Samson y Rostoker, 1983; Sakurai y McPherron, 1983; Glassmeier, 1988; Glassmeier et al., 1988).

Las pulsaciones de medianas y bajas latitudes han sido asociadas con oscilaciones de líneas de campo en la plasmapausa (Lanzerotti y Fukunishi, 1974; Stuart, 1974; Orr, 1975; Saito et al., 1976). Yumoto et al. (1989) propuso un escenario posible para los mecanismos de excitación y propagación de las pulsaciones Pi2 de modo global relacionadas con la subtormenta. En el inicio de la expansión de la subtormenta, se lanzan perturbaciones hidromagnéticas impulsivas, quizás asociadas con la reconexión en la cola magnetosférica en la parte de la hoja de plasma más cercana a la Tierra. Algunas de las perturbaciones se pueden propagar a lo largo de la línea de campo en el modo de Alfvén a la ionosfera de alta latitud (Chang y Lanzerotti, 1975). Por otro lado se pueden propagar, señales impulsivas de compresión con un espectro de frecuencia amplio a través del campo magnético ambiental hacia el lado día de la magnetosfera y excitar un modo de cavidad resonante en la magnetosfera interior. La onda del modo de cavidad magnetosférica se acopla además con oscilaciones de líneas de campo a bajas latitudes. Ahora bien, utilizando las observaciones del radar de coherencia SABRE (Sweden and Britain Radar - auroral Experiment; Nielsen et al., 1983) y el arreglo de magnetómetros en la cadena de observatorios SAMNET (U.K. Subauroral Magnetometer Network; Yeoman et al., 1990), Yeoman et al. (1991) también demostraron que las pulsaciones Pi2 consisten de una onda de Alfvén en la zona auroral y un modo de compresión a bajas latitudes, posiblemente causado por una fuente de onda de modo de cavidad, y definió la región de transición entre las firmas de las pulsaciones Pi2 del modo de Alfvén y del modo de cavidad. Por otro lado, para verificar el escenario de Yumoto et al. (1989), Fukao et al. (1993) analizó datos de siete estaciones de baja latitud ($|\Phi| \leq 50^\circ$) a lo largo del meridiano magnético 210° (MM). La figura

3.6 muestra un ejemplo de registros amplitud - tiempo de pulsaciones Pi2 filtradas con un pasa banda. Se muestra la componente H (izquierda) y la componente D (derecha), para las estaciones Tixie, Chokurdakh, Magadan, St. Paratunka, Moshiri, Kagoshima, Chichijima y Guam en el hemisferio norte y Biak, Weipa, Birdsville y Adelaide en el hemisferio sur de las 12:06 a las 12:26 U.T.. El pasa banda tiene un rango de frecuencia de 6.7 a 26.7 mHz. Fukao et al. (1993) encontró lo siguiente para las pulsaciones Pi2 de baja latitud: (1) Las pulsaciones Pi2 tienen una forma de onda similar a bajas latitudes (figura 3.6). (2) La componente H de las pulsaciones Pi2 muestran una relación en fase entre las estaciones del norte y del sur, pero la componente D muestra una relación fuera de fase de alrededor de 180° entre las estaciones del norte y del sur (figura 3.6). (3) Se ve también que las amplitudes de las componentes H son independientes de las latitudes geomagnéticas y se muestra casi la misma amplitud en todas las estaciones, pero la componente D depende de la latitud y crece exponencialmente del ecuador magnético a altas latitudes.

Las observaciones (1) y (2) sugieren que la teoría de resonancia de línea de campo (Chen y Hasegawa, 1974; Southwood, 1974) es inadecuada para explicar todas las propiedades vistas en las pulsaciones Pi2

de baja latitud. Los periodos propios de las oscilaciones de líneas de campo varían de una línea de campo a otra; esto depende de la longitud de la línea de campo, la intensidad del campo y la densidad del plasma a lo largo de la línea de campo en cuestión. Si cada línea de campo oscila con su propio periodo, el periodo dominante de las pulsaciones magnéticas debería observarse que varía de lugar a lugar (Nishida, 1978). Existen modelos de modo de cavidad global para Pi2 (Kivelson y Southwood, 1986; Allan et al., 1986) y cuñas de corriente (Lester et al., 1983) que pueden explicar la naturaleza de ocurrencia simultánea y similitud en la forma de onda en bajas latitudes.

3.2.2 Escenario para pulsaciones Pi2 de mediana latitud (Takahashi et al., 1995): Numerosos estudios con datos de magnetómetros terrestres ha demostrado que las pulsaciones Pi2 para $L < 5$ se registran con un pequeño retardo sobre un amplio rango en latitud y longitud, lo cual hace que estas pulsaciones sean un indicador muy útil del inicio de las subtormentas (ver por ejemplo revisiones de Saito, 1969; Yumoto, 1986). El rango de periodo de las pulsaciones, de 40 a 150 segundos, y su propagación sobre grandes distancias en la superficie de la Tierra sugiere que estos eventos son debidos a ondas u oscilaciones magnetohidrodinámicas en la magnetosfera, pero exactamente como se da la frecuencia de las pulsaciones y como se propagan en la una magnetosfera inhomogénea permanece aún sin entenderse.

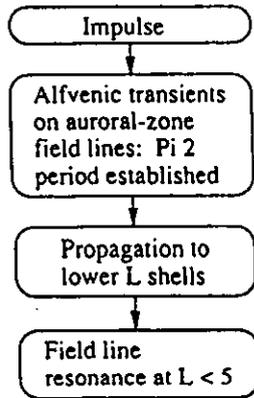
Actualmente se acepta en forma general por la comunidad científica que la fuente original de las pulsaciones Pi2 libera energía y momento en forma impulsiva a medida que el campo magnético de la magnetocola cerca de la Tierra cambia repentinamente de una configuración estirada a una configuración dipolar en el inicio de la subtormenta (Cummings et al., 1968; Takahashi et al., 1987). La reconfiguración de campo ocurre a medida que la corriente que cruza la cola se interrumpe y probablemente se vierte hacia la ionosfera vía las corrientes alineadas al campo. La "dipolarización" o "disrupción o interrupción de corriente" impulsiva contiene energía magnética de onda, en dos modos, compresional y transversal, en una amplia banda espectral y puede actuar como una fuente para una variedad de ondas ULF en la magnetosfera.

Las observaciones en bases terrestres han identificado pocas propiedades de las pulsaciones Pi2 las cuales pueden ser importantes para entender sus modos de oscilación. Las observaciones en diferentes puntos en medianas latitudes, entre $L = 2$ a $L = 5$ (Takahashi et al., 1995), han mostrado que la componente H del campo magnético exhibe amplitud mínima o máxima en $L \approx 3-4$ y tal estructura de la amplitud es acompañada por un corrimiento de fase de $\approx 180^\circ$ (Jacobs y Sinno, 1960; Björnsson et al., 1971; Fukunishi, 1975; Saito et al., 1976; Stuart et al., 1979; Lester et al., 1983; Yeoman y Orr, 1989; Yumoto et al., 1990). El análisis de polarización de las pulsaciones Pi2 han mostrado que el eje mayor de la elipse de polarización está dirigido hacia el centro esperado de la cuña de corriente de la subtormenta (Lester et al., 1983, 1984). En la zona auroral, la banda espectral de las oscilaciones Pi2 es bastante amplia (Olson y Rostoker, 1975) pero las propiedades de polarización de las pulsaciones Pi2 tienen ciertas similitudes a las observadas a medianas latitudes. Samson y Harrold (1983) encontraron que el sentido de la polarización y la orientación del eje mayor de la elipse de polarización de las pulsaciones Pi2 son consistentes con un sistema de corrientes Pi2, el cual es similar al sistema de corrientes de subtormenta.

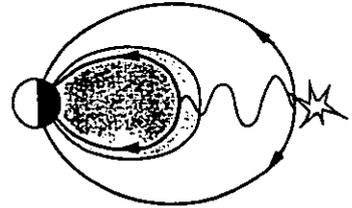
Se han propuesto dos modelos para las pulsaciones Pi2 de mediana latitud como se ve en la figura 3.10. En un modelo (modelo 1), las pulsaciones Pi2 se originan por la oscilación de las corrientes alineadas al campo u ondas de Alfvén estacionarias excitadas sobre líneas de campo que forman la cuña de corriente de la subtormenta y por tanto mapean la ionosfera de la zona auroral (Rostoker, 1967; Nishida, 1979; Kuwashima y Saito, 1981; Pashin et al., 1982; Lester et al., 1983; Sakurai y McPherron, 1983). Las oscilaciones de las líneas de campo auroral radían potencia de ondas compresionales las cuales se acoplan con resonancia de líneas de campo en bajas latitudes produciendo las señales de baja latitud sobre la Tierra. En el otro modelo (modelo 2), las pulsaciones Pi2 se originan por ondas de compresión de cavidades resonantes (modo rápido) en la magnetosfera interior, quizás dentro de la plasmasfera (Saito y Matsushita, 1968; Stuart, 1974; Yeoman y Orr, 1989; Yumoto et al., 1990; Lin et al., 1991; Yeoman et al., 1991). En el modelo 2 las oscilaciones de mediana latitud pueden no tener una relación directa con las oscilaciones de alta latitud. Ambos modelos predicen estructuras latitudinales en amplitud y fase las cuales son consistentes con las observaciones terrestres, esto es porque diferentes ondas MHD nos llevan a ver pulsaciones similares al nivel de la superficie de la Tierra (Nishida, 1978). Una determinación sin ambigüedad de los modos de oscilación magnetosféricos es por tanto mucho muy difícil usando solo datos terrestres. Por eso es importante tener también observaciones de satélite para determinar los modos de oscilación Pi2. Hasta ahora, ha habido un número muy limitado de observaciones por satélite de pulsaciones de mediana latitud.

Usando los datos del magnetómetro del Explorer 45, Lin y Cahill (1975) encontraron 6 pulsaciones Pi2 cerca del cuadrante de la tarde a $L = 5$. Estos eventos fueron fuertemente compresionales. Más recientemente, Takahashi et al. (1992) usó un instrumento especial para el registro de partículas magnetosféricas con el propósito de explorar la composición de la carga junto con los datos del

Scenario 1



Adapted from Yeoman and Orr (1989)



Scenario 2

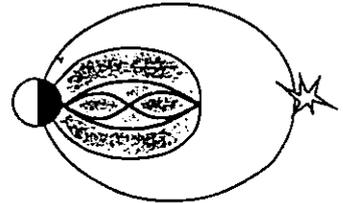
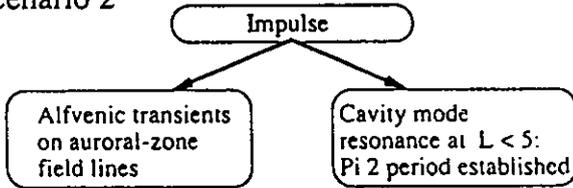


Figura 3.10 Dos posibles escenarios para explicar las pulsaciones Pi2 de mediana latitud observadas en la superficie de la Tierra (Takahashi et al., 1995).

magnetómetro e identificó 25 pulsaciones Pi2 en el rango de $L = 2-5$. Similarmente, Lin y Cahill encontraron que las pulsaciones son compresionales. En suma, usando datos de pulsaciones Pi2 de la estación Kakioka como señal de referencia, Takahashi et al. encontraron que la fase de las oscilaciones compresionales en la magnetosfera respecto a las observadas en la superficie de la Tierra se cambiaba en una cáscara que estaba a $L = 3$. El cambio de fase fue interpretado como una estructura nodal radial de una oscilación de compresión estacionaria. Los estudios de Takahashi et al. (1995) son una extensión de los estudios de Takahashi et al. (1992) para investigar el modo de oscilación de pulsaciones Pi2 en una L que va de ≈ 1.5 a ≈ 7 . Los resultados estadísticos son consistentes con los estudios previos y dan una evidencia adicional del estado de polarización y estructura nodal de las pulsaciones Pi2 de mediana latitud.

La figura 3.11 ilustra la posible geometría de la región de origen de las pulsaciones Pi2 y la propagación de las perturbaciones magnéticas de esta región. Takahashi et al. (1995) localizan la fuente de las pulsaciones Pi2 en la cola cerca de la Tierra ya que ahí parece no estar en desacuerdo con otros investigadores de que la causa inicial de las pulsaciones Pi2 es un impulso hidromagnético lanzado desde algún lugar fuera de $L = 6$, cuando una subtormenta es iniciada en la cuña de corriente de la subtormenta que se forma debido a la disrupción de la corriente que cruza la cola (Akasofu, 1972; McPherron et al., 1973). Aun no es claro a que distancia radial la cuña de corriente se forma, pero parece que la cuña es muy limitada longitudinalmente en el inicio de la subtormenta (Nagai, 1982). Es pues que un impulso se radia alejándose de un punto de la región fuente.

No es claro si son ondas transversales o longitudinales las que juegan el papel más importante para determinar las propiedades de las pulsaciones Pi2 a medianas latitudes, como se vió en la figura 3.10. Una escuela piensa que las pulsaciones Pi2 de mediana latitud son meramente un efecto de resonancia secundaria de la fuente de ondas de Alfvén excitadas sobre las líneas de campo auroral. Otra escuela piensa que las pulsaciones Pi2 de mediana latitud son la consecuencia de oscilaciones de modo de cavidad cuyas propiedades son determinadas por la configuración de la cavidad y no están directamente relacionadas a las ondas de Alfvén de las líneas de campo auroral.

En el modelo de la figura 3.10 las ondas estacionarias son más intensas en las líneas de campo que transmiten las corrientes alineadas al campo en la cuña de corriente de la subtormenta, y las propiedades básicas de las pulsaciones Pi2 incluyendo el periodo y la polarización observados a medianas latitudes son determinados por la fuente de onda de alta latitud (Rostoker, 1967; Saito, 1969; Sakurai y McPherron, 1983; Baumjohann y Glassmeier, 1984 y las referencia ahí). Con la cuña de corriente localizada sobre el lado noche, el modelo puede fácilmente explicar por qué las pulsaciones Pi2 son un fenómeno de noche.

La razón por la cual la onda estacionaria de alta latitud puede ser relacionada a las pulsaciones de mediana latitud es como sigue. Aun sabiendo que el ancho longitudinal de las pulsaciones es muy limitado en el inicio de las subtormentas, éste se expande en 5 o 10 minutos para tener un sector en tiempo local de aproximadamente 6 horas (Nagai, 1982). Con una extensión finita en tiempo local de la cuña de corriente es posible que las oscilaciones sean puramente transversales. La teoría indica que oscilaciones puramente transversales son posibles solamente cuando el número de onda azimutal es cero (Radoski y Carovillano, 1966) o infinitamente grande (Radoski, 1967). Por tanto las ondas de Alfvén se acoplarán con las ondas compresionales y las oscilaciones de la cuña de corriente se propagarán a bajas latitudes. Si una condición de acoplamiento entre las oscilaciones de compresión y la onda de Alfvén se satisface sobre una cáscara L dentro de la cáscara L fuente, la amplitud de las ondas de Alfvén se intensificará como se espera para el mecanismo de resonancia de línea de campo standard (Chen y Hasegawa, 1974; Southwood, 1974). Las ondas resonantes excitadas exhibirán una perturbación azimutal intensa en el campo magnético.

La teoría y simulación relativa al modelo 2 de la figura 3.10 indican que los impulsos con un número de onda azimutal finito produce ondas de compresión (modo de cavidad) en suma con las ondas de Alfvén cizallamiento (Kivelson y Southwood, 1985b; Allan et al., 1986; Inhester, 1987; Lee y Lysak, 1991). En estos estudios el énfasis fue sobre la excitación impulsiva de un modo de cavidad y un subsecuente acoplamiento del modo de cavidad al modo de Alfvén cizallamiento.

La figura 3.12 ilustra el modelo de desplazamiento de línea de campo de una oscilación de modo de cavidad simple y la figura 3.13 muestra los perfiles de amplitud y fase de esta oscilación. En este modelo conceptual la magnetosfera es una caja con líneas de campo uniforme dirigidas a lo largo del eje z . Las líneas de campo están atadas a las fronteras (ionosfera) norte y sur de la caja y las líneas de campo en las fronteras interior y exterior están fijas. Los paneles superior e inferior de la figura 3.12 muestra dos instantes de la configuración de campo separadas por una mitad de periodo de la onda. El patrón de desplazamiento de la línea de campo es simétrico con respecto al ecuador. El desplazamiento de las líneas de campo están todas en fase dentro de la caja, pero la amplitud del desplazamiento es un máximo en el centro de la caja. Esto implica inmediatamente que la fase de bx no depende de la distancia radial x pero

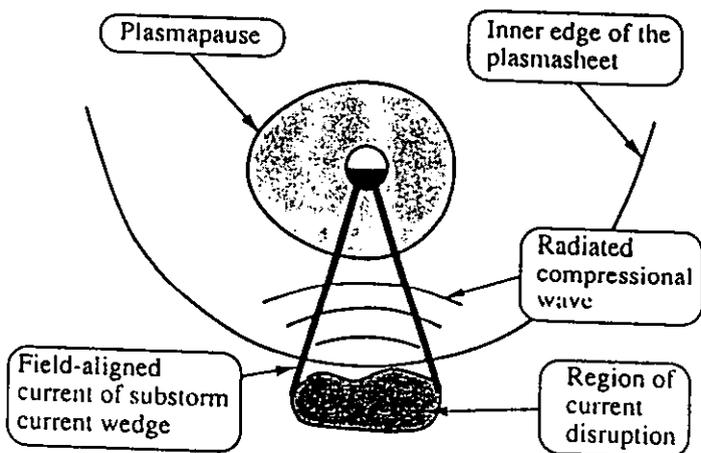


Figura 3.11 Vista ecuatorial de la cuña de corriente de la subtormenta y las perturbaciones de compresión radiadas hacia la Tierra desde la región donde ocurre la disrupción en la magnetocola cercana a la Tierra (Takahashi et al., 1995).

Cavity Mode Oscillation

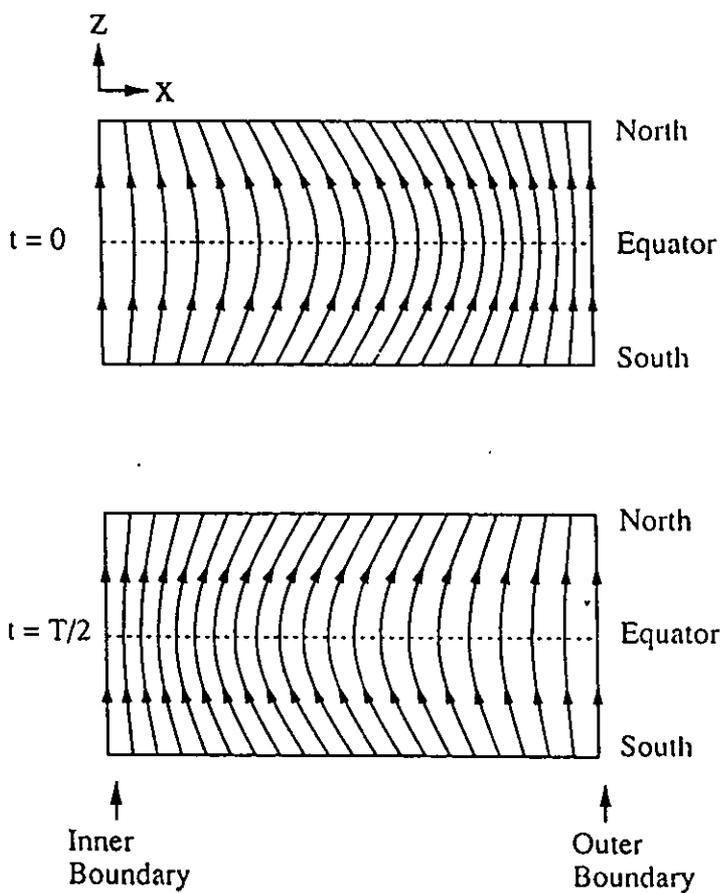


Figura 3.12 Vista meridional de la configuración de líneas de campo de un modo de oscilación de cavidad en una "caja" magnetosférica en dos mitades de un periodo de oscilación de separación (Takahashi et al., 1995).

Cavity Mode Oscillation Radial Mode Structure

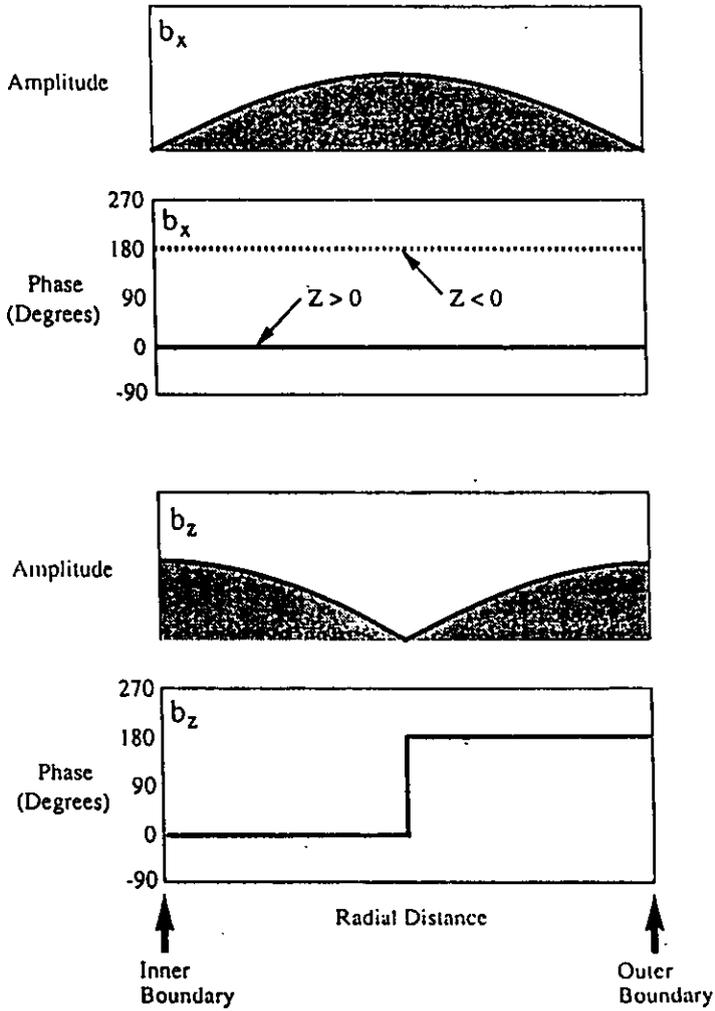


Figura 3.13 Estructura de amplitud y fase de una oscilación de modo de cavidad relativo a la figura 3.12 (Takahashi et al., 1995).

esta fuera de fase entre los hemisferios norte y sur. El campo asociado de compresión tiene un antinodo en las fronteras exterior e interior y un nodo en el centro de la caja. Para la componente de compresión no hay un retardo de fase entre los hemisferios norte y sur. Ahora bien, para establecer el modo de cavidad el cual existe para ciertos periodos de oscilación, debe haber unos reflectores razonablemente buenos de la energía de la onda. Como se puede ver en la ilustración de la figura 3.10, la frontera exterior para el modo de cavidad es la plasmapausa (Yeoman y Orr, 1989). Sin embargo, las simulaciones numéricas de resonancias de compresión generadas impulsivamente muestran que la energía de la onda no esta necesariamente confinada dentro de la plasmapausa (Allan et al., 1986; Zhu y Kivelson, 1989; Lin et al., 1991). Así pues que, para conseguir un modo de cavidad uno debe imponer una frontera fija fuera de la plasmasfera. Quizás una región de un intenso gradiente de velocidad de Alfvén tal, como la orilla interior de la hoja de plasma (Gussenhoven et al., 1981; Huges y Grand, 1984) puede formar la frontera exterior, pero su eficiencia respecto a reflejar las ondas no se ha calculado aun.

Otro problema relacionado es la localización longitudinal de la oscilación de compresión. Para $L > 2$ la potencia de la Pi2 magnetosférica está localizada en el lado noche. En modelos teóricos de oscilaciones de modo de cavidad se supone normalmente que el medio de fondo es azimutalmente simétrico y que el campo de onda es periódico en longitud, es decir, el campo tiene un factor de fase $\exp(im\phi)$, donde m es el número de onda azimutal y ϕ es el azimut. El hecho de que la Pi2 observada tiene una extensión longitudinal finita significa que esta suposición es inadecuada.

En futuros modelos teóricos será quizás apropiado tratar las pulsaciones Pi2 de mediana latitud como algo análogo a las ondas de sonido emitidas de un punto fuente entre dos paredes con una sección transversal finita para la reflexión, como se ilustra en la figura 3.14.

El punto fuente corresponde a la región de disrupción de corriente y la sección transversal se considera finita la ionosfera como la frontera exterior deben tener una sección transversal finita como se ve para la posición del punto fuente. En tal geometría, se producirán ondas estacionarias o ecos, pero ellos disminuirán rápidamente excepto para la componente que puede ser repetidamente reflejada. Si las paredes son paralelas, se observarán ecos con larga vida solamente cerca de la fuente longitudinalmente, porque las ondas que inciden oblicuamente sobre las paredes se perderán a través de una propagación longitudinal fuera del sistema. Este mecanismo de reflexión puede explicar por qué las pulsaciones Pi2 de mediana latitud son observadas solo sobre el lado noche y también por qué el eje de polarización de las pulsaciones Pi2 de mediana latitud está geoméricamente organizado por la cuña de corriente de la subtormenta. En el caso de la onda del modo rápido atrapada entre las paredes, la normal de la onda debe ser perpendicular a la superficie de la pared, y consecuentemente, la perturbación de campo magnético de la onda será perpendicular a las paredes, que es, que el eje mayor de la polarización de la oscilación de campo magnético tiende a apuntar a la región fuente.

3.2.3 Teorías de propagación: En este capítulo se resume las teorías y observaciones de varios autores relativo a los modos de propagación de las señales naturales en la magnetosfera. Yeoman y Orr (1989) ponen a prueba las teorías existentes de cómo se pueden generar y propagar las pulsaciones Pi2. Se han propuesto cuatro modelos:

Rostoker (1965) propone que la energía de la onda se propaga de las zonas aurorales a medianas y bajas latitudes a través de la ionosfera.

Fukunishi (1975) y Stuart (1974) proponen las resonancias de línea de campo o modo de Alfvén justo dentro de la plasmapausa y que es la causa de pulsaciones Pi2 de mediana y baja latitud.

Sutcliffe (1975) sugiere la propagación de ondas de superficie en la plasmapausa y que es la causa de las pulsaciones Pi2 en medianas y altas latitudes justo después de la plasmapausa.

Saito y Matsushita (1968) proponen que el mecanismo de propagación de las firmas de las pulsaciones Pi2 a medianas o bajas latitudes es a través de una cavidad resonante.

Procedemos ahora a describir las características de cada modelo:

El modelo de Rostoker (1965) relativo a la propagación vía ionosfera se descarta ya que este método no toma en cuenta los cambios de polarización comúnmente vistos con la latitud. La figura 3.15 muestra la distribución de corrientes ionosféricas a un cierto instante para el caso de una Pi2 ocurrida el 26 de diciembre de 1957. Rostoker en su modelo habla solo del cálculo de la velocidad de propagación de la onda como si fuera una onda hidromagnética. Samson (1982), modelando la respuesta ionosférica con los sistemas de corrientes oscilantes Pi2, predijo el patrón de polarización de alta latitud con precisión, pero este patrón no fue consistente con los patrones de polarización a medianas y bajas latitudes y con la amplitud máxima vista en esos lugares.

Fukunishi (1975) y Stuart et al. (1979) trabajan con el modelo de resonancia de líneas de campo o modo de Alfvén que se muestra esquemáticamente en la figura 3.16. En un trabajo de Southwood y Stuart (1974) afirman que las Pi2 se presentan como una respuesta impulsiva y que una onda superficial de compresión sobre la plasmapausa se comporta como un modo colectivo, notando pues que los modos de

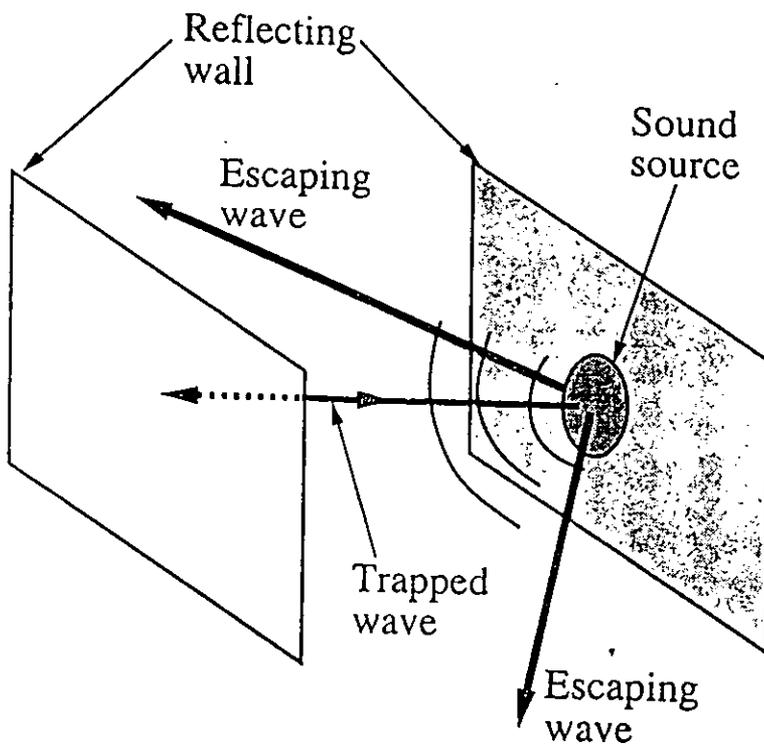


Figura 3.14 Analogía de una onda de sonido para pulsaciones Pi2. Una fuente localizada entre dos paredes emite ondas de sonido en todas direcciones. Las ondas que hacen una incidencia normal sobre las paredes rebotarán de un lado a otro entre las paredes y establecerán un eco u onda estacionaria. Las ondas que hacen una incidencia oblicua se escaparán (Takahashi et al., 1995).

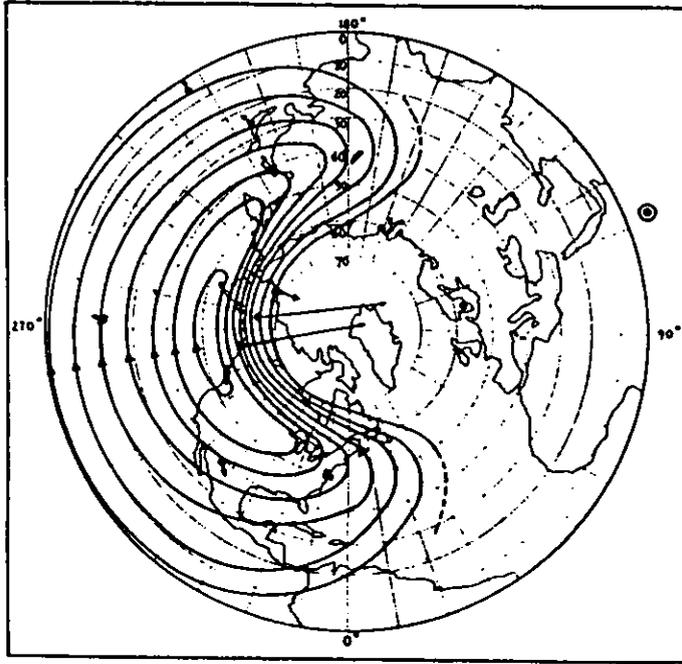


Figura 3.15 Sistema de corriente equivalente para una P₂ ocurrida el 26 de diciembre de 1957 (Jacobs et al., 1965).

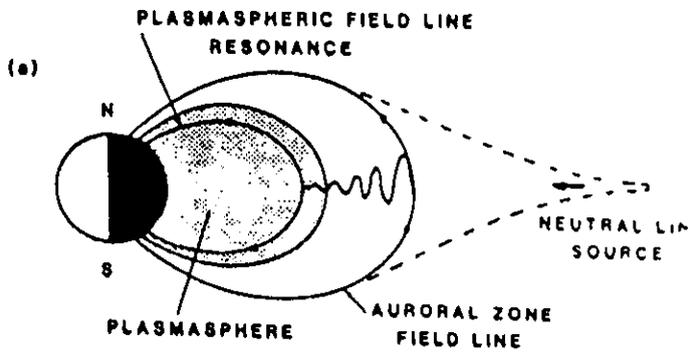


Figura 3.16 La actividad en la zona auroral conduce una resonancia de una línea de campo de la misma frecuencia dentro la plasmasfera, vía un modo rápido que se desvanece (Yeoman y Orr, 1989).

Alfvén son no-colectivos, por lo cual se descarta el modelo de resonancia de líneas de campo o modo de Alfvén.

Yeoman y Orr (1989) enfatizan que una onda de superficie podría ser el único mecanismo plausible para producir una onda transitoria, donde la frecuencia es independiente de la latitud con una intensificación en la amplitud sobre la plasmapausa. Estas afirmaciones parecen ser confirmadas por algunos resultados de Lester y Orr (1983).

Ondas superficiales sobre la plasmapausa: Sutcliffe (1975) fue el primero en sugerir que la amplitud máxima y la estructura armónica vista cerca de la posición de la plasmapausa esperada indican que hay una onda superficial en la plasmapausa y que es el mecanismo más creíble (Chen y Hasegawa, 1974b). La figura 3.17 muestra un esquema que presenta la plasmapausa y la onda superficial. Southwood y Stuart (1979) apoyan este modelo, como ya se ha mencionado.

Cavidad resonante: Saito y Matsushita (1968) fueron los primeros en proponer el mecanismo de cavidad resonante para las firmas de pulsaciones Pi2 de mediana y baja latitud. Stuart (1974) propone un mecanismo de cavidad resonante modificado para el máximo de amplitud secundario de las Pi2 similar a la más rigurosa de las teorías de "modo global" la cual ha sido desarrollada por Kivelson y Southwood (1986). Stuart sugiere que los modos de compresión de la cavidad podrían estimular líneas de campo donde su frecuencia resonante se iguala a las señales intensificadas de baja latitud. La figura 3.18 muestra esquemáticamente el modelo de cavidad resonante.

Gough y Orr (1984) dicen que la separación latitudinal de la amplitud y cambio de fase quizás es el resultado de una conductividad ionosférica variable latitudinalmente esperada sobre el lado noche. Esto puede producir una onda amortiguada variable, desplazando la amplitud máxima del cambio de fase.

En este análisis, respecto de las observaciones en diferentes redes de magnetómetros en el mundo, surgen muchas incógnitas relativas a la propagación de las pulsaciones Pi2. El propósito de esta tesis consiste en analizar detalladamente una serie de eventos observados a diferentes latitudes que abarcan desde Canadá a México en una misma banda latitudinal, pero también en diversas longitudes de alta latitud, con el propósito final de aclarar un poco más como es la propagación de las pulsaciones Pi2 en la magnetosfera. En el capítulo 4 se describe brevemente el observatorio de micropulsaciones geomagnéticas instalado en Teoloyucan, Edo. De México y en este mismo capítulo se analizarán conjuntamente las observaciones de la red de magnetómetros CANOPUS y de Teoloyucan. Se analizan 10 días que presentan 40 eventos de pulsaciones Pi2, finalmente se escogen los mejores tres eventos donde se hace un análisis espectral de las señales Pi2 para ver como se propagan a latitudes como las de México.

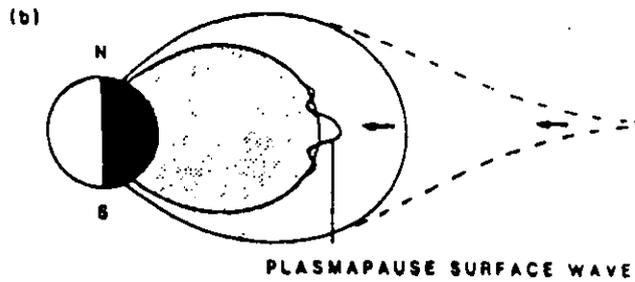


Figura 3.17 Ondas estacionarias en las líneas de campo de la zona auroral que van acompañadas por un impulso sobre la cavidad magnetosférica cerca de la dipolarización del campo. Esto estimula una onda superficial que se desvanece sobre el agudo gradiente de densidad de la plasmasfera (Yeoman y Orr, 1989).

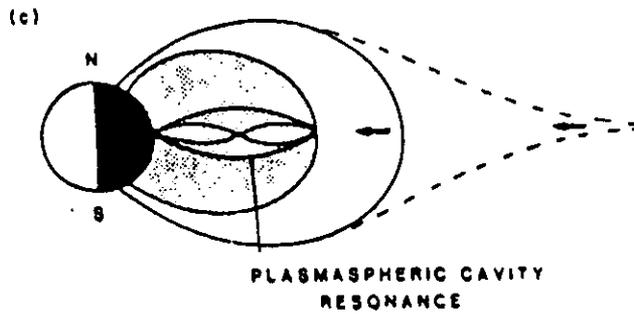


Figura 3.18 La dipolarización del campo proporciona un impulso sobre la cavidad magnetosférica. Este impulso golpea sobre la plasmasfera y produce una cavidad resonante (Yeoman y Orr, 1989).

CAPITULO 4

ESTUDIO DE LAS OBSERVACIONES DE PULSACIONES Pi2 EN LA RED CANOPUS Y TELOYUCAN

4.1 Introducción: Las pulsaciones Pi2, como ya sabemos, son la "firma" del proceso de subtormenta en la magnetosfera, y su análisis juega un papel importante en el entendimiento de la dinámica de la subtormenta y los procesos de ondas en plasmas. Como se mencionó en el capítulo 2, las pulsaciones Pi2 son oscilaciones irregulares y amortiguadas del campo geomagnético con frecuencias que van de 6.7 mHz a 25 mHz. Se ha visto que este tipo de pulsaciones ocurre en asociación con el inicio de las subtormentas magnetosféricas y son excitadas globalmente en la magnetosfera. En este capítulo se hace una descripción y localización de las estaciones magnéticas así como del equipo utilizado. Posteriormente se lleva a cabo un análisis estadístico y de polarización de los eventos Pi2 seleccionados en Teoloyucan y la red CANOPUS.

4.2 Localización de las estaciones y descripción de los datos: La estación de pulsaciones geomagnéticas del Instituto de Geofísica de la UNAM está localizada en el municipio de Teoloyucan, Edo. de México. Sus coordenadas geográficas y magnéticas se encuentran en la tabla 4.1 con el código TEOL. En el mapa de la figura 4.1 se muestra la localización del observatorio de Teoloyucan así como de todas las estaciones de la red CANOPUS cuyas siglas y localizaciones se encuentran también en la tabla 4.1. El arreglo latitudinal de estaciones de la red CANOPUS están ligeramente 5° al ESTE de Teoloyucan.

Los datos de Teoloyucan consisten de dos componentes horizontales norte-sur y este-oeste geográficos. Las señales son detectadas por un par de bobinas de inducción y son amplificadas con amplificadores operacionales (ver figura 4.2) (detalles al respecto se pueden ver en J.A.L. Cruz-Abeyro (1996a)). La adquisición de los datos se llevo a cabo con un muestreo de una medición por segundo, registrándose eventos en un rango de frecuencias de entre 200 mHz a 1 mHz. En el caso de Teoloyucan, que corresponde a muy bajas latitudes geomagnéticas ($L=1.2$), las líneas de campo están cerca o inmersas en la ionosfera, el registro continuo de pulsaciones a estas latitudes ha sido relativamente raro y las características de las pulsaciones no son aún bien comprendidas. La estación de Teoloyucan (TEOL) tiene registros continuos desde 1993 (López Cruz-Abeyro, 1996a, b, c,d; Bravo y López Cruz Abeyro 1995).

Los datos de la red CANOPUS corresponden a tres componentes norte-sur, este-oeste y cenital geográficos. Las señales son detectadas con magnetómetros del tipo "flux gate" que registran las señales en un rango de frecuencias desde DC hasta 100 mHz. Las señales son muestreadas a razón de un punto cada 5 segundos. Las estaciones para su análisis se dividen en cinco grupos con longitudes diferentes: TL1 comprende la estación DAWS, TL2 corresponde a FSIM, TL3 a las estaciones CONT, FSMI y MCMU, TL4 comprende la estación RABB y TL5 a ocho estaciones que son: RANK, ESKI, FCHU, BACK, GILL, ISLL, PINA y TEOL. La idea de este agrupamiento es definir el arreglo latitudinal dado por TL5 para ver el comportamiento que tienen las señales en su propagación a bajas latitudes.

4.3 RESULTADOS

4.3.1 Estadística de los eventos seleccionados: Para esta tesis se seleccionaron 40 eventos de micropulsaciones observadas en la red CANOPUS y en Teoloyucan. La selección se basó en los datos observados en Teoloyucan donde el contenido de frecuencia de las señales corresponde a las pulsaciones Pi2. Las características de inicio de ocurrencia, las amplitudes máximas y su relación con la actividad magnética se muestran en la tabla 4.2. Las señales observadas se presentan cerca de la media noche local como se ilustra en la figura 4.3.

De la tabla se deduce que el máximo de las señales no ocurre al mismo tiempo en todas las estaciones, habiendo una dispersión de varios segundos en algunos casos y de varios minutos en otros. El histograma de la figura 4.4 muestra los intervalos de dispersión en tiempo de las amplitudes máximas. Aquí se puede notar que el 50% de los eventos se dispersan entre 2 - 4 minutos y 4 - 6 minutos. Otro resultado relativo a las amplitudes es el comportamiento de la amplitud total de la señal para todos los eventos, esto se muestra en la

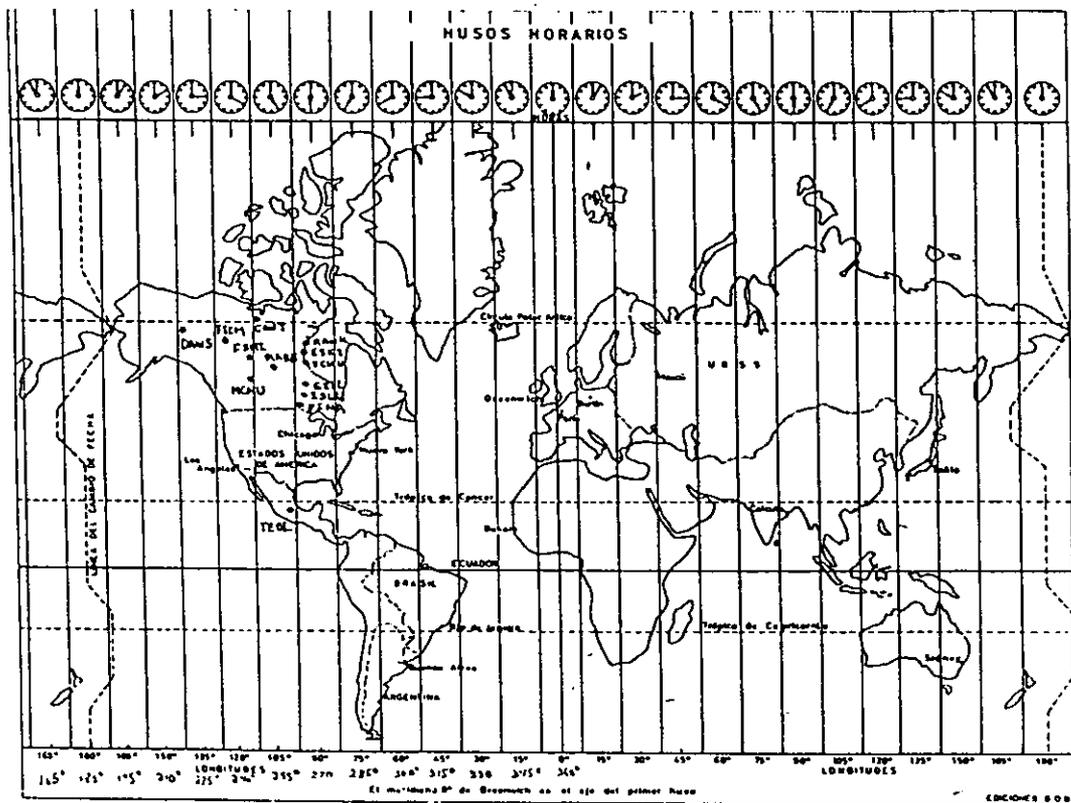


Figura 4.1 Mapa mundial donde se encuentran localizadas las estaciones de Teoloyucan y la red CANOPUS.

Tabla 4.1

Localización geográfica y magnética de las estaciones

Estación	Siglas Est.	λ geográfica	φ geográfica	λ magnética	φ magnética	L
Rankin Inlet	RANK	62.8°	267.9°	72.45°	327.8°	11.0
Eskimo Point	ESKI	61.1°	265.9°	70.59°	326.0°	9.05
F. Churchill	FCHU	58.8°	265.9°	68.34°	327.4°	7.34
Gillam	GILL	56.4°	265.4°	65.93°	327.9°	6.01
Island Lake	ISLL	53.9°	265.3°	63.46°	328.7°	5.01
Pinawa	PINA	50.2°	264.0°	59.68°	328.3°	3.92
Teoloyucan	TEOL	19.7°	260.8	29.09°	330.0°	1.31
Contwoyto L	CONT	65.8°	248.8°	72.72°	298.2°	11.33
Fort Smith	FSMI	60.0°	248.1°	67.18°	303.3°	6.65
F. McMurray	MCMU	56.7°	248.8°	64.13°	306.5°	5.25
Dawson	DAWS	64.1°	220.9°	66.18°	269.5°	6.13
F. Simpson	FSIM	61.8°	238.8°	67.33°	290.8°	6.73
Rabbit Lake	RABB	58.2°	256.3°	66.63°	314.9°	6.36

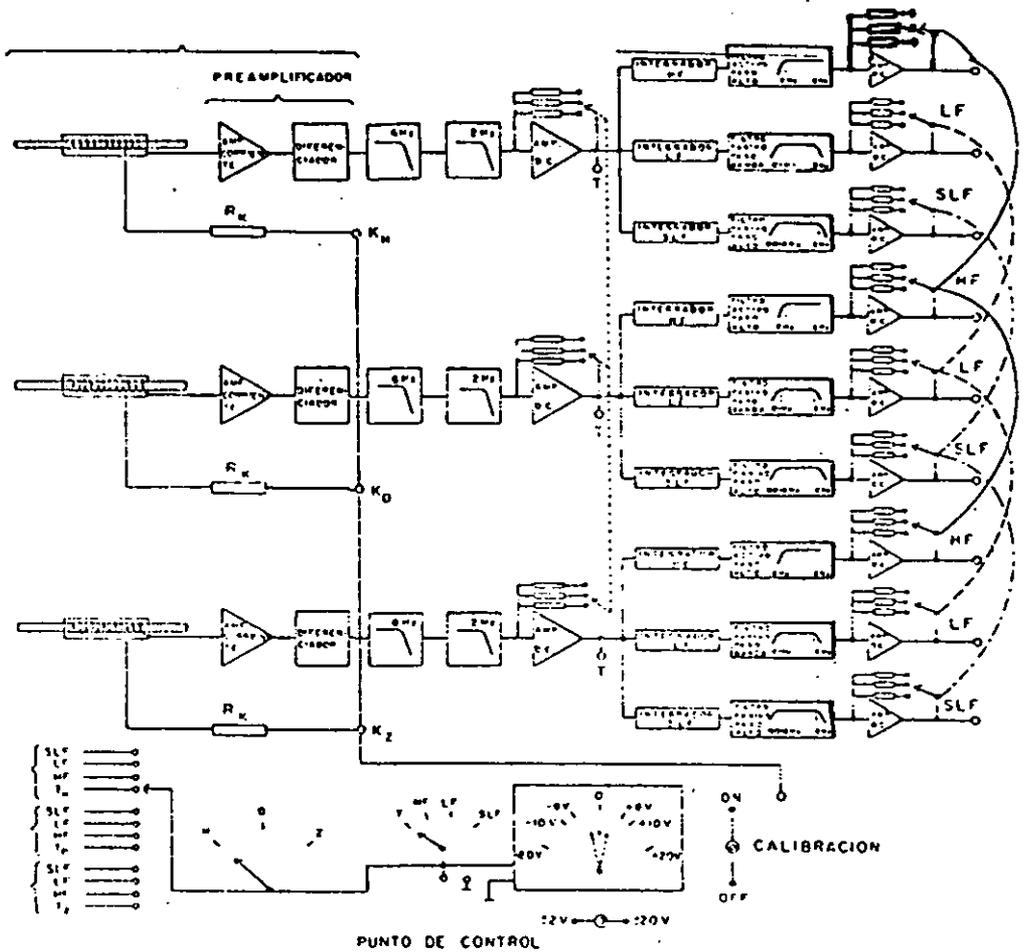


Figura 4.2 Diagrama eléctrico en bloques del instrumental en el observatorio de micropulsaciones magnéticas de Teoloyucan.

Tabla 4.2

Tabla que muestra las estaciones magnéticas donde se tuvo la máxima amplitud en los cuarenta eventos registrados, junto con ello se muestra la actividad magnética en el momento, la fecha de ocurrencia, el inicio del evento y la posición de la plasmapausa

Evento	Fecha	Juliano	TU ini.	Est. Am	Am(nT)	TL(Am)	Kp	Dst(Nt)	Lpp
1	20/11/95	324/95	05:56:40	GILL	100.3	00:00:00	1-	-9	5.54
2	20/11/95	324/95	06:03:20	GILL	111.0	00:10:00	3-	-11	3.92
3	20/11/95	324/95	06:19:35	RABB	60.0	23:23:20	3-	-11	3.92
4	20/11/95	324/95	06:37:55	FSIM	100.6	22:42:30	3-	-11	3.92
5	20/11/95	324/95	06:48:05	RABB	201.0	23:50:00	3-	-11	3.92
6	20/11/95	324/95	07:01:15	FSIM	138.8	23:03:20	3-	-14	3.92
7	20/11/95	324/95	07:27:55	CONT	189.3	00:31:40	3-	-14	3.92
8	21/11/95	325/95	04:56:40	GILL	28.4	23:00:40	1	-6	5.26
9	21/11/95	325/95	05:10:50	FSMI	50.0	22:14:10	1	-6	5.26
10	21/11/95	325/95	05:21:40	GILL	74.3	23:25:00	1	-6	5.26
11	21/11/95	325/95	05:38:20	CONT	108.9	22:38:20	1	-6	5.26
12	23/11/95	327/95	08:28:10	FCHU	32.3	02:35:50	1+	-5	4.77
13	23/11/95	327/95	08:41:40	FSIM	83.8	00:50:00	1+	-5	4.77
14	13/01/96	013/96	09:52:30	PINA	70.5	03:53:20	5	-73	3.82
15	13/01/96	013/96	09:59:10	PINA	104.5	04:00:40	5	-73	3.82
16	13/01/96	013/96	10:07:30	PINA	112.5	04:09:50	4	-81	3.64
17	13/01/96	013/96	10:15:50	PINA	92.0	04:16:50	4	-81	3.64
18	17/01/96	017/96	07:40:00	FSMI	119.3	00:45:00	2	-16	4.36
19	17/01/96	017/96	08:03:20	FSMI	110.5	01:06:40	2	-17	4.36
20	17/01/96	017/96	08:30:00	CONT	182.1	01:36:40	2	-17	4.36
21	20/01/96	020/96	05:47:00	RABB	93.8	22:53:20	2	-26	4.36
22	20/01/96	020/96	06:13:40	GILL	261.1	00:15:00	4	-31	3.64
23	20/01/96	020/96	06:40:20	FSIM	113.3	22:40:20	4	-31	3.64
24	20/01/96	020/96	07:00:00	CONT	188.9	00:06:40	4	-35	3.64
25	24/01/96	024/96	05:40:00	ESKI	49.4	23:46:20	1	2	5.26
26	24/01/96	024/96	05:56:40	ESKI	85.8	00:00:30	1	2	5.26
27	24/01/96	024/96	07:03:20	ESKI	17.3	01:05:30	0+	-1	5.85
28	24/01/96	024/96	07:16:20	ESKI	22.7	01:18:50	0+	-1	5.85
29	24/01/96	024/96	07:30:00	ESKI	30.9	01:35:40	0+	-1	5.85
30	24/01/96	024/96	07:40:00	CONT	56.7	00:53:15	0+	-1	5.85
31	11/02/96	042/96	02:23:20	GILL	39.3	20:48:20	5-	-12	3.74
32	11/02/96	042/96	03:06:40	MCMU	110.4	20:18:20	5	-22	3.82
33	11/02/96	042/96	03:40:00	GILL	237.5	21:44:10	5	-22	3.82
34	13/02/96	044/96	06:03:20	ESKI	397.4	00:06:40	4	-10	3.64
35	13/02/96	044/96	06:30:00	FSIM	413.0	22:33:20	4	-10	3.64
36	13/02/96	044/96	06:40:00	GILL	236.8	00:42:30	4	-10	3.64
37	13/02/96	044/96	06:50:00	GILL	282.1	00:51:40	4	-10	3.64
38	20/02/96	051/96	07:48:48	FSIM	184.6	23:51:40	2-	-5	4.55
39	20/02/96	051/96	07:57:08	FSIM	75.4	00:00:00	2-	-5	4.55
40	20/02/96	051/96	08:08:48	FSMI	133.0	01:08:05	2-	-8	4.55

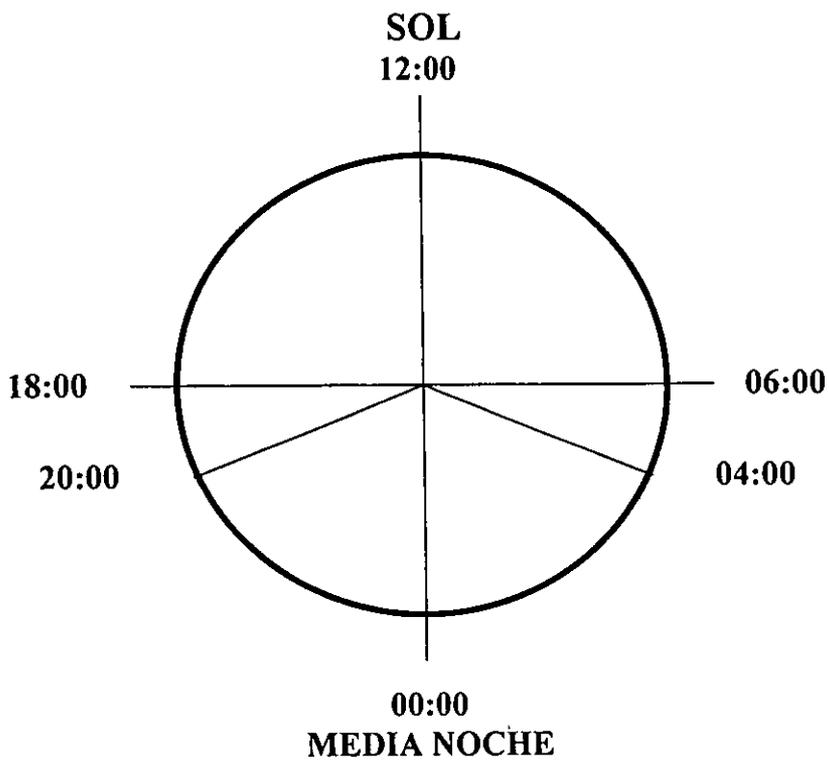


Figura 4.3 Esquema donde se muestra la región de observación de las señales consideradas, alrededor de la media noche local.

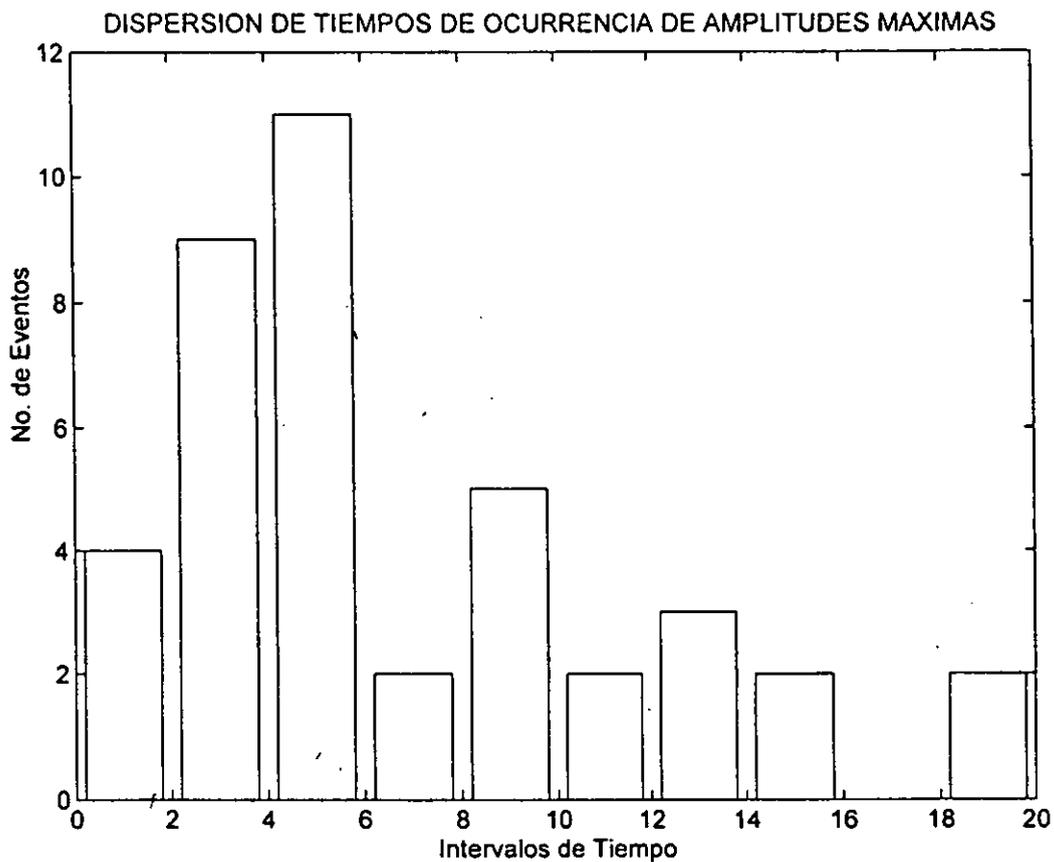


Figura 4.4 Histograma que muestra los intervalos de dispersión en el tiempo de las amplitudes máximas.

figura 4.5. Aquí se muestra que el 50% de los eventos tienen amplitudes entre 50 – 100 nT y 100 – 150 nT. Por otro lado la amplitud total siempre es menor en Teoloyucan que en cualquier otra estación. Otro resultado relativo a las amplitudes es que, las amplitudes de las señales en la componente X es en su mayoría más grande que las otras componentes Y y Z en todas las estaciones como se muestra en el histograma de la figura 4.6.

En los que se refiere a la duración de los eventos el histograma de la figura 4.7 muestra que 15 de los eventos tienen una duración de entre 6 – 8 minutos, 8 eventos entre 4 – 6 minutos, 8 eventos entre 8 – 10 minutos de duración. El resto, que son muy pocos, corresponden a duraciones más largas.

Todos los eventos ocurren durante una actividad magnética de relativa calma, esto quiere decir la ocurrencia de muchas subtormentas magnéticas sin la ocurrencia de tormentas magnéticas o tormentas magnéticas muy débiles. Los eventos 14, 15, 16, y 17 de la tabla 4.2 corresponden a la máxima intensidad de la corriente anular. Estos eventos se registran en la estación PINA cerca de las 04:00 de tiempo local. Por otro lado la dispersión de la ocurrencia del máximo no depende de los valores de Kp y Dst; parece tener un comportamiento aleatorio. También se puede ver que no hay una dependencia clara entre la latitud y la hora local con la actividad magnética y tampoco hay una relación con la latitud y la hora local.

4.3.2 Eventos Elegidos para Análisis de Polarización:

4.3.2.1 Día 13 de enero de 1996:

Las figuras 4.8 a,b,c corresponde a las componentes X, Y, Z de los eventos Pi2 ocurridas durante el día 013 de 1996. La presentación de los eventos es en forma apilada para apreciar mejor la evolución de las señales en el tiempo en todas latitudes de la red de estaciones CANOPUS y TEOL. Se procuró en la mayoría de los casos tener la misma escala en lo que se refiere a los datos de CANOPUS. Los eventos de pulsaciones Pi2 se inician a las 09:52 de Tiempo Universal (TU) y terminan a las 10:15 TU como se muestra en todas las componentes. Las siete gráficas de cada componente corresponden al arreglo latitudinal TL5 en el cual se puede apreciar como la señales de pulsaciones Pi2 se va amplificando de altas a bajas latitudes hasta la estación PINA y es de pequeña amplitud en TEOL. Podemos ver que a todas horas locales hay pulsaciones en la red CANOPUS, pero en Teoloyucan solo en el pequeño rango de tiempo mostrado se presentaron pulsaciones intensas en el rango de las Pi2. Por otro lado se puede apreciar en la figura 4.8b que la amplitud de las pulsaciones Pi2 en su componente Y tanto en Teoloyucan como en la red CANOPUS es menor siempre que la componente X figura 4.8a.

4.3.2.2 Día 17 de enero de 1996:

Las figura 4.9 a,b,c corresponden a las componentes X, Y, Z de los eventos Pi2 ocurridas durante el día 017 de 1996. Los eventos de pulsaciones Pi2 se inician a las 07:40 TU y terminan a las 08:40 TU. La señal en Teoloyucan es un poco ruidosa pero se alcanza a resolver bien el evento. En las estaciones de alta latitud la señal crece en amplitud de RANK a GILL pero decrece en PINA y la amplitud en Teoloyucan es un poco menor que en el evento del día 013. De igual forma que en el evento anterior en la figura 4.9b se aprecia como es menor la amplitud de la componente Y en Teoloyucan y CANOPUS que la componente X en la figura 4.9a.

4.3.2.3 Día 13 de febrero de 1996:

Este evento se muestra en la figura 4.10 a, b, c que son las componentes X, Y, Z de las señales Pi2 ocurridas durante el día 042 de 1996. Los eventos de pulsaciones Pi2 se inician a las 06:00 TU y terminan a las 07:00 TU. Durante estos eventos la amplitud del primer grupo de Pi2 se mantiene casi constante de RANK a FCHU y decrece de GILL a PINA y posteriormente en TEOL. En el segundo grupo de pulsaciones Pi2 la amplitud crece de RANK a GILL y decrece de PINA a TEOL. La figura 4.10b muestra como la componente Y es menor que la componente X.

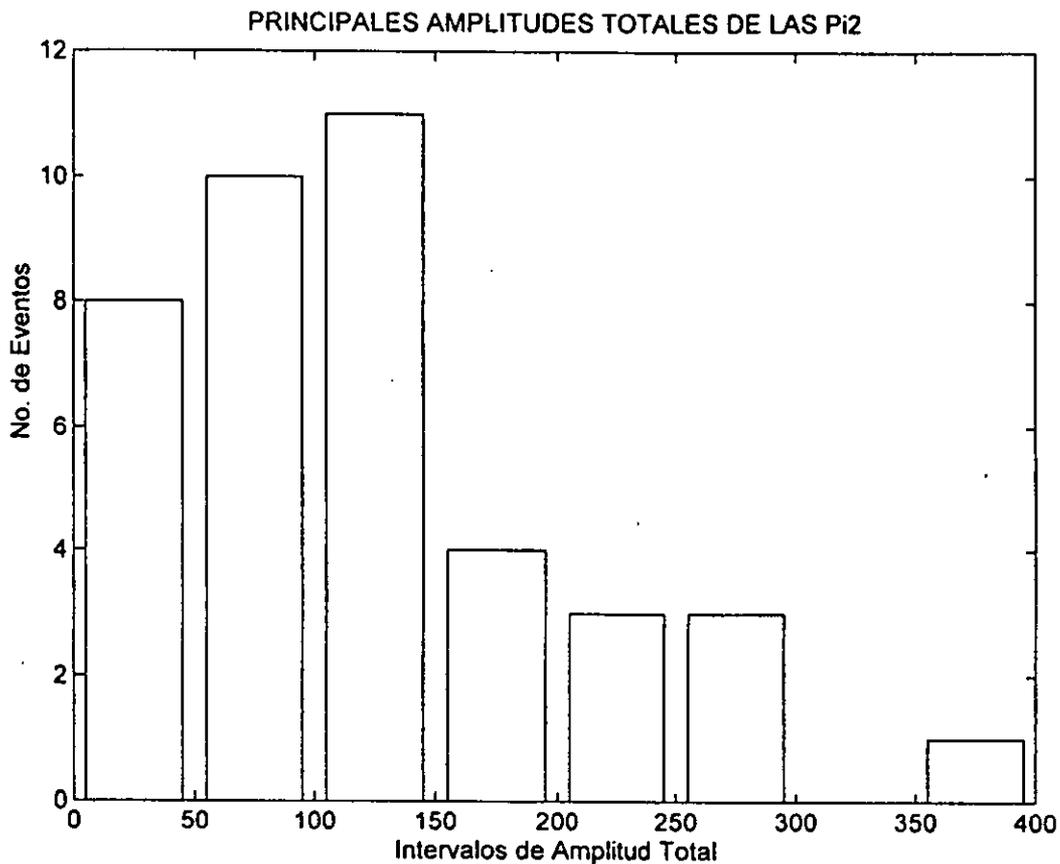


Figura 4.5 Histograma de las principales amplitudes totales de las pulsaciones Pi2, donde se muestra que el 50% de los eventos tienen amplitudes entre 50 nT a 100 nT y 100 nT a 150 nT.

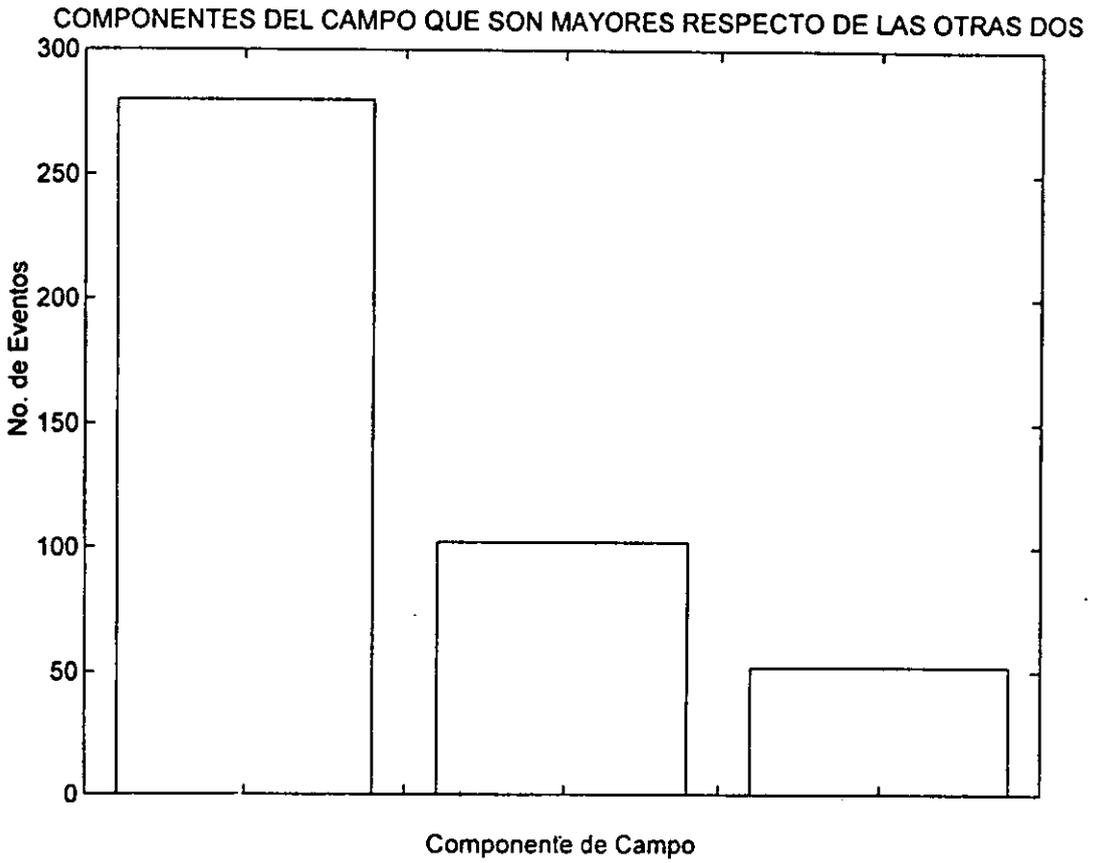


Figura 4.6 Histograma que muestra las componentes del campo que tienen mayores amplitudes respecto de las otras, considerando todas las estaciones.

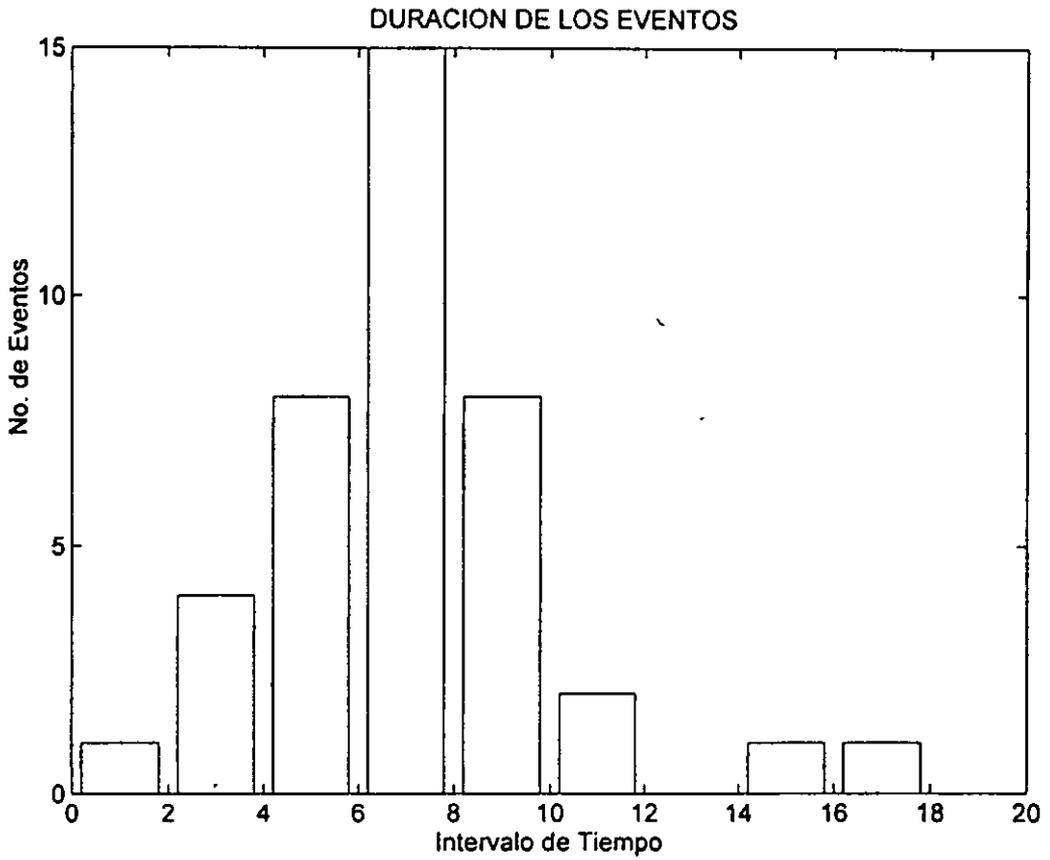


Figura 4.7 Histograma que muestra las duraciones de las pulsaciones Pi2.

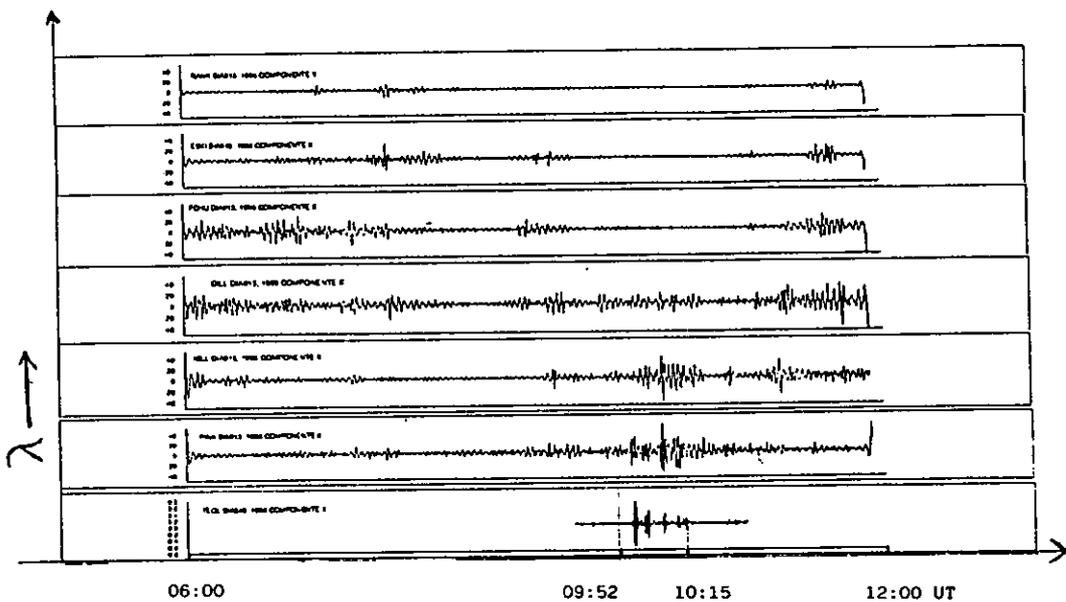


Figura 4.8a Registros de la componente X en el arreglo de estaciones latitudinal de las pulsaciones Pi2 del día 13 de enero de 1996.

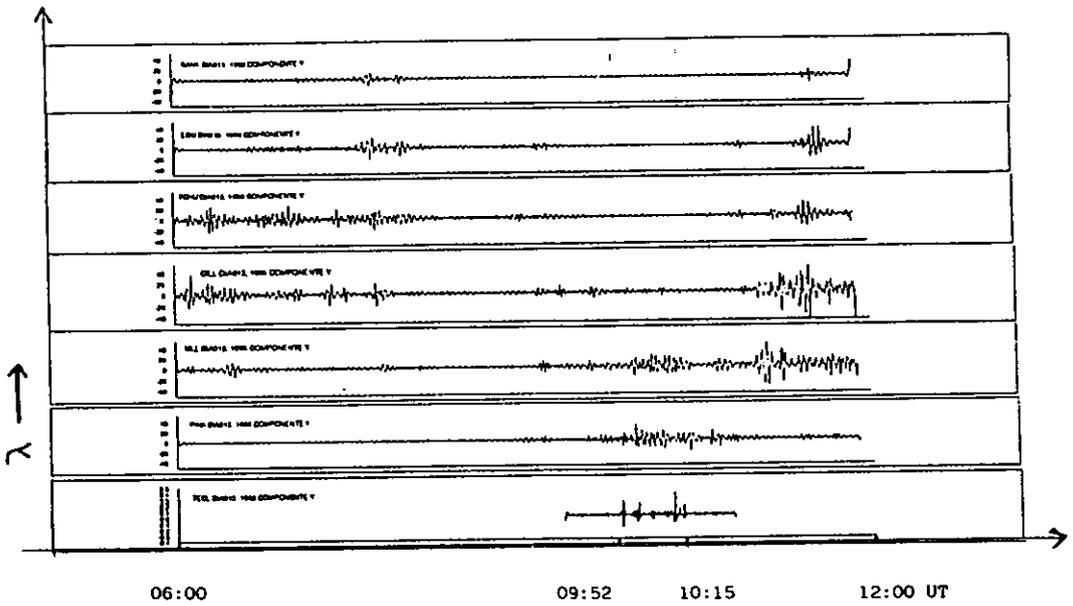


Figura 4.8b Registros de la componente Y en el arreglo de estaciones latitudinal de las pulsaciones Pi2 del día 13 de enero de 1996.

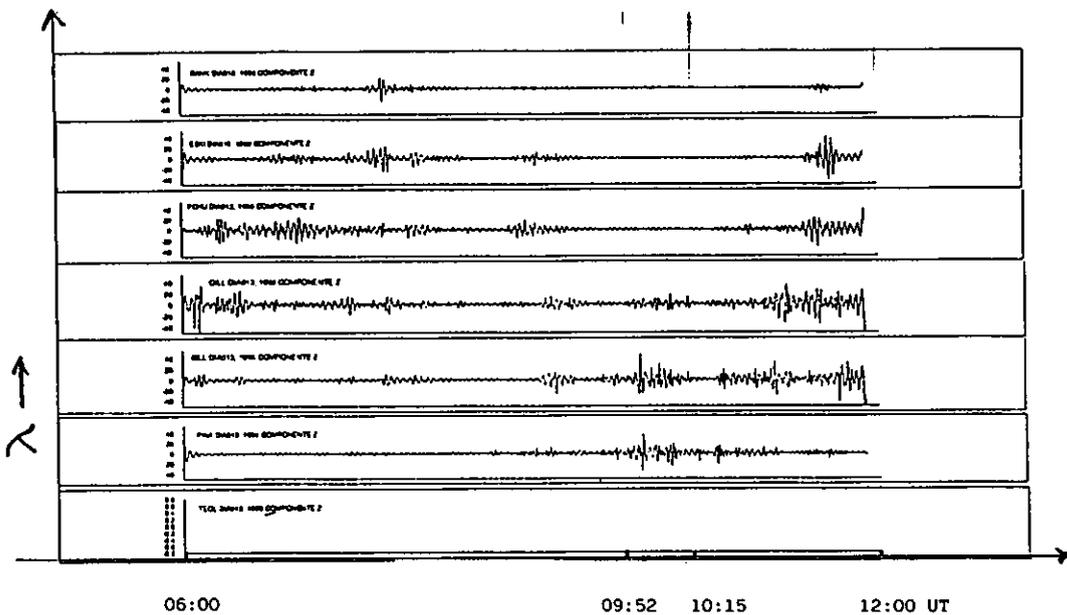


Figura 4.8c Registros de la componente Z en el arreglo de estaciones latitudinal de las pulsaciones Pi2 del día 13 de enero de 1996.

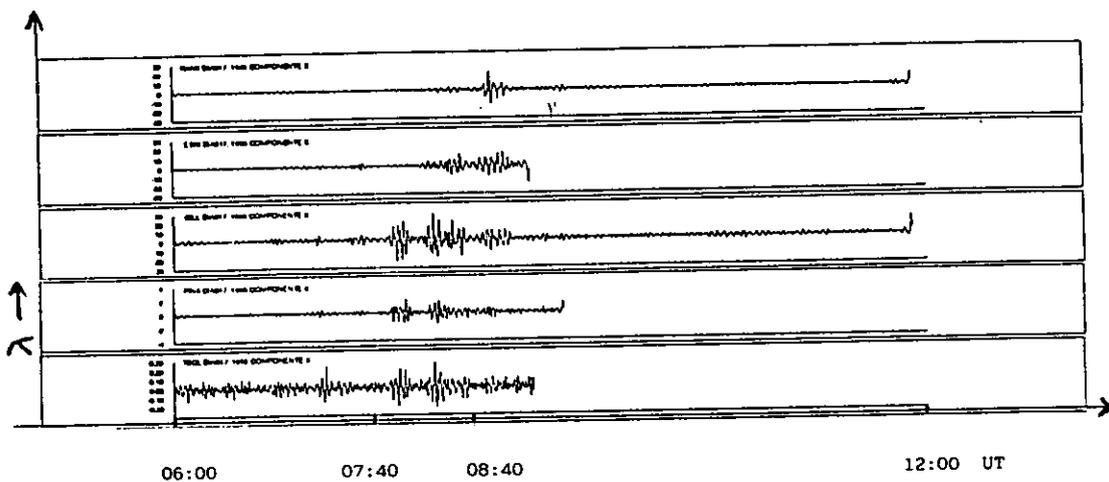


Figura 4.9a Registros de la componente X en el arreglo de estaciones latitudinal de las pulsaciones Pi2 del día 17 de enero de 1996.

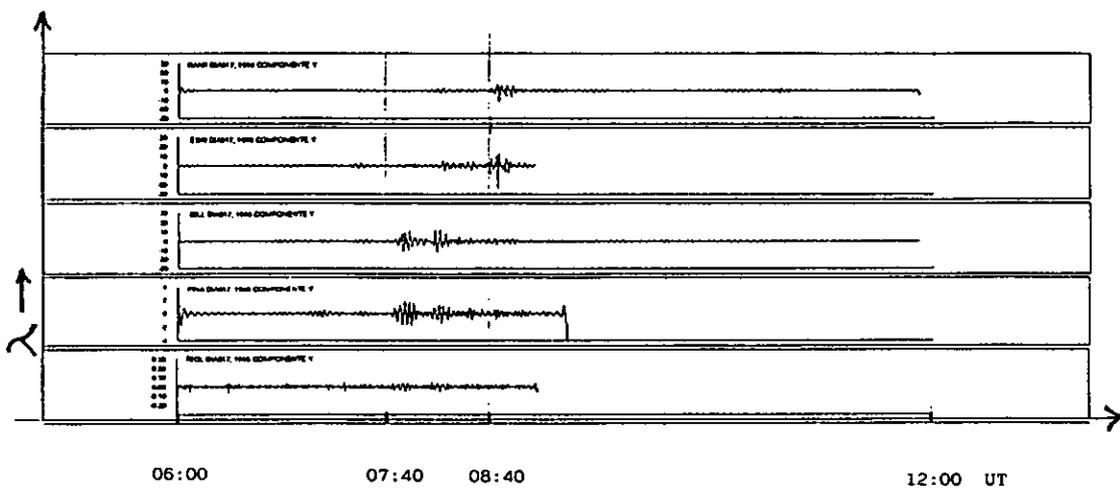


Figura 4.9b Registros de la componente Y en el arreglo de estaciones latitudinal de las pulsaciones Pi2 del día 17 de enero de 1996.

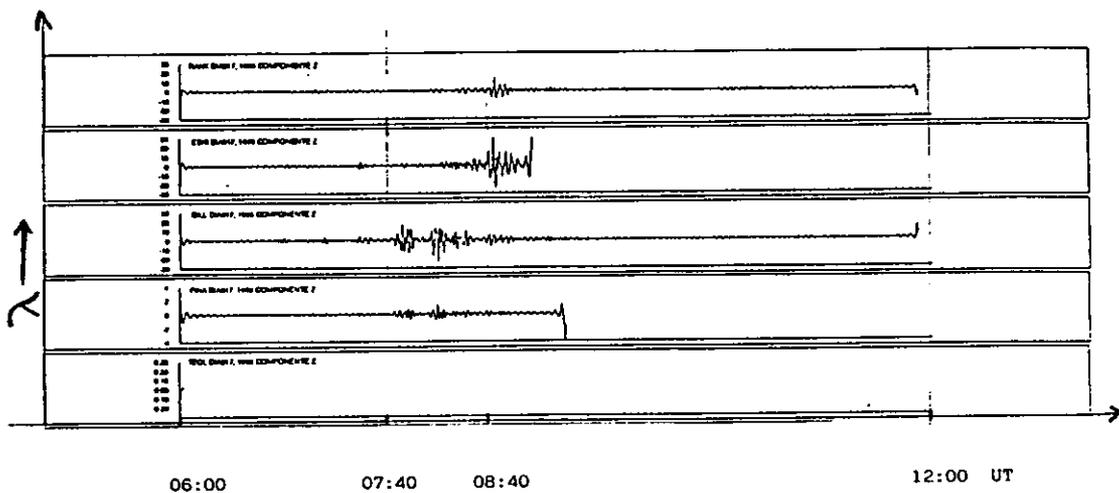


Figura 4.9c Registros de la componente Z en el arreglo de estaciones latitudinal de las pulsaciones Pi2 del día 17 de enero de 1996.

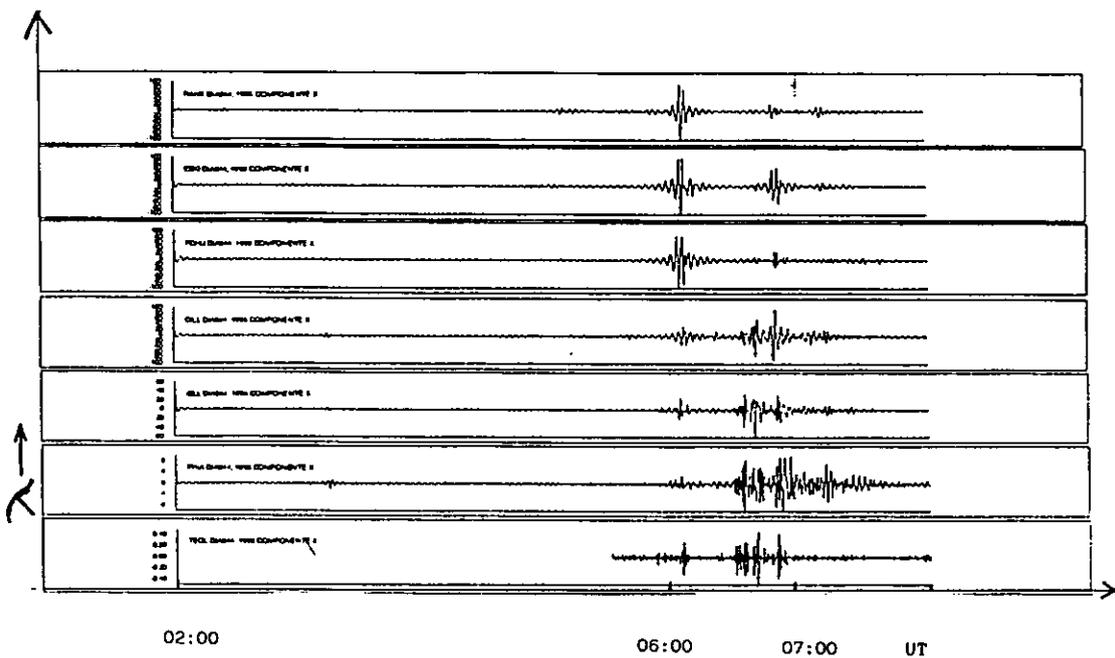


Figura 4.10a Registros de la componente X en el arreglo de estaciones latitudinal de las pulsaciones Pi2 del día 13 de febrero de 1996.

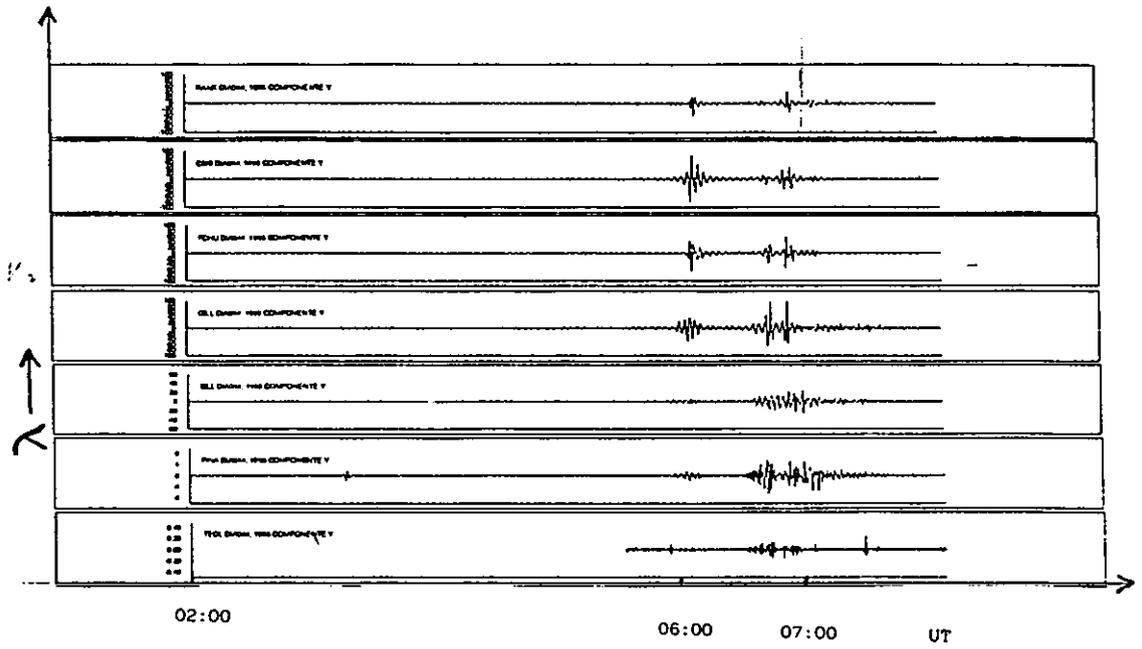


Figura 4.10b Registros de la componente Y en el arreglo de estaciones latitudinal de las pulsaciones Pi2 del día 13 de febrero de 1996.

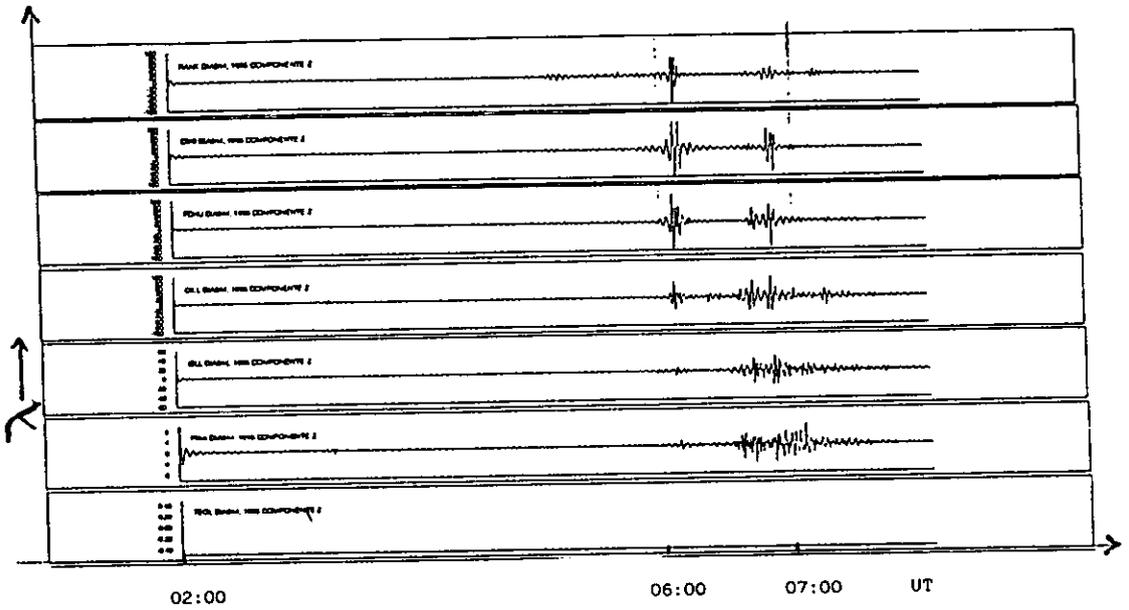


Figura 4.10c Registros de la componente Z en el arreglo de estaciones latitudinal de las pulsaciones Pi2 del día 13 de febrero de 1996.

4.3.3 Características de Polarización:

El estudio de la polarización de las pulsaciones geomagnéticas nos da información acerca de la fuente (Webster y Fraser, 1985) y acerca de la propagación de la onda desde la fuente hasta la superficie de la Tierra (Southwood y Hughes, 1985).

4.3.3.1 Descripción de las Características de Polarización de las Ondas:

Tenemos un conjunto de sensores mutuamente ortogonales los cuales registran las componentes de la señal. Las componentes de la señal están dadas por $x_i(t)$, $i = 1, N$. Por tanto el vector de la señal puede ser dado por:

$$\mathbf{x}(t) = [x_1(t), x_2(t), \dots, x_N(t)]^T$$

Donde T es el operador transpuesto. De este vector, podemos extraer la información espectral a través de tomar la FFT de $\mathbf{x}(t)$:

$$\mathbf{X}(\omega) = [X_1(\omega), X_2(\omega), \dots, X_N(\omega)]^T$$

donde $X_i(\omega)$ es la transformada de Fourier de $x_i(t)$. La matriz espectral $\mathbf{S}(\omega)$ a una frecuencia ω dada se puede estimar por la frecuencia promedio del producto $\mathbf{X}(\omega)\mathbf{X}^*(\omega)$, lo cual nos da:

$$\mathbf{S}(\omega) = \langle E(\omega) \rangle = \langle \mathbf{X}(\omega)\mathbf{X}^*(\omega) \rangle$$

donde $\langle E(\omega) \rangle$ representa el promedio sobre una banda de frecuencias $d\omega$ y \mathbf{X}^* representa el complejo conjugado transpuesto de \mathbf{X} . El resultado de este producto es pues la matriz espectral cuyas componentes están dadas por:

$$S_{ij}(\omega) = \langle X_i(\omega)X_j^*(\omega) \rangle$$

donde \mathbf{X}^* representa el complejo conjugado de \mathbf{X} .

Hay un gran número de libros y artículos que se han dedicado a la descripción y estimación consistente de la matriz espectral y el desarrollo de los parámetros de polarización.

En el caso de un vector de dos dimensiones las propiedades de polarización de la onda pueden ser determinadas por la matriz de autocorrelación. Estas relaciones son ampliamente usadas en análisis de datos geofísicos (ver Jenkins y Watts, 1968). Uno puede notar que la matriz espectral a una frecuencia dada es la transformada de Fourier de la matriz de autocorrelación usada por Born y Wolf, (1959) cuando se aplica a ondas casi monocromáticas. En este caso la matriz espectral esta dada por:

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix}$$

Los parámetros de polarización en términos de la matriz espectral son dados por:

a) POTENCIA DE LA SEÑAL:

$$P(\omega) = \text{traza}(S) = S_{11} + S_{22}$$

b) GRADO DE POLARIZACION:

$$R(\omega) = [1 - 4 \det(S) / \text{traza}^2(S)]^{1/2}$$

c) ELIPTICIDAD = $\tan(b)$
Donde b se obtiene de:

$$\text{sen}(2b) = 2 \text{Im}(S_{12}) / [(S_{11} - S_{22})^2 + 4S_{12}^2]^{1/2}$$

d) SENTIDO DE POLARIZACION = signo de b ,
Donde $b > 0$: corresponde a MANO DERECHA
 $b < 0$: corresponde a MANO IZQUIERDA

e) ORIENTACION DE LA ELIPSE = θ
Donde θ se obtiene de:

$$\tan(2\theta) = 2 \text{Re}(S_{12}) / (S_{11} - S_{22})$$

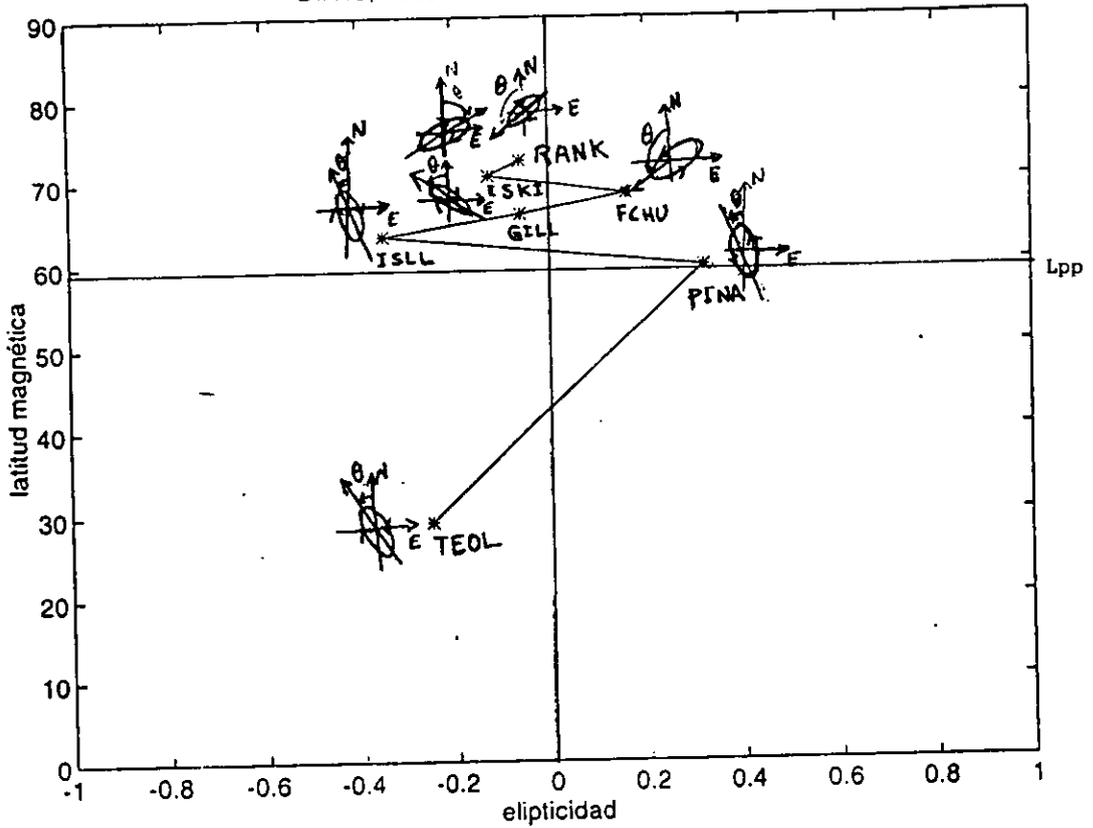
Para tener mayor información sobre estos parámetros, ver por ejemplo: Olson y Domke, 1984; Fowler, Kotick y Elliot, 1967 y Rankin y Kurtz, 1970.

4.3.3.2 Análisis de Polarización de los días elegidos:

4.3.3.2.1 Día 13 de enero de 1996:

Los eventos ocurridos el día 13 mostraron los siguientes resultados en el análisis de polarización para un pico de potencia máxima en la frecuencia de 23.75 MHz figura 4.11: En la estación RANK la elipticidad es menor de 0.1 con sentido mano izquierda y una orientación de la elipse en dirección sur – oeste. En la siguiente estación ESKI la elipticidad es un poco mayor de 0.1 y continua siendo mano izquierda y la elipse orientada en dirección nor – este. Posteriormente en la estación FCHU la elipticidad es menor de 0.2 pero ahora es en sentido mano derecha con la elipse orientada sur – oeste. De aquí pasamos a la estación GILL donde la elipticidad es menor de 0.1 y cambia de nuevo a mano izquierda con orientación de la elipse en dirección nor – oeste. Pasamos ahora a la estación ISLL donde cambia la elipticidad hasta cerca de 0.4 y sigue siendo con sentido mano izquierda y la elipse orientada al nor – oeste. En la estación PINA que esta casi justo dentro de las líneas de campo de la plasmasfera (la plasmopausa esta alrededor de $L_{pp}=3.64$, Orr y Webb 1975), la elipse alcanza un valor cercano a 0.4 y cambia el sentido de giro de la onda a mano derecha con una orientación de la elipse en dirección nor – oeste. Finalmente en Teoloyucan la elipticidad se mantiene cercana a 0.4 pero cambia el sentido de giro de la onda a mano izquierda pero la misma dirección en la orientación de la elipse en dirección nor – oeste.

DIA 13, 1996: fre=23.75 mHz ELIPTICIDAD



$K_p=4$

$Dst=-81$ nT

$L_{pp}=3.64$

$L_{pp}=6.52-1.44K_p+0.18K_p$

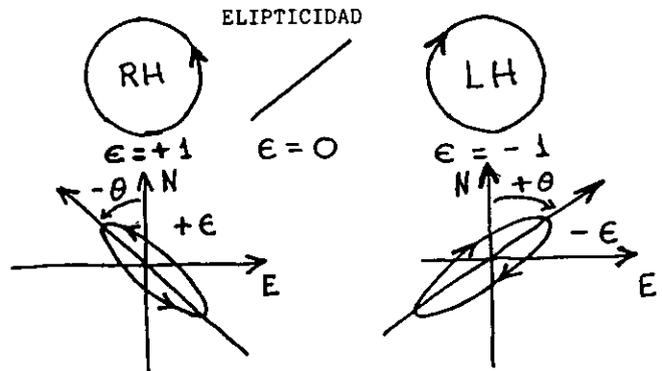


Figura 4.11 Análisis de polarización para los eventos del día 13 de enero de 1996 en la frecuencia de 23.75 mHz que corresponde al pico con máxima potencia espectral.

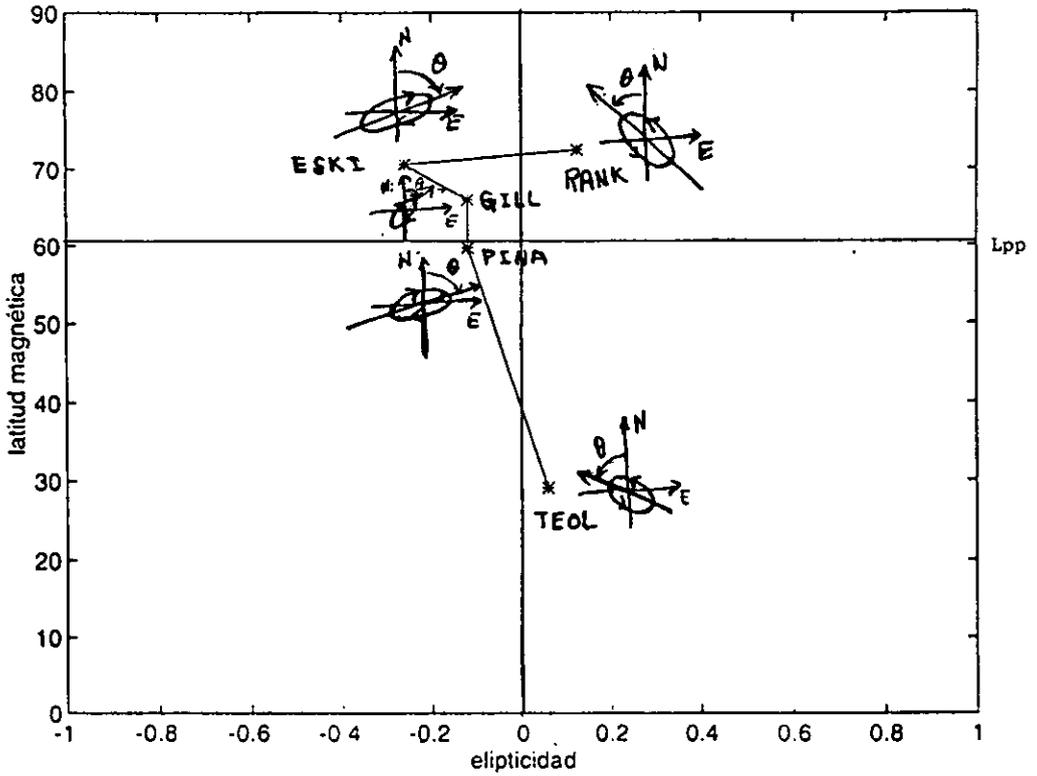
4.3.3.2.2 Día 17 de enero de 1996:

Aquí hubo desafortunadamente menos número de estaciones y los resultados del análisis de polarización para un pico máximo de potencia en la frecuencia de 21.25 MHz figura 4.12, fueron los siguientes: En la estación RANK se tiene una elipticidad cercana a 0.2 con un sentido de giro mano derecha y una orientación nor – oeste. En la estación ESKI la elipticidad es cercana a 0.3 y la onda cambia su sentido de giro a mano izquierda y ahora la orientación de la elipse es en dirección nor – este. Posteriormente la estación GILL que muestra una elipticidad mayor de 0.1 y sentido mano izquierda con una orientación de la elipse en dirección nor – este. En la estación PINA ya dentro de las líneas de campo de la plasmasfera (la plasmopausa esta alrededor de $L_{pp}=4.36$), la onda tiene una elipticidad mayor de 0.1 con un sentido mano izquierda y orientación de la elipse nor – este. Finalmente en TEOL la elipticidad es menor de 0.1 cambia a mano derecha y la elipse se oriente en dirección nor – oeste.

4.3.3.2.3 Día 13 de febrero de 1996:

Los resultados del análisis de polarización para un pico de potencia máxima en la frecuencia de 20.6 MHz figura 4.13 en este día fueron: En la estación RANK la elipticidad de la onda es mayor de 0.1 con sentido mano derecha y orientación de la elipse en dirección nor – este. Pasando a la estación ESKI la elipticidad es mayor de 0.2 y cambia a mano izquierda con una orientación en la elipse con dirección nor – este. De aquí pasamos a la estación FCHU donde la elipse vuelve a tener un valor un poco mayor de 0.1 y cambia de nuevo a mano derecha con una orientación en la elipse con dirección nor – oeste. En la estación GILL el cambio en la elipticidad es notable estando cercana a 0.5 cambia a mano izquierda y la elipse esta orientada con dirección nor – este. En la estación ISLL la elipticidad es menor de 0.1 cambio su giro a mano derecha y con una orientación de la elipse con dirección nor – oeste. La estación PINA vuelve a estar cerca o dentro de la plasmasfera (la plasmopausa esta alrededor de $L_{pp}=3.64$), aquí la onda tiene una elipticidad mayor que 0.2 y la onda cambia su giro a mano izquierda con una orientación de la elipse en dirección nor – este. Por ultimo en la estación TEOL la elipticidad esta cercana a 0.25 se mantiene el giro de la onda en mano izquierda y la orientación de la elipse igual que en la estación PINA con dirección nor – este.

DIA 17, 1996: fre=21.25 mHz ELIPTICIDAD



Kp=2

Dst=-17 nT

Lpp=4.36

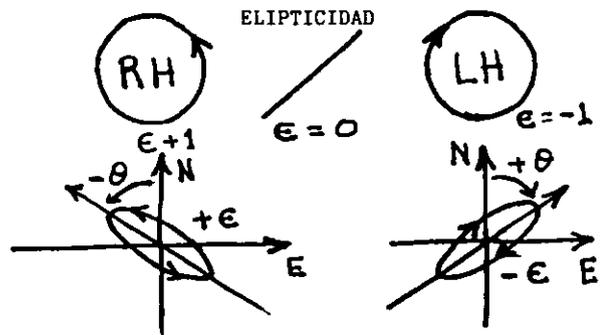
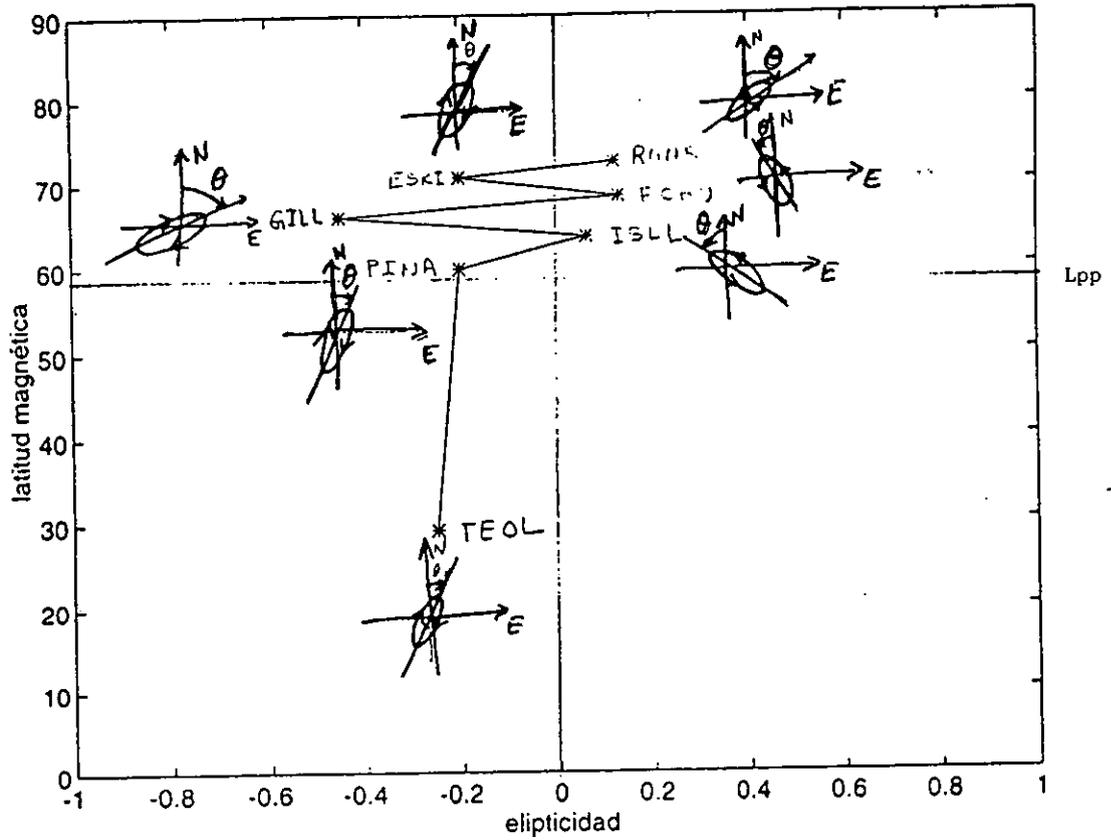


Figura 4.12 Análisis de polarización para los eventos del día 17 de enero de 1996 con un pico máximo de potencia en la frecuencia de 21.25 mHz.

DIA44, 1996: fre=20.6 mHz ELIPTICIDAD



Kp=4
 Dst=-10 nT
 Lpp=3.64

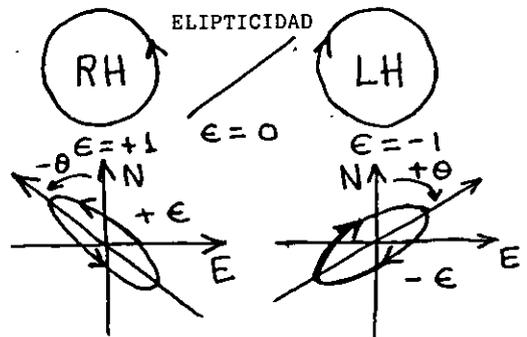


Figura 4.13 Análisis de polarización para los eventos del día 13 de febrero de 1996 en la frecuencia de 20.6 mHz que corresponde al pico con máxima potencia espectral.

CAPITULO 5

DISCUSION Y CONCLUSIONES

Las observaciones en Teoloyucan y CANOPUS muestran que las pulsaciones Pi2 tienen componentes X muy intensas, pero la componente Y en general es más débil, principalmente en Teoloyucan, que es una estación de baja latitud donde llegan atenuadas las señales. Las observaciones de pulsaciones Pi2 en otras estaciones de baja latitud por ejemplo en la red del meridiano 210° han mostrado estos resultados donde Y es menor a medida que nos acercamos al ecuador (Kitamura, et al., 1988. J. Geomagnetism and Geoelectr., 40, 621 – 634; Lin et al., 1991. J. Geophys. Res. Vol. 96, No. A12, 21,105 – 21,113; Yumoto et al., 1994 J. Geomagnetism and Geoelectr., 46, 925 – 935).

Las señales observadas ocurren alrededor de la media noche local entre las 20:00 y las 04:00 TL, y pertenecen al inicio y durante intensificaciones de las subtormentas ocurridas.

En todas las observaciones se tiene que las amplitudes máximas no ocurren al mismo tiempo, habiendo una dispersión en un 50% de los eventos de entre 2 a 6 minutos. Esto implica que ocurre una ligera dispersión de las señales a medida que se propagan.

Un 50% de la amplitud total de las señales muestran valores entre 50 y 150 nT; esto principalmente en estaciones de mediana y alta latitud. Pero en Teoloyucan la amplitud total siempre es menor que en cualquier otra estación, mostrando que existe una atenuación de la señal que se propaga a bajas latitudes.

La duración de la mayoría de los eventos está entre 4 y 10 minutos dentro de la ocurrencia de la subtormenta y la duración de oscilación de la cavidad.

Todos los eventos ocurren durante una actividad magnética de relativa calma, esto es, hay muchas subtormentas sin la ocurrencia de tormentas o tormentas muy débiles. No hubo una dependencia clara entre la actividad magnética dada por los índices Kp y Dst o con el máximo de las señales, ni con la hora local.

Los 40 eventos elegidos en Teoloyucan y comparados con los 40 observados en la red CANOPUS en Canadá muestran una clara coincidencia en el tiempo de ocurrencia y por otro lado una morfología y contenido en frecuencia semejante. Esto es consistente con el comportamiento de las señales dentro de una cavidad resonante. Las teorías actuales relativas a las pulsaciones Pi2 observadas en bajas latitudes están basadas en las ideas de oscilaciones del modo de cavidad de la magnetosfera interior (Saito y Matsushita 1968, Kivelson y Southwood 1986; Allan et al. 1986; Yumoto et al., 1990).

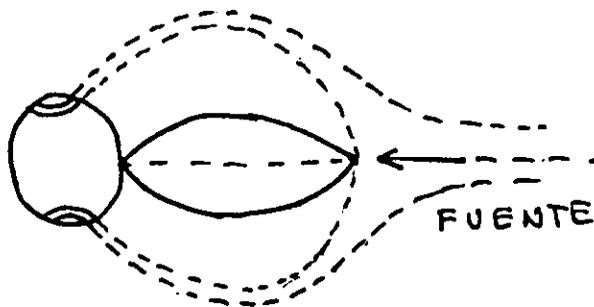
Del análisis de polarización de las señales, se vio que la potencia espectral dada por la traza de la matriz espectral mostró picos en las frecuencias 23.75 mHz en el día 13, 21.25 mHz en el día 17 y 20.60 mHz en el día 44, donde estas frecuencias corresponden a modos de oscilación de cavidad resonante plasmásférica (ver Lester y Orr, 1983). Ellos catalogan un rango de frecuencias para cavidad entre 20 mHz a 25 mHz (40 a 50 segundos de periodo).

El cambio de elipticidad en la señal de la estación PINA a TEOL junto con el ángulo de orientación de la elipse muestra el cambio de medio en la propagación de la señal. En el día 13 la elipticidad cambia de mano derecha a mano izquierda con un ligero cambio en la orientación de la elipse alejándose del norte de PINA a TEOL. En el día 17 la elipticidad de la señal cambia de mano izquierda a mano derecha pero con un cambio muy notable en la orientación de la elipse de una dirección nordeste a una dirección noroeste bastante alejada del norte magnético. En el último caso no podemos decir que ocurre algún cambio en la polarización de la señal. Tal parece que ambas estaciones están dentro de las líneas de campo de la plasmósfera ya que se mantienen aproximadamente iguales la elipticidad y la orientación de la elipse para las ondas registradas en PINA y TEOL. Los cambios en la polarización cerca del ovalo auroral y la plasmopausa se han visto en los resultados de Saito, Sakurai y Koyama (1976) y Yeoman y Orr (1989).

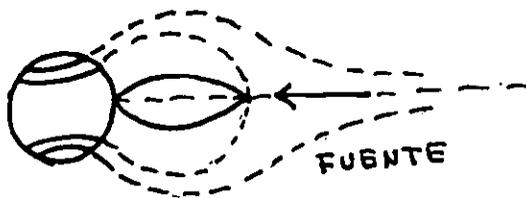
Finalmente algo importante que hay que hacer notar que lo importante en la ocurrencia de las pulsaciones Pi2 y las frecuencias características observadas en Teoloyucan, es el estado magnético en el momento de la ocurrencia y el tamaño del óvalo auroral y el de la plasmasfera como se aprecia en el esquema de la figura 5.1. Para un valor bajo de Kp el óvalo auroral está contraído y la plasmasfera expandida, y para un valor alto de Kp el óvalo auroral se expande y se comprime la plasmasfera (Saito et al., 1976). Esto es consistente con el hecho de que para una cavidad grande el periodo de la señal es largo (frecuencia baja) y en una cavidad pequeña el periodo es corto (frecuencia alta) como se aprecia en el esquema de la figura 5.2 donde una Pi2 de periodo corto (figura 5.2b) está sobrepuesta a una subtormenta intensa.

Por otro lado en 6 días de los 10 días de eventos estudiados, se ven pulsaciones Pi2 cuando estamos en la media noche local (región B en la figura 5.3). Pero durante las intensificaciones de las subtormentas y la expansión del óvalo auroral siempre se ven pulsaciones Pi2 en Teoloyucan durante los 10 días y más claras, esto puede deberse a que en el primer caso el inicio de subtormenta es explosivo y de una gran amplitud de tal forma que la cavidad resuena bruscamente y se presenta más en altas latitudes. Mientras que en el segundo caso es una situación más estable donde la cavidad oscila con menos brusquedad y se ven todas en bajas latitudes.

Sin embargo, para un análisis más preciso usando datos de Teoloyucan requiere más estaciones de observación entre las medianas y bajas latitudes y así verificar las frecuencias observadas así como posibles armónicos, y la observación por satélite para ver el tipo de plasma involucrado y ubicar la región de generación. Por otro lado, con el equipo nuevo que se cuenta en Teoloyucan, que consiste de tres sensores *fluxgate* para medir las tres componentes del campo que fue construido con gente de la Universidad de Los Angeles, formará parte de un arreglo latitudinal entre: Canadá, Estados Unidos, México, Perú y Brasil los cuales contarán con el mismo tipo de instrumento para tener la misma calidad en los datos.

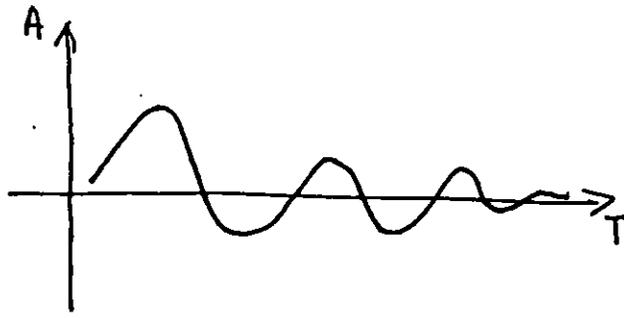


(a)

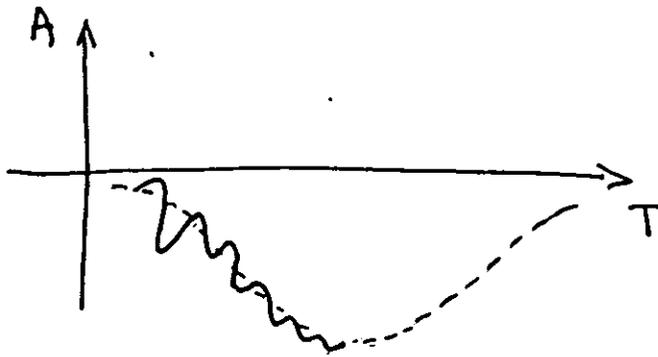


(b)

Figura 5.1 (a) Para un valor de K_p bajo el óvalo auroral está contraído y la plasmasfera expandida, permitiendo una cavidad resonante de longitud de onda larga.
 (b) Para un valor de K_p alto el óvalo auroral se expande y se comprime la plasmasfera, permitiendo una cavidad resonante de longitud de onda corta.



(a)



(b)

Figura 5.2 (a) El registro esquemático en esta figura corresponde a un valor bajo de K_p , que a su vez corresponde a una pulsación $Pi2$ de periodo largo, esto es en bajas frecuencias y gran amplitud.

(b) El registro esquemático en esta figura corresponde a un valor alto de K_p , que a su vez corresponde a la ocurrencia de una pulsación $Pi2$ de periodo corto, esto es alta frecuencia y pequeña amplitud. En estos casos normalmente la pulsación está sobrepuesta a una subtormenta muy intensa.

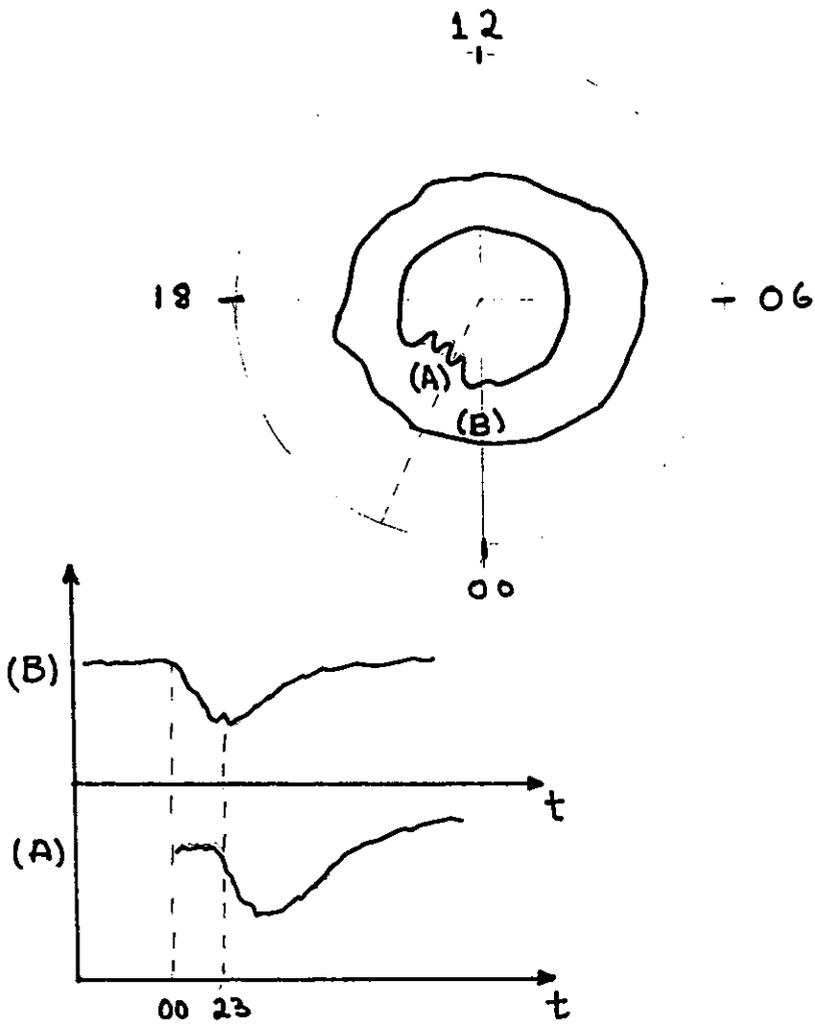


Figura 5.3 Esquema que ilustra el inicio de una subtormenta (B) y sus posteriores intensificaciones (A).

BIBLIOGRAFIA

- Akasofu, S.I. 1964. The development of the auroral substorm, *Planet. Space Sci.*, **12**, 273.
- Akasofu, S.I., Chapman, S. y Meng, C.I. 1965. The Polar Electrojet. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 227.
- Akasofu, S. I. 1968. Polar and Magnetospheric Substorm. Springer, New York.
- Akasofu, S. I. 1972. Magnetospheric substorms: A model, in *Solar Terrestrial Physics, Part III*, edited by E.R. Dyer, pp. 131 – 151, D. Reidel, Higham, Mass.
- Akasofu, S.I. 1979. What is a magnetospheric substorm?, in *Dynamics of the Magnetosphere*, edited by S. I. Akasofu, pp. 447 – 460. D. Reidel, Norwell, Mass.
- Al'pert, Ja. L. y Fligel, D.S. 1977. The locating of hydromagnetic whistler sources and determination of their generating proton spectra. *Planet. Space Sci.* **25**, 487.
- Allan, W. y Poulter, E.M. 1984. The spacial structure of different ULF pulsations types: A review of STARE radar results. *Rev. Geophys. Space Phys.* **22**, 85.
- Allan, W., Poulter, E.M. y Nielsen, E. 1982. STARE observations of Pc5 pulsations with large azimuthal wave number. *J. Geophys. Res.* **87**, 6163.
- Allan, W., Poulter, E.M. y Nielsen, E. 1983. Pc5 pulsations associated with ring current proton drifts: STARE radar observations. *Planet Space Sci.* **31**, 1279.
- Allan, W., White, S.P. y Poulter, E.M. (1986). Impulse-excited hydromagnetic cavity and field –line resonances in the magnetosphere. *Planet. Space Sci.* **34**, 371.
- Allan, W., Poulter, E.M. and White, S.P. 1986 a. Hydromagnetic wave coupling in the magnetosphere plasmopause effects on impulsive excited resonances. *Planet. Space Sci.* **34**, 1189.
- Allan, W., White, S.P. and Poulter, E.M. 1986 b. Impulsive excited hydromagnetic cavity and field line resonances in the magnetosphere. *Planet. Space Sci.* **34**, 371.
- Allan, W. Poulter, E.M. and White, S.P. 1987. Hydromagnetic wave coupling in the magnetosphere – magnetic fields and pointing fluxes. *Planet. Space Sci.*, **35**, 1181.
- André, D. y Baumjohann, W. 1982. Joint 2-D observation of ground magnetic and ionospheric electric fields associated with auroral currents. Current system associated with eastward drifting omegabands. *J. Geophys.* **50**, 194.
- Angenheister, G. 1920. Ueber die fortpflanzungs-geschwindigkeit erdmagnetischer stoerungen und pulsationen. *Terr. Mag.* **25**, 26.
- Araki, T. y Allen, J. H. 1982. Latitudinal reversal of polarization of the geomagnetic sudden commencement. *J. Geophys. Res.* **87**, 5207.
- Arthur, C. W., McPherron, R.L. y Hughes, W. J. 1977. A statistical study of Pc 3 magnetic pulsations at synchronous orbit. *ATS 6. J. Geophys. Res.* **82**, 1149.
- Atkinson, G. 1970. Auroral arcs: Result of the interaction of a dynamic magnetosphere with ionosphere. *J. Geophys.* **75**, 4746.
- Atkinson, G., y Watanabe, T. 1966. Surface waves on the magnetospheric boundary as a possible origin of long period geomagnetic micropulsations. *Earth Planet. Sci Lett.* **1**, 89.
- Axford, W. I., y Hines, C. O. 1961. A unifying theory of high latitude geophysical phenomena and geomagnetic storms. *Can J. Phys.* **39**, 1433.
- Baransky, L. N., Vinogradov, V.A. y Raspopov, O. M. 1970. Polarization of geomagnetic pulsations of the Pi2 type. *Geomag. Aeron.* **10**, 743.
- Baransky, L. N. Troitskaya, V. A., Sterlikova, I. V., Gokhberg, M. B., Ivanov, N. A., Khartchenko, P., Munch, J. W. y Wilhelm, K. 1980. The analysis of simultaneous observations of nighttime Pi pulsations on an East - West profile. *J. Geophys.* **48**, 1.
- Baransky, L. N., Golikov, Yu., Feygin, F., Harchenko, I., Kangas, J. y Pikkarainen, T. 1981. Role of the plasmopause and ionosphere in the generation and propagation of pearl pulsations. *J. Atmos. Terr. Phys.* **43**, 875.
- Barfield, J. N y Coleman, P. J. Jr 1970. Storm-related wave phenomena observed at the synchronous, equatorial orbit. *J. Geophys. Res.* **75**, 1943.
- Barfield, J. N. y McPherron, R. L. 1972. Statistical characteristics of storm associated Pc5 micropulsations observed at the synchronous equatorial orbit. *J. Geophys. Res.* **77**, 4720.

- Barfield, J. N. y McPherron, R. L. 1978, Stormtime Pc5 magnetic pulsations observed at synchronous orbit and their correlation with the partial ring current. *J. Geophys. Res.* **83**, 739.
- Bargatze, L.F., Baker, D.N., McPherron, R.L. y Hones, E.W. Jr. 1985. Magnetospheric impulse response for many levels of geomagnetic activity. *J. Geophys. Res.* **90**, 6387.
- Barnes, A. 1966. Collisionless damping of hydromagnetic waves. *Phys. Fluids*, **9**, 1943.
- Barnes, A. 1970, Theory of generation of bow-shock hydromagnetic waves in the upstream interplanetary medium. *Cosmic Electrodyn.* **1**, 90.
- Barracough, D.R., 1987. International geomagnetic reference field: The fourth generation, *Phys. Earth Planet. Int.*, **48**, 279 – 292.
- Baumjohann, W. y Glassmeier, K.-H. 1984. The transient response mechanism and Pi2 pulsations at substorm onset-Review and outlook. *Planet. Space Sci.* **32**, 1361.
- Baumjohann, W., Bauer, O. H., Haerendel, G. y Junginger, H. 1983, Magnetospheric plasma drifts during a sudden impulse. *J. Geophys. Res.* **88**, 9287.
- Baumjohann, W. y Haerendel, G. 1986. Dayside convection, viscous interaction and magnetic merging, in solar wind – magnetosphere coupling, ed. By Y. Kamide and J.A. Slavin, p. 415, Terra Sci. Publ. Co., Tokyo.
- Baumjohann, W., Junginger, H., Haerendel, G. y Bauer, O. H. 1984. Resonant Alfvén waves excited by a sudden impulse. *J. Geophys. Res.* **89**, 2765.
- Beamish, D., Hanson, H.W. and Webb, D.C. 1979. Complex Demodulation applied to Pi2 geomagnetic pulsations. *Geophys. J.R. astro. Soc.* **58**, 471.
- Birkeland, K. 1908. The Norwegian Aurora Polaris expedition 1902 – 1903. 1st. Section, Aschhoug and Co. Christiania.
- Björnsson, A., Hillebrand, O. y Voelker, H. 1971. First observational results of geomagnetic Pi2 and Pc5 pulsations on a north-south profile through Europe. *Z. Geophys.* **37**, 1031 - 1042.
- Block, L. P. 1972. Acceleration of auroral particles by electric double layers. In *Earth's Magnetospheric* (Ed. B. M. McCormac), p. 258. D. Reidel, Dordrecht.
- Bol'shakova, O. V. y Troitskaya, V. A. 1968. Relation of the interplanetary magnetic field direction to the system of stable oscillations. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR* **180**, 343.
- Bonnevier, B., Bostrom, R. y Rostoker, G. 1970. A three dimensional model current system for polar magnetic substorms. *J. Geophys. Res.*, **75**, 107.
- Born, M. and Wolf, E. 1980. *Principles of Optics*. Pergamon Press, Oxford.
- Bösinger, T., Alanko, K., Kangas J., Opgenoorth, H. y Baumjohann, W. 1981. Correlations between PiB type magnetic micropulsations, auroras and equivalent current structures during two isolated substorms. *J. Atmos. Terr. Phys.* **43**, 933.
- Bossen, M., McPherron, R. L., y Russell, C. T. 1976. A statistical study of Pc1 magnetic pulsations at synchronous orbit. *J. Geophys. Res.* **81**, 6083.
- Bravo, S. y López Cruz-Abeyro, J.A. 1998. IPDP geomagnetic pulsations and their relation to coronal holes and high speed solar wind streams. *Geofísica Internacional*, Vol. **37**, pp. 41 – 47.
- Bravo, S. y López Cruz-Abeyro, J.A. 1995. Preliminary analysis of geomagnetic pulsations observed at Teoloyucan, México. *Geofísica Internacional*, Vol. **34**, pp. 407 – 410.
- Brown, W. L., Cahill, L. J., Davis, L. R., McIlwain, C. E. y Roberts, C. S. (1968). Acceleration of trapped particles during a magnetic substorm on April 18, 1965. *J. Geophys. Res.* **73**, 153.
- Bryant, D. A., Courtier, G. M. y Bennet, G. 1971. Equatorial Modulation of electrons in a pulsating aurora. *J. Atmos. Terr. Phys.* **33**, 859.
- Bryant, D. A. Smith, M. J. y Courtier, G. M. 1975. Distant modulation of electron intensity during the expansive phase of an auroral substorm. *Planet. Space Sci.* **23**, 867.
- Budden, K. G. 1961. *Radio Waves in the Ionosphere*. Cambridge University Press.
- Campbell, W. H. (1967). Geomagnetic pulsations. In *Physics of Geomagnetic Phenomena* (ed. S. Matsushita y W. H. Campbell). p. 821. Academic Press. New York.
- Campbell, W. H. 1970. Rapid auroral luminosity fluctuations and geomagnetic field pulsations. *J. Geophys. Res.* **75**, 6182.
- Chamberlain, W. H. 1963. Plasma instability as a mechanism for auroral bombardment. *J. Geophys. Res.* **68**, 5667.

- Channon, M.J. and Orr, D. 1970. A study of equatorial geomagnetic micropulsations. *Planet. Space Sci.* **18**, 229.
- Chang, R.P. and Lanzerotti, L.J. 1975. On the generation of magnetohydrodynamic waves during the onset of substorms. *Geophys. Res. Lett.*, **2**, 489 – 491.
- Chen, L. y Hasegawa, A. 1974a. A theory of long-period magnetic pulsations, 1, Steady state excitation of field line resonance. *J. Geophys. Res.* **79**, 1024.
- Chen, L. y Hasegawa, A. 1974b. A theory of long period magnetic pulsations. 2, Impulse excitation of surface eigenmode. *J. Geophys. Res.* **79**, 1033.
- Christoffel, D. A. y Linford, J. G. 1966. Diurnal properties of the horizontal geomagnetic micropulsations field in New Zealand. *J. Geophys. Res.* **71**, 891.
- Claurer, C.R., McPherron, R.L. y Searls, C. 1983. Solar wind control of the low – latitude asymmetric magnetic disturbance field. *J. Geophys. Res.*, **88**, 2123.
- Cole, K. D., Morris, R. J., Matveeva, E. T., Troitskaya, V. A. y Pokhotelov, O. A. 1982. The relationship of the boundary layer of the magnetosphere to IPRP events. *Planet. Space Sci.* **30**, 129.
- Coleman, P. J. Jr. Sonett, C.P.; Judge, D. L. y Smith, E. J. (1960). Some preliminary results of the Pioneer 5 magnetometer experiments. *J. Geophys. Res.* **65**, 1856.
- Cornwall, J. M., Coroniti, F. V. y Thorne; R. M. 1970. Turbulent loss of ring current protons. *J. Geophys. Res.* **75**, 4699.
- Coroniti, F. V. y Kennel, C.F. 1970. Auroral micropulsation instability. *J. Geophys. Res.* **75**, p. 1863.
- Cowley, S. W. H. 1982. The causes of convections in the Earth's magnetosphere: A review of developments during the IMS. *Rev. Geophys.* **20**, 531.
- Cowley, S. W. H. 1984. Solar wind control of magnetospheric convection. In *Achievements of the IMS*, P. 483. ESA publication Sp-217
- Criswell, D. R. 1969. Pc1 micropulsation activity and magnetospheric amplification of 0.2- Hz to 5.0.-Hz hydromagnetic waves. *J. Geophys. Res.* **74**, 205.
- Cummings, W.D., Barfield, J.N. and Coleman, P.J. Jr. 1968. Magnetospheric substorms observed at the synchronous orbit. *J. Geophys. Res.*, **73**, 6687 – 6698.
- Cummings, W. D., O'Sullivan, R. J. y Coleman, P. J. Jr (1969). Standing Alfvén waves in the magnetosphere. *J. Geophys. Res.* **74**, 778.
- Cuperman, S. 1981. Electromagnetic Kinetic instabilities in multicomponent space plasmas: Theoretical predictions and computer simulation experiments. *Rev. Geophys. Space Phys.* **19**, 307.
- Dessler, A. J. 1958. Large amplitude hydromagnetic waves above the ionosphere. *J. Geophys. Res.* **63**, 507.
- Dowden, R. L.. 1966. Micropulsation nose whistlers'. A Helium explanation. *Planet. Space Sci.* **14**, 1273.
- Dungey, J. M. 1954. Electrodynamics of the outer atmosphere. *Penn. State Ionos. Res. Lab. Sci. Rep.* **69**.
- Dungey, J. W. 1961. Interplanetary magnetic field and the auroral zone. *Phys. Rev. Lett.* **6**, 47.
- Dungey, J. W. 1967. Hydromagnetic waves. In *Physics of Geomagnetic Phenomena* (ed. S. Matsushita y W. H. Campbell), p. 913. Academic Press. New York.
- Dungey, J. W. y Southwood, D. J. 1970. Ultra low frequency waves in the magnetosphere. *space Sci. Rev.* **10**, 672.
- Eastman, T. E. 1984. Observations of the magnetospheric boundary layers. In *Achievements of the IMS*, p. 77. ESA publication SP-217.
- Eastman, T. E., Hones, E. W., Jr. 1979. Characteristics of the low latitude boundary layers and magnetopause layer at high time resolution. *J. Geophys. Res.* **84**, 2019.
- Eastman, T. E., Hones, E. W. Jr., Bame, S. J. y Asbridge, J. R. 1976. The magnetospheric boundary layer: Site of plasma momentum and energy transfer from the magnetosheath into the magnetosphere. *Geophys. Res. Lett.* **3**, 685.
- Egeland, A., Holter, O. Y Omholt, A. 1973. *Cosmical Geophysics*. Universitetsforlaget, Oslo – Bergen – Tromsø.
- Ellis, G. R. A. 1960. Geomagnetic micropulsations. *Aust. J. hys.* **13**, 625.

- Ellis, P. y Southwood. D. J. 1983. Reflection of Alfvén waves by non-uniform ionospheres. *Planet. Space Sci.* 31, 107.
- Elphic, R. C. y Russell, C. T. 1979. ISEE-1 and 2 magnetometer observations of the magnetopause. In *Magnetospheric Boundary Layers*, p. 43. ESA publicatin SP-148.
- Engebretson, M. J., Cahill, L. J. Jr. Arnoldy, R. L., Mende, S. B. y Rosenberge. T. J. 1983. Correlated irregular magnetic pulsations and optical emissions observed at Siple Station, Antarctica. *J. Geophys. Res.* 88, 4841.
- Engebretson, M. J., Meng, C.I., Arnoldy, R. I. y Cahill, L. J. Jr. 1986a. Pc3 pulsations observed near the South Polar Cusp. *J. Geophys. Res.* 91, 8909.
- Engebretson, M. J., Cahill, L. J. Jr. Winningham, J. D., Rosenberg, T. J., Arnoldy, R. L., Maynard, N. C., Sugiura, M. y Doolittle, J. H. 1986b. Relations between morning sector Pi1 pulsation activity and particle and field characteristics observed by the DE2 satellite. *J. Geophys. Res.* 91, 1535.
- Fairfield, D. H. 1969. Bow shock associated waves observed in the far upstream interplanetary medium. *J. Geophys. Res.* 74, 3541.
- Field, E. C. y Greifinger, C. 1965. Transmission of geomagnetic micropulsations through the ionosphere and lower exosphere. *J. Geophys. Res.* 70, 4885.
- Fowler, R.A., Kotick, B.J. and Elliot, R.D. 1967. Polarization Analisis of Natural and Artificially Induced Geomagnetic Micropulsations. *J. Geophys. Res.*, 72, No. 11, pp. 2871 – 2883.
- Frank, L. A. 1967. On the extraterrestrial ring current during geomagnetic storms. *J. Geophys. Res.* 72, 3753.
- Fraser, B. J. 1972. Propagation of Pc1 micropulsations in a proton-helium magnetosphere. *Planet. Space Sci.* 20, 1883.
- Fraser, B. J. 1982. Pc1-2 observations of heavy oin effects by synchronous satllite ATS-6. *Planet. Space Sci.* 30, 1229.
- Fraser, B. J. 1985. Observations of ion cyclotron waves near synchronus orbit and on the ground. *Space Sci. Rev.* 42, 357.
- Fraser, B. J. y McPherron. R. L. 1982, Pc1-2 magnetic pulsations spectra and heavy ion effects at synchronous orbit: ATS 6 results. *J. Geophys. Res.* 87, 4560.
- Fraser, B. J. y Wawrzyniak., S. 1978. Source movements associated with IPDP pulsations. *J. Atmos. Terr. Phys.* 40, 1281.
- Fraser, B. J.; Kemp, W. J. y Webster. D. J. 1984. Pc1 pulsation source regions and their relationship to the plasmopause. In *Achievements of the IMS*, p. 609. Esa PUBLICATION sp-217.
- Fried, B. D. y Conte, S. D. 1961. *The Plasma Dispersion Function*. Academic Press. New York.
- Fukao, K., Yumoto, K., Shiokawa, K., Tanaka, Y. and 210 MM Magnetic Observation Group, 1993. Seasonal variation of low – latitude Pi2's observed at the 210° MM chain stations, 94th SGEPS Fall Meeting Abstracts, A31 – P2 – 49.
- Fukunishi, H. 1969. Occurrence of sweepers in the evening sector following the onset of magnetosphere substorms. *Rep. Ionos. Space Res.* 23, 21.
- Fukunishi, H. 1975. Polarization changes of geomagnetic Pi2 pulsations associated with the plasmopause. *J. Geophys. Res.* 80, 98 - 110.
- Fukunishi, H. y Lanzerotti, L. J. 1974. ULF pulsation evidence of the plasmopause. 2. Polarization studies of Pc3 and Pc4 pulsations near L = 4 and at a latitude network in the conjugate region. *J. Geophys. Res.* 79, 4632.
- Fukunishi, H. y Toya, T. 1981. Morning IPDP events observed at high latitudes. *J. Geophys. Res.* 86, 5701.
- Fukunishe, H., Toya., T., Koike, K., Kuwashima, M. y Kawamura, M. 1981. Classifications of hydromagnetic emissions based on frequency-time spectra. *J. Geophys. Res.* 86, 9029.
- Garland. G. 1960. *Earth Currents*. In *Methods and Techniques in Geophysics* (ed. S. K. Runcorn), Wiley (Interscience), New York.
- Gary, S. P. 1981. Microinstabilities upstream of the Earth's bow shock: A Brief review. *J. Geophys. Res.* 86, 4331.
- Gelpi, C., Hughes, W. J., Singer. H. J. y Lester. M. 1985. Mid latitude Pi2 polarization pattern y synchronous orbit magnetic activity. *J. Geophys. Res.* 90, 6451.
- Gendrin, R. 1967. Progrès récents dans l'étude des ondes T:B:F: et EBF. *Spâce Sci. Rev.* 7, 314.

- Gendin, R. 1983. Effects of heavy ions on microscopy plasma physics in the magnetosphere. In High - Latitude Space Plasma Physics (ed. B. Hultqvist and T. Hagfors), p. 415, Plenum, New York.
- Gendrin, R., Lacourly, S., Roux, A., Solomon, J., Feygin, F. Z., Gokhberg, M. V., Troitskaya, V. A. and Yakimenko, V. L. 1971. Wave packet propagation in an amplifying medium and its application to the dispersion characteristics and to the dispersion characteristics and to the generation mechanism of Pc1 events. *Planet. Space Sci.* 19 165.
- Glassmeier, K. - H. 1980. Magnetometer array observations of a giant pulsation event. *J. Geophys.* 48, 127.
- Glassmeier, K. - H. 1984. On the influence of ionospheres with non - uniform conductivity distribution on hydromagnetic waves. *J. Geophys. Res.* 54, 125.
- Glassmeier, K. - H. 1988. Reconstruction of the ionospheric influence on the ground - based observations of a short - duration ULF pulsation event, *Planet. Space Sci.* 36, 801 - 817.
- Glassmeier, K. - H., Baumjohann, W., Korth, A. and Gough, P. 1988. High - latitude Pi2 pulsations, ELF intensity, and particle flux variations, A case study, *Ann. Geophys.* 6, 287 - 296.
- Goertz, C. K. y Boswell, R. W. 1979. Magnetosphere - ionosphere coupling. *J. Geophys. Res.* 84, 7239.
- Goertz, C. K., Nielsen, E., Korth, A., Glassmeier, K. - H., Haldoupis, C., Hoeg, P. y Hayward, D. 1985. Observations of a possible ground signature of a flux transfer event. *J. Geophys. Res.* 90, 069.
- Gomberoff, L. y Cuperman, S. 1982. Combined effect of cold H^+ y He^+ ions on the proton cyclotron electromagnetic instability. *J. Geophys. Res.* 87, 95.
- Gosling, J. T., Asbridge, J. R., Bame, S. J., Paschmann, G. y Scopke, N. 1978. Observations of two distinct populations of bow shock ions. *Geophys. Res. Lett.* 5, 957.
- Gough, H. and Orr, D. 1984. The effect of damping on geomagnetic pulsations amplitude and phase at ground observatories, *Planet. Space Sci.*, 32, 619.
- Green, C. A. 1976. The longitudinal phase variation of mid - latitude Pc3 - 4 micropulsations. *Planet. Space. Sci.* 24, 79.
- Green, C. A. 1978. Meridional characteristics of a Pc4 micropulsation event in the plasmasphere. *Planet. Space Sci.* 26, 955.
- Green, C. A. 1979. Observations of Pg pulsations in the northern auroral zone and at lower altitude conjugate regions. *Planet. Space Sci.* 27, 63.
- Greenstadt, E. W. y Olson, J. V. 1976. Pc3, 4 activity and interplanetary field orientation. *J. Geophys. Res.* 81, 5911.
- Greenstadt, E. W. y Olson, J. V. 1977. A contribution to ULF activity in the Pc3, 4 range correlated with IMF radial orientation. *J. Geophys. Res.* 82, 4991.
- Greenstadt, E. W., Green, I. M., Inoye, G. T., Hundhausen, A. J., Bame, S. J. y Strong, I. B. 1968, Correlated magnetic field and plasma observations of the Earth's bow shock. *J. Geophys. Res.* 73, 51.
- Greenstadt, E. W., Olson, J. V., Loewen, P. D., Singer, H. J. y Russell, C. T. 1979. Correlation of Pc3, 4, and 5 activity with solar wind speed. *J. Geophys. Res.* 84, 6694.
- Greenwald, R. A. y Walker, A. D. M. 1980. Energetics of long period resonant hydromagnetic waves. *Geophys. Res. Lett.* 77, 745.
- Greenwald, R. A., Weis, W., Nielsen, E. and Thomson, N. R. 1978. STARE: A new radar aurora backscatter experiment in northern Scandinavia. *Radio Sci.* 13, 1021.
- Greifinger, C. y Greifinger, P. 1965. Transmission of micropulsations through the lower ionosphere. *J. Geophys. Res.* 0, 2217.
- Greifinger, C. y Greifinger, P. 1968. Theory of hydromagnetic propagation in the ionosphere waveguide. *J. Geophys. Res.* 73, 7473.
- Gulelmi A. V., Plyasova - Bakunina, T. A. y Shchepetnov, R. V. 1973. Relation between the period of geomagnetic pulsations Pc3, 4 and the parameters of the interplanetary medium at the Earth's orbit. *Geomagn. Aeron.* 13, 331.
- Gussenhoven, M.S., Hardy, D.A. and Burke, W.J. 1981. DMSP/F2 electron observations of equatorward auroral boundaries and their relationship to magnetospheric electric fields. *J. Geophys. Res.*, 86, 768 - 778.
- Gustafsson, G., Baumjohann, W. y Iverson, I. 1981. Multimethod observations and modelling of the 3 - D currents associated with a very strong Ps6 event. *J. Geophys. Res.* 49, 138.

- Haerendel, G., Paschmann, G., Scopke, N., Rosenbauer, H. y Hedgecock, P.C. 1978. The frontside boundary layer of the magnetosphere and the problem of reconnection. *J. Geophys. Res.* **83**, 3195.
- Hamlin, D. A., Karplus, R., Vik, R. C. y Waltson, K. M. (1961). Mirror and azimuthal drift frequencies for geomagnetically trapped particles. *J. Geophys. Res.* **66**, 1.
- Hamilton, R.A. 1982. The morphology of magnetic pulsations at Halley Bay, 1974 – 76 Br. Antarct. Surv. Bull. **55**, 51.
- Hasegawa, A. 1969. Drift - mirror instability in the magnetosphere. *Phys. Fluids* **12**, 2642.
- Hasegawa, A. 1971. Drift - wave instability at the plasmapause. *J. Geophys. Res.* **76**, 5361.
- Hasegawa, A. and Chen, L. 1974. Theory of magnetic pulsations. *Space Sci. Rev.*, **16**, 347 – 359.
- Hasegawa, A. 1975. *Plasma Instabilities and Nonlinear Effects*. Springer Verlag, Berlin.
- Hasegawa, A. y Chen, L. 1976. Kinetic processes in plasma heating by resonant mode conversion of Alfvén wave. *Phys. Fluids* **19**, 1924.
- Heacock, R. R. 1967. Two subtypes of type Pi micropulsations *J. Geophys. Res.* **72**, 3905.
- Heacock, R. R. 1971. The relation of the Pc1 micropulsations source region to the plasmasphere. *J. Geophys. Res.* **76**, 100.
- Higbie, P. R., Baker, D. N., Zwickl, R. D., Belian, R. D., Asbridge, J. R., Fennell, J. F., Wilken, B. y Arthur, C. W. 1982. The global Pc5 event of November, 14 - 15, 199. *J. Geophys. Res.* **87**, 2337.
- Hones, E. W. Jr., Paschmann, G., Bame, S. J., Asbridge, J. R., Scopke, N. y Schindler, K. 1978. Vortices in magnetospheric plasma flow. *Geophys. Res. Lett.* **5**, 1059.
- Hoppe, M. M., Russell, C. T., Frank, L. A., Eastman, T. E. y Greenstadt, E. W. 1981. Upstream hydromagnetic waves and their association with backstreaming ion populations: ISEE 1 and 2 observations. *J. Geophys. Res.* **86**, 4471.
- Hughes, W. J. y Grard, R. J. L. 1984. A second harmonic geomagnetic field line resonance at the inner edge of the plasma sheet: GEOS 1, ISEE 1, and ISEE 2 observations. *J. Geophys. Res.* **89**, 2755 – 2764.
- Hughes, W. J. y Southwood, D. J. 1976. The screening of micropulsation signals by the atmosphere and ionosphere. *J. geophys. Res.* **81**, 3234.
- Hughes, W. J., McPherron, R. L. y Barfield, J. N. 1978. Geomagnetic pulsations observed simultaneously on three geostationary satellites. *J. Geophys. Res.* **83**, 1109.
- Hultqvist, B. 1966. Plasma waves in the frequency range 0.0001 - 10 cps in the Earth's magnetosphere and ionosphere. *Space Sci. Rev.* **5**, 599.
- Ichimaru, S. 1973. *Basic Principles of Plasma Physics, a Statistical Approach*. W. A. Benjamin, Reading.
- Inhester, B. 1987. Numerical modeling of hydromagnetic wave coupling in the magnetosphere, *J. geophys. Res.*, **92**, 4751 – 4756.
- Inoue, Y. 1973. Wave polarizations of geomagnetic pulsations observed in high latitudes on the Earth's surface. *J. Geophys. Res.* **78**, 2959.
- Itonoga, M., 1993. Data smoothing using a piecewise cubic polynomial, *Nippon Ouyou Suuri Gakkai – Ronbunshi (J. Appl. Math. Phys.)*, **3**, 59 – 71.
- Jacobs, J. A. 1970. *Geomagnetic Micropulsations*. Spinger - verlag, New York.
- Jacobs, J. A. y Sinno, K. 1960. World - wide characteristics of geomagnetic micropulsations. *geophys. J. R. Astron. Soc.* **3**, 333 - 352.
- Jacobs, J. A. y Watanabe, T. 1964. Micropulsations whistlers. *J. Atmos. Terr. Phys.* **26**, 825.
- Jacobs, J. A. y Watanabe, T. 1967. Theoretical notes on whistlers and periodic emissions in the hydromagnetic regime. *Planet. Space Sci.* **15**, 799.
- Jacobs, J. A. Kato, Y., Matsushita, S. y Troitskaya, V. A. 1964. Classification of geomagnetic micropulsations. *J. Geophys. Res.* **69**, 180.
- Jenkins, G.M. and Watts, D.G. 1968. *Spectral Analysis and its applications*. Holden - Day, San Francisco.
- Johnstone, A. D. 1978. Pulsating aurora. *Nature* **274**, 119.
- Judge, D. L. y Coleman, P. J. Jr. (1962). Observations of low frequency hydromagnetic waves in the distant geomagnetic field: Explorer 6. *J. Geophys. Res.* **67**, 5071.
- Junginger, H., Geiger, G., Haerendel, G., Melzner, F., Amata, E. y Higel, B. 1984. A statistical study of dayside magnetospheric electric field fluctuations with periods between 150 and 600 s. *J. Geophys. Res.* **89**, 5495.

- Kan, J. R., Longenecker, D. U. y Olson, J. V. 1982. A transient response model of Pi2 pulsations. *J. Geophys. Res.* **87**, 7483.
- Kaneda, E., Kokubun, S., Oguti, T. y Nagata, T. 1964. Auroral radar echoes associated with Pc5. *Rep. Ionos. Space Res. Jpn.* **18**, 165.
- Kangas, J., Pikkariainen, T., Golikov, Yu., Baransky, L., Troitskaya, V. A. y Sterlikova, V. 1979. Bursts of irregular magnetic pulsations during the substorm. *J. Geophys.* **46**, 237.
- Kato, Y. y Utsumi, T. 1964. Polarization of long period geomagnetic pulsations, Pc5. *Rep. Ionos. Space Res. Jpn.* **18**, 214.
- Kato, Y. y Watanabe, T. 1954. A possible explanation of the cause of giant pulsations. *Sci. Rep. Tohoku Univ., Ser. 5, geophys.* , 96.
- Kato, Y. y Watanabe, T. 1957. A survey of observational knowledge of the geomagnetic pulsation. *Sci. Rep. Tohoku Univ., Ser. 5, Geophys.* **8**, 157.
- Kaufmann, R. L. y Walker, D. N. 1974. Hydromagnetic waves excited during an ssc. *J. Geophys. Res.* **79**, 5187.
- Kawasaki, K. y Rostoker, G. 1979. Perturbation magnetic fields and current systems associated with eastward drifting auroral structures. *J. Geophys. Res.* **84**, 1464.
- Kennel, C. F. y Petschek, H. E. 1966. Limit on stably trapped particles fluxes. *J. Geophys. Res.* **71**, 1.
- Kenney, J. F. y Knafllich, H. B. 1967. A systematic study of structured micropulsations. *J. Geophys. Res.* **72**, 2857.
- Kid, S.R. y Rostoker, G., 1991. Distribution of auroral surges in the evening sector. *J. Geophys. Res.*, **96**, 5697.
- Kimura, I. y Matsumoto, H. 1968. Hydromagnetic wave instabilities in a nonneutral plasma - beam system. *Radio Sci.* **3**, 333.
- Kisabeth, J.L. y Rostoker, G. 1974. The expansive phase of polar magnetic substorms 1. Development of the auroral electrojets and the auroral arcs configurations during a substorm. *J. Geophys. Res.*, **79**, 972.
- Kiselev, B. y Raspopov, O. M. 1976. Excitation of Pi3 type pulsations during substorm. In *Proc. IAGA meeting on Unmanned Observatories in Antarctica* (Ed. T. Nagata), p. 88.
- Kitamura, T.I., Saka, O., Shimoizumi, M. Tachihara, H., Oguti, T., Araki, T., Sato, S., Ishitsuka, M., Veliz, O. and Nyobe, J.B. 1988. Global mode of Pi2 waves in the equatorial region - difference of Pi2 mode between high and equatorial latitudes. *J. Geomagn. Geoelect.* **40**, 621.
- Kivelson, M. G. y Southwood, D. J. 1975. Approximations for the study of drift boundaries in the magnetosphere. *J. Geophys. res.* **80**, 3528.
- Kivelson, M. G. y Southwood, D. J. 1983. Charged particle behavior in low frequency geomagnetic pulsations, 3, Spin phase dependence. *J. Geophys. res.* **1**, 174.
- Kivelson, M.G., Etcheto, J. and Trotignon, J.G. 1984. Global compressional oscillations of the terrestrial magnetosphere: the evidence and a model. *J. Geophys. Res.* **89**, 9851.
- Kivelson, M. G. y Southwood, D. J. 1985a. Charged particle behaviour in low frequencies geomagnetic pulsations, 4, compressional waves. *J. Geophys. Res.* **90**, 1486.
- Kivelson, M. G. y Southwood, D. J. 1985b. Resonant ULF waves: A new interpretation. *Geophys. Res. Lett.* **12**, 49 - 52.
- Kivelson, M. G. y Southwood, D. J. 1986. Coupling of global magnetospheric MHD eigenmodes to field line resonances. *J. Geophys. Res.* **91**, 4345.
- Kokubun, S. 1970. Fine structure of ULF emissions in the frequency range of 0.1 - 2 Hz. *rep. Ionos. Space Res. Jpn.* **24**, 24.
- Kokubun, S. y Oguti, T. 1968. Hydromagnetic emissions associated with storm sudden commencements. *Rep. Ionos. Space. Res. Jpn.* **22**, 45.
- Kokubun, S., McPherron, R. L. y Russell, C.T. 1976. Ogo 5 observations of Pc5 waves: Ground - magnetosphere correlations. *J. Geophys. Res.* **81**, 5141.
- Kozyra, J. U., Cravens, T. E., Nagy, A. F., Fonthelm, E. G. y Ong, R. S. B. 1984. Effects of energetic heavy ions on electromagnetic ion cyclotron wave generation in the plasmopause region. *J. Geophys. Res.* **89**, 2217.
- Krall, N. A. 1968. Drift waves. In *Advances in Plasma Physics*, Vol. 1 (ed. A. Simon and W. B. Thompson), p. 153. Academic Press. New York.

- Kremer, G., Korth, A., Fejer, J. A., Wilken B., Gurevich, A. V. y Amata, E. 1981. Observations of quasi-periodic flux variations of energetic ions and electrons associated with Pc5 geomagnetic pulsations. *J. Geophys. Res.* **86**, 3345.
- Kuwashima, M. 1978. Wave characteristics of magnetic Pi2 pulsations in the auroral region - spectral and polarization studies. *Mem. Nat. Inst. Polar Res., Ser. A* **15**, 1 - 79.
- Kuwashima, M. and Saito, T. 1981. Spectral characteristics of magnetic Pi2 pulsations in the auroral region and lower latitudes, *J. Geophys. Res.*, **86**, 4686 - 4696.
- Langel, R.A., 1987. Main Field, Chapter four in *Geomagnetism*, ed. J.A. Jacobs, Academic Press, London.
- Lanzerotti, L. J. y Fukunishi, H. 1974. Modes of magnetohydrodynamics waves in the magnetosphere. *Rev. Geophys. Space. Phys.* **12**, 724.
- Lanzerotti, L. J. y Fukunishi, H. y Chen, L. 1974. ULF pulsation evidence of the plasmopause, 3, interpretation of polarization and spectral amplitude studies of Pc3 and Pc4 pulsations near L = 4. *J. Geophys. Res.* **79**, 4648.
- Lanzerotti, L. J., Hasegawa, A. y McLennan, C. G. (1969). Drift mirror instability in the magnetosphere, particle and field oscillation and electron heating. *J. Geophys. Res.* **74**, 5565.
- Lanzerotti, L. J., Hasegawa, A. y Tartaglia, N. A. 1972. Morphology and interpretation of magnetospheric plasma waves at conjugate points during December solstice. *J. Geophys. Res.* **77**, 6731.
- Lanzerotti, L.J. and Fukunishi, H. 1974. Modes of magnetohydrodynamic waves in the magnetosphere, *Rev. Geophys.*, **12**, 724 - 729.
- Lanzerotti, L. J., McLennan, C. G. y Fukunishi, H. 1976. Relationship of the characteristics of magnetohydrodynamic waves to plasma gradients near L = 4. *J. Atmos. Terr. Phys.* **38**, 1093.
- Lanzerotti, L. J., Lee, L. C., McLennan, C. G., Wolfe, A. y Medford, L. V. 1986. Possible evidence of flux transfer events in the polar ionosphere. *Geophys. Res. Lett.* **11**, 1089.
- Lee, L. C. 1986. Magnetic flux transfer at the Earth's magnetosphere. In *Solar Wind - Magnetosphere Coupling* (ed. Y. Kamide and J. A. Slavin), Terra Publ. Co.
- Lee, L. C. y Fu, K. K. 1985. A theory of magnetic flux transfer at the Earth's magnetopause, *Geophys. Res. Lett.* **12**, 105.
- Lee, D. H. and Lysak, R.L. 1991. Impulsive excitation of ULF waves in the three - dimensional dipole model: the initial results, *J. Geophys. Res.*, **96**, 3479 - 3486.
- Lester, M., Hughes, W. J. y Singer, H. J. 1983. Polarization patterns of Pi2 magnetic pulsations and the substorm current wedge. *J. Geophys. Res.* **88**, 7958 - 7966.
- Lester, M. and Orr, D. 1981. The spatio - temporal characteristics of Pi2's, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **43**, 947.
- Lester, M. and Orr, D. 1983. Correlation between ground observations of Pi2 geomagnetic pulsations and satellite plasma density observations, *Planet. Space Sci.*, **31**, 143 - 160.
- Lester, M., Hughes, W. J. y Singer, H. J. 1984. Longitudinal structure in Pi2 pulsations and the substorm current wedge. *J. Geophys. Res.*, **89**, 5489 - 5494.
- Levy, R. H., Petschek, H. E. y Siscoe, G. L. 1964. Aerodynamic aspects of the magnetospheric flow. *AIAA J.* **2**, 2065.
- Lin, C.C. and Cahill, L.J. 1975. Pi2 pulsations in the magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, **23**, 693 - 711.
- Lin, C. S. y Parks, G. K. 1978. The coupling of Alfvén and compressional waves. *J. Geophys. Res.* **83**, 2628.
- Lin, C.A., Lee, L.C. and Sun, Y.J. 1991. Observations of Pi2 pulsations at very low latitude (L=1.06) station and the magnetospheric cavity resonances, *J. Geophys., Res.*, **96**, 21,105 - 21,114.
- Lui, A.T.Y., Lopez, R.E., Anderson, B.J., Takahashi, K., Zanetti, L.J., McEntire, R.W., Potemra, T.A., Klumpp, D.M., Greene, E.M. y Strangeway, R. 1991b. Current disruptions in the near - Earth neutral sheet region, *J. Geophys. Res.*, **97**, 1461.
- López Cruz-Abeyro J.A. 1982. Characteristics of Irregular Pulsations of Diminishing Periods (IPDP) at College, Alaska. Master of Science Thesis, University of Alaska, Fairbanks, Alaska.
- López Cruz-Abeyro J.A. 1996a. Instalación del observatorio de Pulsaciones Geomagnéticas en Teoloyucan, México (L=1.2). Reporte Interno No.13 Instituto de Geofísica UNAM.

- López Cruz-Abeyro J.A., 1996b; Instalación de un sistema de adquisición de datos digital en el Observatorio de Pulsaciones Geomagnéticas en Teoloyucan. Reportes Internos del Instituto de Geofísica, 96-15.
- López Cruz-Abeyro J.A., 1996c; Instalación de un programa en C para la adquisición de datos con registro continuo en el Observatorio de micropulsaciones Geomagnéticas. Reportes Internos del Instituto de Geofísica, 96-16.
- López Cruz-Abeyro J.A., 1996d; Instalación de una base de tiempo de precisión en el Observatorio de Micropulsaciones Geomagnéticas en Teoloyucan. Reportes Internos del Instituto de Geofísica, 96-14.
- Lysak, R. L. y Carlson, C. W. 1981. The effect of microscopic turbulence on magnetosphere - ionosphere coupling. *Geophys. Res. Lett.* 8, 269.
- Lysak, R. L. y Dum, C. T. 1983. Dynamics of magnetosphere - ionosphere coupling including turbulent transport. *J. Geophys. Res.* 88, 365.
- Mallinckrodt, A. J. y Carlson, C. W. 1978. Relations between transverse electric field and field aligned currents. *J. Geophys. Res.* 83, 1426.
- Maltseva, Yu. P., Leontyev, S. V. y Lyatsky, W. B. 1974. Pi2 pulsations as a result of evolution of an Alfvén impulse originating in the ionosphere during a brightening of aurora. *Planet. Space Sci.* 22, 1519 - 1533.
- Maltseva, N., Troitskaya, V., Gerazimovitch, E. Baransky, L., Asheim, S., Holtet, J., Aasen, K., Egeland, A. y Kangas, J. 1981. On temporal and spatial development of IPDP source region. *J. Atmos. Terr. Phys.* 43, 1175.
- Maltseva, N., Kangas, J., Pikkarainen, T. Y Olson, V. 1988. Solar cycles effects in intervals of pulsations of diminishing periods pulsation activity. *J. Geophys. Res.*, 93, 5937 - 5941.
- Manchester, R. N. 1966. Propagation of Pc1 micropulsations from high to low latitudes. *J. Geophys. Res.* 71, 3749.
- Matveyeva, E. T., Troitskaya, V. A. y Feygin, F. Z. 1976. Intervals of pulsations with rising periods (IPRP) in polar caps. *Planet. Space Sci.* 24, 673.
- Matveyeva, E. T., Troitskaya, V. A. y Feygin, F. Z. 1978. Isolated bursts of type Pc1b geomagnetic pulsations at high latitudes. *Geomagn. Aeron.* 18, 75.
- Mauk, B. H. 1983. Frequency gap formation in electromagnetic cyclotron wave distributions. *Geophys. Res. Lett.* 10, 635.
- Mauk, B. H. y McPherron, R. L. 1980. An experimental test of the electromagnetic ion cyclotron instability within the Earth's magnetosphere. *Phys. Fluids*, 23, 2111.
- Mckenzie, J. F. 1970. Hydromagnetic wave interaction with the magnetopause and the bow shock. *Planet. Space Sci.* 18, 1.
- McPherron, R.L. 1970. Growth phase of magnetospheric substorms. *J. Geophys. Res.*, 75, 5592.
- McPherron, R. L. 1981. Substorm associated micropulsations at synchronous orbit. In *ULF Pulsations in the Magnetosphere* (ed. D. J. Southwood), p. 75. D. Reidel, Dordrecht.
- McPherron, R. L., Russell, C. T. y Aubry, M. P. 1973. Satellite studies of magnetospheric substorms. *J. Geophys. Res.* 78, 3131 - 3149.
- Melzner, F., Metzner, G. y Antrack, D. 1978. The GEOS electron beam experiment S-329. *Space Sci. Instrum.* 4, 45.
- Mier-Jedrzejowicz, W. A. C. y Southwood, D. J. 1979. The East-West structure of pulsation activity in the 8 - 20 mHz band. *Planet. Space Sci.* 27, 617.
- Mier-Jedrzejowicz, W. A. C. y Southwood, D. J. 1981. Comparison of Pc3 and Pc4 pulsation characteristics on an East-West mid-latitude chain of magnetometers. *J. Atmos. terr. Phys.* 43, 911.
- Mikhailovskii, A. B. 1967. Oscillations of inhomogeneous plasma. In *Review of Plasma Physics* (ed. M. A. Leontovich), p. 159. Consultant Bureau, New York.
- Mikhailovskii, A. B. 1983. Instabilities in inhomogeneous plasma. In *Handbook of Plasma Physics, Vol. 1.* (ed. M. N. Rosenbluth y R. Z. Sagdeev), p. 587. North-Holland, Amsterdam.
- Miura, A. 1984. Anomalous transport by magnetohydrodynamics Kelvin-Helmholtz instabilities in the solar wind-magnetosphere interaction. *J. Geophys. Res.* 89, 801.
- Montgomery, D. y Tidman, D. 1964. *Plasma Kinetic Theory.* McGraw Hill, New York.
- Morris, R. J. y Cole, K. D. 1985. Pc1-2 discrete regular daytime pulsation bursts at high latitudes. *Planet. Space Sci.* 33, 53.

- Morris, R. J., Cole, K. D., Matveyeva, E. T. y Troitskaya, V. A. 1982. Hydromagnetic "whistlers" at the dayside cusps: IPRP events. *Planet. Space Sci.* 30, 113.
- Mozer, F. S. 1973. Analysis of techniques for measuring electric fields in the magnetosphere. *Space Sci. res.* 14, 272.
- Nagai, T. 1982. Observed magnetic substorm signsturees at synchronous altitude, *J. Geophys. Res.*, 87, 4405 – 4417.
- Nagata, T., Kokubun, S. y Iijima, T. 1963. Geomagnetically conjugate relationships of giant pulsations at Syowa Base, Antarctica and Reykjavik, Iceland. *J. Gephys. Res.* 68, 4621.
- Nielsen, E. y Sofko, G. 1982. Ps6 spatial and temporal structure from STARE and riometer observations. *J. Geophys. Res.* 87, 8157.
- Nielsen, E., Guttler, W., Thomas, E.C., Stewart, C.P., Jones, T.B. and Hedburg, A. 1983. SABRE – a new radar auroral backscatter experiment, *Nature*, 204, 712 – 714.
- Nishida, A. 1964. Ionospheric screening effect and storm sudden commencement. *J. Geophys. Res.* 69, 1861.
- Nishida, A. 1968. *Geomagnetic Diagnostic of the Magnetosphere*. Springer-Verlag, New York.
- Nishida, A. 1978. *Geomagnetic Diagnosis of the Magnetosphere*, pp. 256, Springer, Ney York.
- Nishida, A. 1979. Possible origin of transient dusk-to-dawn electric field in the nightside magnetosphere. *J. geophys. Res.* 84, 3409 - 3412.
- Nishida, A. y Cahill, L. J. Jr. (1964). Sudden impulses in the magnetosphere observed by explorer 12. *J. Geophys. Res.* 69, 2243.
- Nishida, A., 1982. *Magnetospheric Plasma Physics*, Center for academic Publications, D. Reidel Publishing Company.
- Nopper, R. W., Jr., Hughes, W. J., MacLennan, C. G. y McPherron, R. L. 1982. Impulse-excited pulsations during the July 29, 1977, event. *J. Geophys. Res.* 87, 5911.
- Obayashi, T. 1965. Hydromagnetic whistlers. *J. Geophys. Res.* 70, 1069.
- Obayashi, T. y Jacobs, J. A. 1958. Geomagnetic pulsations and the Earth's outer atmosphere. *Geophys. J.* 1, 53.
- Obertz, P. y Raspopov, O. M. 1968. Study of the spatial characteristics of type Pc5 geomagnetic pulsations. *Geomagn. Aeron.* 8, 424.
- Ogilvie, K. . y Burlaga, L. F. 1974. A discussion of interplanetary postshock flows with two examples. *J. geophys. res.* 79, 2324.
- Oguti, T. 1963. Inter-relations among the upper atmosphere disturbance phenomena in the auroral zone. *JARE Sci. Rep. Ser. A. Aeronomy* 1, 1.
- Oguti, T. y Hayashi, K. 1984. Multiple correlation between auroral and magnetic pulsations 2. Determination of electric currents and electric fields around a pulsating auroral patch. *J. Geophys. Res.* 89, 7467.
- Oguti, T., Meek, J. H. y Hayashi, K. 1984. Multiple corelation between auroral and magnetic pulsations. *J. Geophys. Res.* 89, 2295.
- Ol', A. I. 1963. Long-period gigantic geomagnetic field pulsations. *Geomagn. Aeron.* 3, 90.
- Olson, J.V. and Domke, R. 1984. Instrument to measure the polarization state of waves. *Rev. Sci. Instrum.*, 56 (2), pp. 278 – 282.
- Olson, J. V. y Rostoker, G. 1975. Pi2 pulsations and the auroral electrojet. *Planet. Space Sci.* 23, 1129 – 1139.
- Olson, J.V. and Rostoker, G. 1977. Latitudinal variation of the spectral componentes of auroral zone Pi2, *Planet. Space Sci.*, 25, 663 – 671.
- Olson, J. V. y Rostoker, G. 1978. Longitudinal phase variations of Pc4 -5 micropulsations. *J. Geophys. Res.* 83, 2481.
- Ong, R. S. B. y Roderick N. 1972. On the Kelvin-Helmholtz instability of the Earth's magnetopause. *Planet. Space Sci.* 20, 1.
- Opgenoorth, H. J., Oksman, J., Kaila, K. U., Nielsen, E. y Baumjohann, W. 1983. Characteristics of eastward drifting omega bands in the morning sector of the auroral oval. *J. Geophys. Res.* 88, 9171.
- Oracvsky, V. N. 1983. Kinetic theory of waves. In *Handbook of Plasma Physics* (ed. by M. Rosenbluth and R. Z. Sagdeev), Vol. 1. North-Holland, Amsterdam.
- Orr, D. 1973. Magnetic pulsations within the magnetosphere: A review. *J. Atmos. Terr. Phys.* 35, 1.

- Orr, D. 1975. Probing the plasmopause by geomagnetic pulsations, *Ann. Geophys.*, **31**, 77 – 92.
- Orr, D. and Webb, D.C. 1975. Statistical studies of geomagnetic pulsations with periods between 10 and 70 s and their relationship to the plasmopause region. *Planet. Space Sci.* **23**, 1169 - 1178.
- Orr, D. y Hanson, W. J. 1981. Geomagnetic pulsation phase patterns over an extended latitudinal array. *J. Atmos. Terr. Phys.* **43**, 899.
- Parker, E.N. 1967. The dynamical theory of gases and fields in interplanetary space. *Solar Terrestrial Physics*.
- Park, C.G., Carpenter, D.L. and Wiggin, D.B. 1978. Electron density in the magnetosphere: whistler data on solar cycle, annual and diurnal variations. *J. Geophys. Res.* **83**, 3137.
- Paschmann, G., 1979. Plasma structure of the magnetopause and boundary layer. In *Magnetospheric Boundary Layers*, p. 25. ESA publication SP-148.
- Paschmann, G., Haerendel, G., Sckopke, N., Rosnbauer, H. y Hedgecock, P.C. 1976. Plasma and magnetic field characteristics of the distant polar cusp near local noon: the entry layer. *J. Geophys. Res.* **81**, 2883.
- Paschmann, G., Haerendel, G., Papamastorakis, I., Sckopke, N., Bame, S. J., Gosling, J. T. y Russell, C. T. 1982. Plasma and magnetic field characteristics of flux transfer events. *J. Geophys. Res.* **87**, 2159.
- Paschmann, G., Sckopke, N. Bame, S. J., Asbridge, J. R. Gosling, J. T., Russell, C. T. y Greenstadt, E. W. 1979. Association of low frequency waves with superthermal ions in the upstream solar wind. *Geophys. Res. Lett.* **6**, 209.
- Pashin, A. B., Glassmeier, K.-H., Baumjohann, W., Raspopov, O. M., Yahnin, A. G., Opgenoorth, J. y Pellinen, R. J. 1982. Pi2 magnetic pulsations, auroral breakups, and the substorm current wedge: A case study. *J. Geophys.* **51**, 223 - 233.
- Patel, V. L., y Cahill, L. J. Jr. 1964. Evidence of hydromagnetic waves in the Earth's magnetosphere and of their propagation to the Earth's surface. *Phys. Rev. Lett.* **12**, 213.
- Peddie, N.W., 1982. International geomagnetic reference field: The third generation, *J. Geomagn. Geoelectr.*, **34**, 309 – 326.
- Perreault, P. y Akasofu, S.I. 1978. A study of geomagnetic storms, *Geophys. J. Roy. Astron. Sci.*, **54**, 547.
- Perrault, S. 1982. Wave particle interactions in the ULF range: GEOS-1 and -2 results. *Planet. Space Sci.* **30**, 1219.
- Perrault, S., gendrin, R., Robert, P., Roux, A. y Villedary, C. de 1978. ULF waves observed with magnetic and electric sensors on GEOS-1. *Space Sci. Rev.* **22**, 347.
- Perrault, S., Roux, A., Robert, P., Gendrin, R., Sauvaud, J.-A., Bosqued, J. M., Kremser, G. y Korth, A. 1982. A systematic study of ULF waves above F_H from GEOS 1 and 2 measurements and their relationships with proton ring distribution. *J. Geophys. Res.* **87**, 6219.
- Pikkarainen, T., Kangas, J., Kiselev, B., Maltseva, N., Rakhmatulin, R. y Solovjev, S. 1983. Type IPDP magnetic pulsations and the development of their sources. *J. Geophys. Res.* **88**, 6204.
- Poulter, E. M. 1982. Pc5 micropulsation resonance regions observed with the STARE radar. *J. Geophys. Res.* **87**, 8167.
- Poulter, E. M., Nielsen, E. y Potemra, T. A. 1982. Field-aligned currents associated with Pc5 pulsations: STARE and TRJAD observations. *J. Geophys. Res.* **87**, 2331.
- Poulter, E. M., Allan, W., Nielsen, E. y Glassmeier, K.-H. 1983. STARE radar observations of a Pg pulsation. *J. Geophys. Res.* **88**, 5668.
- Pu, Z. y Kivelson, M. G. 1983. Kelvin-Helmholtz instability at the magnetopause; Energy flux in to the magnetosphere. *J. geophys. Res.* **2**, 853.
- Pytte, t. y Trefall, H. 1972. Auroral-zone electron precipitation event observed before and at the onset of negative magnetic bays. *J. Atmos. terr. Phys.* **34**, 315.
- Pytte, t., McPherron, R. L. y Kokubun, S. 1976. The ground signatures of the expansive phase during multiple onset substorms. *Planet. Space Sci.* **24**, 1115.

- Radoski, H.R. and Carovillano, R.L. 1966. Axisymmetric plasmasphere resonances: toroidal mode, *Phys. Fluids*, **9**, 285 – 291.
- Radoski, H. R. 1967. Highly asymmetric MHD resonances: the guided poloidal mode. *J. Geophys. Res.* **72**, 4 – 26.
- Rajaram, G., Rostoker, G. y Samson, J. C. 1986. Wave characteristics of Ps6 magnetic variations and their implications for convective flow ion in the magnetotail. *Planet. Space Sci.* **34**, 319.
- Rankin, D. And Kurtz, R. 1970. Statistical study of Micropulsation Polarizations. *J. Geophys. Res.*, *Space Physics*, Vol. 75, No. 28, pp. 5444 – 5458.
- Rauch, J. L. y Roux, A. 1982. Ray tracing of ion cyclotron waves in a multicomponent plasma: A consequence for the generation method of ion cyclotron waves. *J. Geophys. Res.* **87**, 8191.
- Rijnbeek, R. P., Cowlye, S. W. H., Southwood, D.J. y Russell, C. T. 1984. A survey of dayside flux transfer events observed by ISEE 1 and 2 magnetometers. *J. Geophys. Res.* **89**, 786.
- Rolf, B. (1931). Giant micropulsations at Abisko. *Terr. Mag.* **36**, 9.
- Rostoker, G. 1965. Propagation of Pi2 micropulsations through the ionosphere. *J. Geophys. Res.*, **70**, 4388.
- Rostoker, G. 1967. The polarization characteristics of Pi2 micropulsations and their relation to the determination of possible source mechanisms for the production of nighttime impulsive micropulsation activity. *Can. J. hys.* **45**, 1319 - 1335.
- Rostoker, G. 1969. Classification of Polar Magnetic Disturbances. *J. Geophys. Res.*, **74**, 5161.
- Rostoker, G. 1979. Geomagnetic micropulsations. *Fund. Cosmic Phys.* **4**, 211.
- Rostoker, G., Akasofu, S.I., Foster, J., Greenwald, R.A., Kamide Y., Kawasaki, K., Lui, A.T.Y., McPherron, R.L. y Russell, C.T. 1980. Magnetospheric Substorms: Definition and signatures. *J. Geophys. Res.*, **85**, 1663.
- Rostoker, G. y Apps, K. S. 1981. Current flow in auroral forms responsible for Ps6 magnetic disturbance. *J. Geophys.* **49**, 163.
- Rostoker, G. y Samson, J. C. 1972. Pc micropulsations with discrete, latitude dependent frequencies. *J. Geophys. Res.* **77**, 6249.
- Rostoker, G. y Samson, J. C. 1981. Polarization characteristics of Pi2 pulsations and implications for their source mechanisms: Locations of source regions with respect to the auroral electrojets. *Planet. Space Sci.* **29**, 225.
- Rostoker, G., Lam. H. L. y Olson, J. V. 1979. Pc4 giat pulsations in the morning sector. *J. Geophys. Res.* **84**, 5153.
- Rostoker, G., Akasofu, S.I., Baumjohann, W., Kamide, Y. y McPherron, R.L. 1987. The roles of direct input of energy from the solar wind and unloading of stored magnetotail energy in driving magnetospheric substorms. *Space Sci. Rev.*, **46**, 93.
- Rostoker, G. 1991. Some observational constraints for substorm models, in *Magnetospheric Substorms*, ed. By J.R. Kan, T.A. Potemra y S. Kokubun, p 61, Ame. Geophys. U., Washington.
- Roth, B. y Orr, D. 1975. Locating the Pc1 generation region by a statistical analysis of ground based observations. *Planet. Space Sci.* **23**, 993.
- Rothwell, P. L., Silevitch, M. B. y Block. L. P. 1984. A model for propagation of the westward travelling surge. *J. Geophys. Res.* **89**, 8941.
- Rothwell, P. L., Silevitch, M. B. y Block. L. P. 1986. Pi2 pulsations and the westward travelling surge. *J. Geophys. Res.* **91**, 6921.
- Roux, A., Perraut, S., Villedary. C. de., Gendrin. R., Kremser, G., Korth, A. y Young, D. T. 1982. Wave-particle interactions near Ω_{He^+} observed onboard GEOS 1 and 2. 2. generation of ion cyclotron waves and heating of He^+ ions. *J. geophys. Res.* **86**, 8174.
- Russell, C. T. y Elphic. R. C. (1979). ISEE observations of flux transfer events on the dayside magnetopause. *Geophys. Res. Lett.* **6**, 33.
- Russell, C.T. y Hope, M.M. 1983. Upstream waves and particles. *Space Sci. Rev.*, **34**, 155 - 172.
- Russell, C.T. Luhmann, J.G., Odera, T.J. and Stuart, W.F. 1983. The rate of occurrence of dayside Pc3, 4 pulsations: the L-value dependence of the IMF cone angle effect. *Geophys. Res. Lett.* **10**, 663.

- Saito, T. 1961. Oscillations of geomagnetic field with the progress of pi-type pulsations. *Sci. Rep. Tohoku Univ., Ser. 5. Geophys.* 13, 53 - 61.
- Saito, T. 1969. Geomagnetic Pulsations, *Space Sci. Rev.*, 10, 319 - 412.
- Saito, T. and Sakurai, T. 1976. *Proc. Magnetosphere Symp.*, Tokyo, Japan.
- Saito, T. 1978. Long period irregular magnetic pulsations, *Pi3. Space Sci. Rev.* 21, 427.
- Saito, T. and Matsushita, S. 1967. Geomagnetic pulsations associated with sudden commencements and sudden impulses. *Planet. Space Sci.* 5, 573.
- Saito, T. and Matsushita, S. 1968. Solar cycle effects on geomagnetic Pi2 pulsations, *J. Geophys. Res.*, 73, 267 - 286.
- Saito, T. and Sakurai, T. 1970. Mechanism of geomagnetic Pi2 pulsations in magnetically quiet condition. *Sci. Rep. Tohoku Univ., Ser. 5. Geophys.* 20, 49.
- Saito, T., Sakurai, T. and Koyama, Y. 1976. Mechanism of association between Pi2 pulsation and magnetospheric substorm. *J. Atmos. Terr. Phys.* 38, 1265.
- Sakurai, T. and McPherron, R.L. 1983. Satellite observations of Pi2 activity at synchronous orbit, *J. Geophys. Res.* 88, 7015 - 7027.
- Samson, J. C. 1972. Three-dimensional polarization characteristics of high latitude Pc5 geomagnetic micropulsations. *J. Geophys. Res.* 77, 6145.
- Samson, J. C. 1978. High-latitude, ground-based observations of ULF plasma waves in magnetosphere. *Geophys. J. R. Astron. Soc.* 53, 319.
- Samson, J.C. 1982. Pi2 pulsations: High latitude results, *Planet. Space Sci.*, 30, 1239.
- Samson, J. C. 1985. Large scale studies of Pi2's associated with auroral breakups. *J. Geophys.* 56, 133.
- Samson, J. C. y Harrold, B. G. 1983. Maps of the polarizations of high latitude Pi2's. *J. Geophys. Res.* 88, 5736 - 5744.
- Samson, J. C. y Harrold, B. G. 1985. Characteristic time constants and velocities of high-latitude Pi2's. *J. Geophys. Res.* 90, 12173.
- Samson, J. C. y Rostoker, G. 1972. Latitude-dependent characteristics of high-latitude Pc4 and Pc5 micropulsations. *J. Geophys. Res.* 77, 6133.
- Samson, J. C. y Rostoker, G. 1983. Polarization characteristics of Pi2 pulsations and implications for their source mechanisms. 2. Influence of the westward travelling surge. *Planet. Space Sci.* 31, 435 - 458.
- Samson, J. C., Harrold, B. G. y Yeung, K. L. 1985. Characteristics time constants and velocities of mid-latitude Pi2's. *J. Geophys. Res.* 90, 3448.
- Samson, J. C., Jacobs, J. A. y Rostoker, G. 1971. Latitude-dependent characteristics of long-period geomagnetic micropulsations. *J. Geophys. Res.* 76, 3675.
- Saunders, M. A., Russell, C. T. y Sckopke, N. 1984. A dual satellite study of the spatial properties of FTE's. In *Magnetic Reconnection in Space and Laboratory Plasmas*, *Geophys. Monogr. Series*, Vol. 30 (ed. E. W. Hones Jr.). p. 145. AGU, Washington.
- Saunders, M. A., Southwood, D. L., Fritz, T. A. y Hones, E. W. Jr. 1983. Hydromagnetic vortices-1, the 1 December 1977 event. *Planet. Space Sci.* 31, 1099.
- Saunders, M. A., Southwood, D. J., Hones, E. W. Jr. y Russell, C. T. 1981. A hydromagnetic vortex seen by ISEE-1 and 2. *J. Atmos. Terr. Phys.* 43, 927.
- Siebert, M. 1964. Geomagnetic pulsations with latitude-dependent periods and their relation to the structure of the magnetosphere. *Planet. Space Sci.* 12, 137.
- Singer, H. J., Hughes, W. J. y Russell, C. T. 1982. Standing hydromagnetic waves observed by ISEE 1 and 2: Radial extent and harmonic. *J. Geophys. Res.* 87, 3519.
- Singer, H. J., Russell, C. T., Kivelson, M. G., Fritz, T. A. y Lennartsson, W. 1979. Satellite observations of the satial extent and structure of Pc 3, 4, 5 pulsations near the magnetospheric equator. *Geophys. Res. Lett.* 6, 889.
- Sonett, C. P., Sims, A. R. y Abrams, I. J. (1962). The distant geomagnetic field 1. Infinitesimal hydromagnetic waves. *J. Geophys. Res.* 67, 1191.
- Sonnerup, B. U. Ö. 1969. Acceleration of particles reflected at a shock front. *J. Geophys. Res.* 74, 1301.
- Southwood, D. J. 1968. The hydromagnetic stability of the magnetospheric boundary. *Planet. Space Sci.* 16, 578.

- Southwood, D. J. 1974. Some features of field line resonances in the magnetosphere. *Planet. Space Sci.* **22**, 483 - 491.
- Southwood, D. J. 1976. A general approach to low frequency instability in the ring current plasma. *J. Geophys. Res.* **81**, 3340.
- Southwood, D. J. 1977. Localized compressional hydromagnetic waves in the magnetospheric ring current. *Planet Space Sci.* **25**, 549.
- Southwood, D. J. 1985. Theoretical aspects of ionosphere-magnetosphere coupling. *Adv. Space Res.* **5**, 4.
- Southwood, D. J. y Hughes, W. J. 1983. Theory of hydromagnetic waves in the magnetosphere. *Space Sci. Rev.* **35**, 301.
- Southwood, D. J. Hughes, W. J. 1985. Concerning the structure of Pi2 pulsations. *J. Geophys. Res.* **90**, 386 - 392.
- Southwood, D. J. y Kivelson, M. G. 1982. Charged particle behavior in low frequencies geomagnetic pulsations, 2, Graphical approach. *J. Geophys. Res.* **87**, 707.
- Southwood, D. J. y Saunders, M. A. 1984. Hydromagnetic vortices: an interpretation for dawnside events as on 11 December 1977. In *Achievements of the IMS*, p. 691. ESA publication SP-217.
- Southwood, D.J. and Stuart, W.F. 1979. Pulsations at the substorm onset, in *Dynamic of the Magnetosphere* (edited by Akasofu, S.I.), p. 341. D. Reidel, Dordrecht.
- Southwood, D. J., Dungey, J. W. y Etherington, R. J. 1969. Bounce resonant interaction between pulsations and trapped particles. *Planet. Space Sci.* **17**, 349.
- Stewart, B. 1861. On the great magnetic disturbance which extended from August 28 to September 7, 1859, as recorded by photography at the Kew Observatory. *Phil. Trans. R. Soc. London*, **423**.
- Stix, T. H. 1962. *The theory of Plasma Waves*. McGraw Hill., New York.
- Stringer, T. E. 1963. Low frequencies waves in an unbounded plasma. *J. Nucl. Energy Part. C, Plasma Phys.* **5**, 89.
- Stuart, W. F. 1972. Associations between Pi2 and bays at Lerwick and Halley Bay. *J. Atmos. terr. Phys.* **34**, 817.
- Stuart, W. F. 1974. A mechanism of selective enhancement of Pi2's by the plasmasphere. *J. Atmos. Terr. Phys.* **36**, 851 - 859.
- Stuart, W. F. y Booth, D. C. 1974. A study of the power spectra of dPi's and Pi2's. *J. Atmos. Terr. Phys.* **36**, 835.
- Stuart, W.F., Brett, P.M. and Harris, T.J. 1979. Mid - latitude secondary resonance in Pi2's. *J. Atmos. Terr. Phys.* **41**, 65 - 75.
- Stuart, W.F. 1982. Arrays of magnetometers operated in N.W. Europe, in *I.M.S. Source Book* (Edited by Russell, C.T. and Southwood, D.J.), p. 141. A.G.u., Washington, D.C.
- Sugiura, M. Y Heppner, J.P. 1965. *The Earth's magnetic field, an Introduction to Space Science*, ed. By W.N. Hess., p. 5 Gordon and Breach, New York.
- Sucksdorff, E. 1939. Giant pulsations recorded at Sodankylä during 1914-1938. *Terr. Mag.* **44**, 157.
- Sutcliffe, P.R. 1975. The association of harmonics in Pi2 power spectral with the plasmapause. *Planet Space Sci.*, **23**, 1581.
- Sutcliffe, P.R. and Yumoto, K. 1989. Dayside Pi2 pulsations at low latitudes, *Geophys. Res. Lett.*, **16**, 887 - 890.
- Sutcliffe, P.R. and Yumoto, K. 1991. On the cavity mode nature of low - latitude Pi2 pulsations, *J. Geophys. Res.*, **96**, 1543 - 1551.
- Swift, D. W. 1967. A new interpretation of long period micropulsations. *J. Geophys. Res.* **72**, 4885.
- Takahashi, K. y McPherron, R. L. 1982. Harmonic structure of Pc3-4 pulsations. *J. Geophys. Res.* **87**, 1504.
- Takahashi, K. y McPherron, R. L. 1983. A reexamination of ATS 6 magnetometer data for radially polarized Pc3 magnetic pulsations. *J. Gephys. Res.* **88**, 10223.
- Takahashi, K., Higbie, P. R. y Baker, D. N. 1985. Azimuthal propagation and frequency characteristics of compressional Pc5 waves observed at geostationary orbit. *J. Geophys. Res.* **90**, 1473.

- Takahashi, K., McPherron, R. L. y Terasawa, T. 1984a. Dependence of the spectrum of Pc3-4 pulsations on the interplanetary magnetic field. *J. Geophys. Res.* 89, 2770.
- Takahashi, K., McPherron, R. L. y Hughes, W. J. 1984b. Multispacecraft observations of the harmonic structure of Pc3-4 magnetic pulsations. *J. Geophys. Res.* 89, 6758.
- Takahashi, K., Zanetti, L.J., Lopez, R.E., McEntire, R.W., Potemra, T.A. and Yumoto, K. 1987. Disruption of the magnetotail current sheet observed by AMPTE/CCE, *eophys. Res. Lett.*, 14, 1019 – 1022.
- Takahashi, K., McPherron, R. L., Greenstadt, E. W. y Neeley, C. A. 1981. Factors controlling the occurrence of Pc3 magnetic pulsations at synchronous orbit. *J. Geophys. Res.* 86, 5472.
- Takahashi, K., Ohtani, S. And Yumoto, K. 1992. AMPTE/CCE observations of Pi2 pulsations in the inner magnetosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 19, 1447 – 1450.
- Takahashi, K., Ohtani, S. I. And Anderson, B.J. 1995. Satatistical analisis of Pi2 pulsations observed by the AMPTE CCE spacecraft in the inner magnetosphere. *J.Geophys. Res.*
- Tamao, T. 1966. Transmission and coupling resonance of hydromagnetic disturbances in the non-uniform Earth's magnetosphere. *Sci. Rep. Tohoku Univ.*, Ser. 5 17, 43.
- Tamao, T. 1969. Hydromagnetic coupling oscillations and drift instabilities in non-uniform, collisionless plasmas. *Phys. Fluids* 12, 1458.
- Tamao, T. 1984. Magnetosphere-ionosphere interaction through hydromagnetic waves. In *Achievements of the IMS*, p. 427. ESA publication SP-217.
- Troitskaya, V.A. 1961. *J. Geophys. Res.* 66, 5.
- Troitskaya, V. A. 1967. Micropulsations, and the state of the magnetosphere. In *Solar- Terrestrial Physics* (ed. J. W. King and W. S. Newman), p. 213. Academic Press, London.
- Troitskaya, V. A. 1984. Results of ULF-wave investigation in the USSR. In *Achievements of the IMS*, p. 639. ESA publication SP-217.
- Troitskaya, V. A. y Gulelmi, A. V. 1967. Geomagnetic micropulsations and diagnostics of the magnetosphere *Space Sci. Rev.* 7, 689.
- Troitskaya, V. A., Plyasova-Bakunina, T. A. y Gulelmi, A. V. 1971. Relationship between Pc2-4 pulsations and the interplanetary magnetic field. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, 197, 1312.
- Troitskaya, V. A., Gulelmi, A. V., Bolshakova, O. V., Matveyeva, E. T. y Schepetnov, R. V. 1972. Indices of geomagnetic pulsations. *Planet. Space. Sci.* 20, 849.
- Tsyganenko, N.A., 1987. Global quantitative models of the geomagnetic field in the cislunar magnetosphere for different disturbances levels, *Planet. Space Sci.*, 35, 1347.
- Tsyganenko, N.A., 1989. A magnetospheric magnetic field model with a warped tail current sheet, *Planet Space Sci.*, 37, 5.
- Van-Chi, F., Yanovski, B. M., Kovtun, A. A., Raspopov, O. M., Troitskaya, V. A. y Schlich, R. 1968. Investigations of type Pc3 geomagnetic pulsations at magnetically conjugate points. *Geomag. Aeron.* 8, 94.
- Versariu, P. 1973. Reflection and refraction of hydromagnetic waves at the magnetopause. *Planet. Space. Sci.* 21, 2213.
- Villain, J. P. 1982. Characteristics of Pc5 micropulsations as determined with the STARE experiment. *J. Gephy. Res.* 87, 129.
- Voelker, H. 1968. Observations of geomagnetic pulsations: Pc3, 4 and Pi2 at differents latitudes. *Ann. geophys.* 24, 245.
- Walker, A. D. M. 1980. Modelling of Pc5 pulsation structure in the magnetosphere. *Planet. Space Sci.* 38, 213.
- Walker, A. D. M. 1981. The Kelvin-Helmholtz instability in the low-latitude boundary layer. *Planet. Space Sci.* 29, 119.
- Walker, A. D. M., Greenwald, R. A., Korth, A. y Kremser, G. 1982. STARE and GEOS 2 observations of a storm time Pc5 ULF pulsation. *J. Gephy. Res.* 87, 9135.
- Walker, A. D. M., Greenwald, R. A., Stuart, W. F. y Green, C. A. 1979. STARE auroral radar observations of Pc5 geomagnetic pulsations. *J. Gephy. Res.* 84, 3373.
- Warner, M.R. and Orr, D. 1979. Time of flight calculations for high latitude geomagnetic pulsations. *Planet. Space Sci.* 27, 679.

- Webster, D.J. and Fraser, B.J. 1985. Source region of low - latitude Pc1 pulsations and their relationship to the plasmopause. *Planetary and Space Science* 33, 777.
- Whipple, E.C., Warnock, J.M. and Winkler, R.H. 1974. Effects of satellite potential on direct ion density measurements through the plasmopause. *J. Geophys. Res.* 79, 179.
- Wien, R.G. y Rostoker, G. 1975. Characteristics of the development of the westward electrojet during the expansive phase of the magnetospheric substorms. *J. Geophys. Res.*, 80, 2109.
- Wilson, C. R. y Sugiura, M. 1961. Hydromagnetic interpretation of sudden commencements of magnetic storms. *J. Geophys. Res.* 66, 4097.
- Wolfe, A. 1980. Dependence of mid-latitude hydromagnetic energy spectra on solar wind speed and interplanetary magnetic field direction. *J. Geophys. Res.* 85, 5977.
- Wolfe, A. y Kaufmann, R. L. 1975. MHD wave transmission and production near the magnetopause. *J. Geophys. Res.* 80, 1764.
- Yang, C. -K. y Sonnerup, B. U. Ö. 1977. Compressible magnetopause reconnection. *J. Geophys. Res.* 82, 699.
- Yeoman, T.K., and Orr, D., 1989. Phase and spectral power of mid - latitude Pi2 pulsations: evidence for a plasmaspheric cavity resonance. *Planet Space Sci.*, 37, No. 11, 1367 - 1383.
- Yeoman, T.K., Milling, D. And Orr, D. 1990. Pi2 polarizations patterns on the UK Sub - Auroral Magnetometer Network (SAMNET). *Planet. Space Sci.*, 38, 589 - 602.
- Yeoman, T.K., Lester, M., Milling, D.K. and Orr, D. 1991. Polarization, propagation, and MHD wave modes of Pi2 pulsations: SABRE/SAMNET result. *Planet. Space Sci.*, 39, 983 - 998.
- Young, D. T., Perraut, S., Roux, A., Villedary, C. de., Gendrin, R., Korth, A., Kremser, G. y Jones, D. 1981. Wave-particle interactions near Ω_{He^+} observed on GEOS 1 and 2. 1. Propagation of the ion cyclotron waves in He^+ - rich plasma. *J. Geophys. Res.* 86, 6755.
- Yumoto, K. 1984. Long-period magnetic pulsations generated in the magnetospheric boundary layers. *Planet. Space Sci.* 32, 1205.
- Yumoto, K., Saito, T., Akasofu, S. -I., Tsurutani, B. T. y Smith, E. J. 1985. Propagation mechanism of daytime Pc3-4 pulsations observed at synchronous orbit and multiple ground based stations. *J. Geophys. Res.* 90, 6439.
- Yumoto, K. 1986. Generation and propagation mechanism of low - latitude magnetic pulsations - A review. *J. Geophys. Res.* 60, 79 - 105.
- Yumoto, K. 1988. External and internal sources of low - frequency MHD waves in the magnetosphere A - review. *J. Geomag. Geoelectr.* 40, 293 - 311.
- Yumoto, K., Osaki, H., Fukao, K., Shiokawa, K., Tanaka, Y., Solov'ev, S.I., Krimskij, E.F., Vershinin, E.F., Osinin, V.F., and 210° MM Magnetic Observatory Group, 1994. Correlation of High and Low Latitude Pi2 Magnetic Pulsations Observed at 210° Magnetic Meridian Chain Stations. *J. Geomag. Geoelectr.*, 46, 925 - 935.
- Yumoto, K., Takahashi, K., Saito, T., Menk, F.W., Frazer, B.J., Poteemra, T.A. and Zanetti, L.J., 1989. Some aspects of the relation between Pi1 - 2 magnetic pulsations observed at L= 1.3 - 2.1 on the ground and substorm - associated magnetic field variations in the near - Earth magnetotail observed by AMPTE/CCE. *J. Geophys. Res.*, 94, 3611 - 3618.
- Yumoto, K. 1990. Evidence of magnetospheric cavity Pi2 waves. *J. Geomag. Geoelectr.*, 42, 1281 - 1290.
- Yumoto, K., Takahashi, K., Sakurai, T., Sutcliffe, P.R., Kokubun, S., Luhr, H., Saito, T., Kuwashima, M. And Sato, N. 1990. Multiple ground - based and satellite observations of global Pi2 magnetic pulsations. *J. Geophys. Res.*, 95, 15, 175 - 15,184.
- Zhu, X. And Kivelson, M.G. 1989. Global mode ULF pulsations in the magnetosphere. *J. Geophys. Res.* 94, 1479 - 1485.
- Zmuda, A.J., 1971. The International Geomagnetic Reference Field: Introduction, *Bull. Int. Assoc. Geomag. Aeron.*, 28, 148 - 152.

APENDICE A

ONDAS EN PLASMAS

El Tensor dieléctrico para un plasma caliente: Los diferentes medios ambientes de plasma de la ionosfera y la magnetosfera permiten que ocurran una gran variedad de ondas en plasmas e inestabilidades. Una forma de tener una medida del orden de esta variedad es a través de introducir el tensor de conductividad, o el tensor dieléctrico efectivo para el plasma. El conjunto de ecuaciones que requerimos son las ecuaciones de Maxwell:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \epsilon_0^{-1} \rho_c \quad (\text{A1})$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{A2})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (\text{A3})$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (\text{A4})$$

y las ecuaciones de Boltzmann

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{r}} + m_\alpha^{-1} \mathbf{F} \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{v}} = \left(\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} \right)_{\text{colisiones}} \quad (\text{A5})$$

donde $f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ es la función de distribución para las especies α (ver por ejemplo, Montgomery y Tidman, 1964). Los diferentes parámetros se definen en el apéndice. En general suponemos que solo la fuerza de Lorentz es importante.

$$\mathbf{F} = q_\alpha (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (\text{A6})$$

En la practica podemos suponer que en gran parte de la magnetosfera, pero no en la ionosfera los plasmas existentes son sin colisiones o son libres de colisiones, y $(\partial f_\alpha / \partial t)_{\text{colisiones}} = 0$. Como consecuencia de esto la utilización de la ecuación de Vlasov es lo adecuado.

Ahora bien para determinar la densidad de corriente $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ en la ecuación (A4) debemos considerar que la densidad de corriente es:

$$n_a(\mathbf{r}, t) = \int f_a(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (\text{A7})$$

y por tanto la densidad de corriente será dada por:

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \sum_a \left[q_a \int \mathbf{v} f_a(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \right] \quad (\text{A8})$$

Para un cierto plasma tenemos que una densidad de flujo magnético de orden cero será $\mathbf{B}_0 = [0, 0, B_0]$, y \mathbf{j} y \mathbf{E} son cantidades de primer orden. Por tanto para determinar f_a , linealizamos la ecuación de Vlasov para obtener:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_{1a}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_{1a}}{\partial \mathbf{r}} + m_a^{-1} q_a (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) \cdot \frac{\partial f_{1a}}{\partial \mathbf{v}} + \\ + m_a^{-1} q_a (\mathbf{E}_1 + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_1) \cdot \frac{\partial f_{0a}}{\partial \mathbf{v}} = 0 \end{aligned} \quad (\text{A9})$$

donde el subíndice 0 indica una cantidad de orden cero y el subíndice 1 denota una cantidad de primer orden. Los primeros tres términos del lado izquierdo de la ecuación (A9) son justamente la derivada total en el tiempo df_{1a}/dt . Consecuentemente podemos encontrar $f_{1a}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ a través de integrar con respecto al tiempo a lo largo de una trayectoria en el espacio de orden cero. Que es como sigue:

$$f_{1a}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) - f_{1a}(\mathbf{r}_0, \mathbf{v}_0, t_0) = -\frac{q_a}{m_a} \int_{t_0}^t \left[(\mathbf{E}_1 + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_1) \cdot \frac{\partial f_{0a}}{\partial \mathbf{v}} \right] dt \quad (\text{A10})$$

Supondremos que los diferentes parámetros de primer orden varían como $\exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) - \omega t]$, donde ω y las componentes de \mathbf{k} pueden ser complejas, por tanto las ecuaciones (A2) y (A4) nos llevan al resultado de:

$$\mathbf{k} \times \mathbf{k} \times \mathbf{E} = -i\omega\mu_0 \mathbf{j} - \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E} \quad (\text{A11})$$

De aquí que tenemos que introducir el tensor dieléctrico efectivo:

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \mathbf{I} + \frac{i\boldsymbol{\sigma}}{\omega\epsilon_0} \quad (\text{A12})$$

donde

$$\mathbf{j} = \boldsymbol{\sigma} \mathbf{E} \quad (\text{A13})$$

El tensor de conductividad $\boldsymbol{\sigma}$ debe ser determinado a través de resolver la ecuación (A10) para las distribuciones de primer orden $f_{1\alpha}$. Por tanto la ecuación (A11) quedará como:

$$\left(\mathbf{C} + \frac{\omega^2}{c^2 \boldsymbol{\epsilon}} \right) \mathbf{E} = 0 \quad (\text{A14})$$

donde \mathbf{C} es la representación tensorial de $\mathbf{k} \times \mathbf{k} \times \mathbf{k} \equiv \mathbf{k} \mathbf{k}^T - k^2 \mathbf{I}$.

La evaluación de la integral en la ecuación (A10) excepto para algunas condiciones específicas es un proceso tedioso, además el proceso se puede encontrar en un gran número de referencias (ver por ejemplo; Stix, 1962, 1992; Ichimaru, 1973; Cuperman, 1981; Oraevsky, 1983; y las referencias ahí incluidas). Los resultados de la integración para un plasma caliente general da las siguientes componentes para el tensor dieléctrico:

$$\begin{aligned} \epsilon_{lm}(\mathbf{k}, \omega) = & \left(1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2} \right) \delta_{lm} - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \\ & \times \int \left[\frac{(n\omega_{g\alpha} / v_{\perp}) (\partial f_{0\alpha} / \partial v_{\perp}) + k_{\parallel} (\partial f_{0\alpha} / \partial v_{\parallel})}{(k_{\parallel} v_{\parallel} - (\omega - n\omega_{g\alpha}))} \right] S_{lm} dv \end{aligned} \quad (\text{A15})$$

donde

$$S_{11} = [k_{\perp}^{-1} n \omega_{g\alpha} J_n(a)]^2$$

$$S_{22} = \left(v_{\perp} \frac{\partial J_n(a)}{\partial a} \right)^2$$

$$S_{33} = [v_{\parallel} J_n(a)]^2$$

$$S_{12} = S_{21}^* = i n \omega_{ga} k_{\perp}^{-1} v_{\perp} J_n(a) \frac{\partial J_n(a)}{\partial a}$$

$$S_{13} = S_{31}^* = n \omega_{ga} k_{\perp}^{-1} v_{\parallel} J_n^2(a)$$

$$S_{23} = S_{32}^* = -i v_{\perp} v_{\parallel} J_n(a) \frac{\partial J_n(a)}{\partial a}$$

Aquí J_n es la función Bessel de orden n y

$$a = k_{\perp} v_{\perp} \omega_{ga}^{-1}$$

El denominador de la ecuación (A15) es cero cuando $\omega = k_{\parallel} v_{\parallel} - n \omega_{ga}$. Cuando $n = 0$, tenemos la resonancia Cherenkov la cual nos conduce al amortiguamiento de Landau. Pero cuando $n \neq 0$, ocurre la resonancia ciclotrón.

Ondas Hidromagnéticas: La relación de dispersión se puede encontrar a través de encontrar las soluciones a

$$\det \left(\mathbf{C} + \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E} \right) = AN^4 + BN^2 + C = 0 \quad (\text{A16})$$

$$A = \epsilon_{11} \sin^2 \theta + 2\epsilon_{13} \cos \theta \sin \theta + \epsilon_{33} \cos^2 \theta$$

$$B = \epsilon_{11} \epsilon_{33} - (\epsilon_{22} \epsilon_{33} + \epsilon_{23}^2) \cos^2 \theta - (\epsilon_{11} \epsilon_{22} + \epsilon_{12}^2) \sin^2 \theta + 2(\epsilon_{12} \epsilon_{23} - \epsilon_{22} \epsilon_{13}) \cos \theta \sin \theta + \epsilon_{13}^2$$

$$C = \epsilon_{33} (\epsilon_{11} \epsilon_{22} + \epsilon_{12}^2) + \epsilon_{11} \epsilon_{23}^2 + 2\epsilon_{12} \epsilon_{23} \epsilon_{13} - \epsilon_{22} \epsilon_{13}^2$$

$$N^2 = \frac{k^2 c^2}{\omega^2} \quad \text{y} \quad \cos \theta = \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0}{|\mathbf{k}| |\mathbf{B}_0|}$$

El tensor dieléctrico para el límite electromagnético es determinado por escoger la longitud de onda mucho más grande que un giro radio ionico ($k v_i / |\omega_{pe}| \ll 1$), y la frecuencia es mucho menor que la frecuencia ion ciclotrón ($\omega / |\omega_{pe}| \ll 1$) (ver Barnes, 1966). Donde no hay arrastre relativo entre electrones y iones, la relación de dispersión nos lleva a dos ecuaciones desacopladas:

$$\frac{c^2 k_{\parallel}^2}{\omega^2} - \epsilon_{11} = 0 \quad (\text{A17})$$

y

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} - \left(\epsilon_{22} - \frac{\epsilon_{23}^2}{\epsilon_{33}} \right) = 0 \quad (\text{A18})$$

Los coeficientes específicos del tensor dieléctrico son dados por Hasegawa (1975, capítulo 2.4). En un plasma isotropico, ecuación (A17) nos da la onda de Alfvén torcional de cizallamiento, y la ecuación (A18) nos da una onda magnetosónica o una onda de Alfvén de compresión y una onda ióno acústica. Si el plasma tiene una componente substancial de electrones fríos entonces ϵ_{33} es muy grande, y la ecuación (A18) nos lleva a

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} - \epsilon_{22} = 0 \quad (\text{A19})$$

lo cual nos da la onda de Alfvén compresional, y los modos de Weibel no-oscilatorios. El modo torsional de Alfvén de cizallamiento es el único que no se amortigua. La onda iónoacústica es una onda longitudinal y esta sujeta al amortiguamiento de Landau, mientras que la onda de Alfvén de compresión esta sujeta al tiempo de transito del amortiguamiento (Stix, 1962).

La relación de dispersión (sin amortiguamiento) para los tres modos hidromagnéticos pueden ser derivados también de las ecuaciones de dos fluidos (ver Stringer, 1963). Las relaciones de dispersión para estos modos, y los modos cerca de la frecuencia ciclotrón ionica se dan en la tabla A1, y las curvas se grafican en la figura A1. Southwood y Hughes (1983) hacen un trabajo de revisión de la teoría de ondas hidromagnéticas en la magnetosfera.

Tabla A1

Curvas de dispersión y polarización para ondas en plasmas con frecuencias cercanas y abajo de la frecuencia ciclotrón (modelo de dos fluidos $\beta = 10^{-2}$)

Rama	Modo	Rango de Frecuencia	Relación de Dispersión	Polarización de E
Baja Freq. (Lento)	magneto acústico o iono acústico lento.	$\omega^2 \ll \omega_p^2 \cos^2 \theta$	$\omega^2 = k^2 v_s^2 \cos^2 \theta$	Longitudinal $\mathbf{E} \parallel \mathbf{k}$
Baja	segundo iono ciclotrón	$\omega^2 = \omega_p^2 \cos^2 \theta$	$\omega^2 = \omega_p^2 \cos^2 \theta$	Longitudinal
Intermedia	Alfvén Torsional (Shear Alfvén)	$\omega \ll \omega_p$	$\omega = k v_A \cos \theta$	Mano - izquierda elíptica en el plano $\perp \mathbf{B}_0$
Intermedia	primero iono ciclotrón.	$\omega \approx \omega_p$	$\omega^2 = \omega_p^2 \left[1 + \frac{k^2 v_s^2}{\omega_p^2} \sin^2 \theta - \frac{\omega_p^2 (1 + \cos^2 \theta)}{k^2 v_A^2 \cos^2 \theta} \right]$	Circular Mano Izquierda.
Intermedia	Acústica	$\omega > \omega_p$	$\omega^2 = k^2 v_s^2$	Longitudinal
Alta Freq. (rápida)	Magneto-acustica rápida, Alfvén compresional.	$\omega \omega \ll \omega_p$	$\omega^2 = k^2 (v_A^2 + v_s^2 \sin^2 \theta)$	Elíptica Mano Derecha, en el Plano $\perp \mathbf{B}_0$
Alta	Helicoide o Silbido (Helicon or Whistler)	$\omega > \omega_p$	$\omega \approx \frac{k^2 v_A^2 \cos \theta}{\omega_p}$	Circular Mano Derecha.

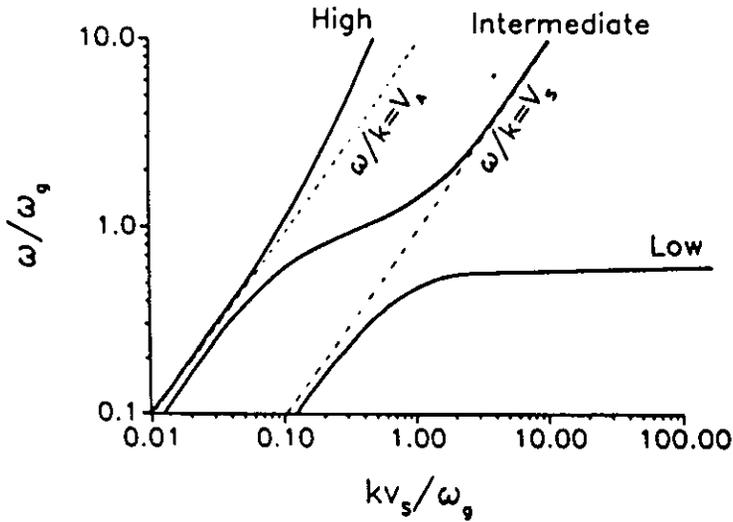


Figura A.1 Curvas de dispersión para ondas en un magnetoplasma compuesto de iones y electrones. Las curvas fueron calculadas usando las relaciones de dispersión para el modelo de dos fluidos dados por Stringer (1963). La propagación está dada a un ángulo de 45° . La rama de baja frecuencia corresponde a los modos magnetoacústico lento (ionoacústico) y el segundo al ionociclótron (ver tabla A1). La rama de frecuencia intermedia corresponde al modo de Alfvén torsional o rompimiento y el primero a los modos ionociclótron. La rama de alta frecuencia corresponde al modo magnetoacústico rápido o modo de Alfvén de compresión y los helicones o silbidos.

Ondas en un plasma frío: La relación de dispersión para un plasma frío puede obtenerse de las ecuaciones (A15) y (A16) a través de suponer que $v_T \ll v_A$, y haciendo las aproximaciones pertinentes para derivar las componentes del tensor dieléctrico (ver por ejemplo: Montgomery y Tidman, 1964). Una aproximación simple y más directa es resolver la ecuación de movimiento linealizada para una partícula simple, (ver por ejemplo Stix, 1962, Capítulo 1). El tensor dieléctrico de orden-cero es pues

$$\mathcal{E} = \begin{bmatrix} \epsilon_{\perp} & i\epsilon_H & 0 \\ -i\epsilon_H & \epsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\parallel} \end{bmatrix} \quad (\text{A20})$$

donde

$$\begin{aligned} B_0 &= [0, 0, B_0], \\ \epsilon_{11} &= \epsilon_{22} = \epsilon_{\perp} = (R + L)/2, \\ \epsilon_{12} &= \epsilon_{21}^* = i\epsilon_H = i(R - L)/2, \\ \epsilon_{33} &= \epsilon_{\parallel} = P, \end{aligned}$$

$$L = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega(\omega - \omega_{c\alpha})}$$

$$R = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega(\omega + \omega_{c\alpha})}$$

y

$$P = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2}$$

En un plasma frío, la relación de dispersión da dos modos solamente, el modo de Alfvén rápido o de compresión, y el modo de Alfvén Torsional de cizallamiento. El modo rápido polarizado mano derecha no es afectado por las resonancias ion ciclotrón, donde el modo de Alfvén torsional llega a ser una onda ion ciclotrón a medida que $\omega \rightarrow \omega_{c\alpha}$ (ver Stix, 1962, Capítulo 1). El modo torsional tiene cortes (cuando la velocidad de fase es infinita) cuando $L = 0$, y resonancias (cuando la velocidad de fase es cero) en $\omega = \omega_{c\alpha}$ ($L \rightarrow \infty$). En un plasma de múltiples especies, los dos modos tienen un cruce (el cruce de las curvas de

dispersión) cuando $\mathbf{k} \parallel \mathbf{B}_0$ y $\varepsilon_{12} = 0$. Los modos iónico acústico (baja frecuencia) y el Alfvén torsional para un plasma caliente de una sola especie de ion también tiene cruces en ω_{pa} .

Para propagaciones a un ángulo respecto \mathbf{B}_0 , el cruce no está presente, pero las curvas de dispersión se muestran separadas en la figura A2. En este ejemplo, la frecuencia de cruce es:

$$\omega_{cr} = (1 + 15\eta)^{1/2} \omega_p(He^+)$$

donde η es la razón de abundancia de He^+ .

A medida que la frecuencia crece a través de la frecuencia de cruce, la curva de dispersión para el modo mano izquierda está conectado en forma continua con la curva de dispersión del modo mano derecha (clase II). Similarmente, con un crecimiento en la frecuencia, la curva de dispersión del modo mano derecha está conectado con la curva de dispersión del modo mano izquierda (clase III). Para el ejemplo de la figura A2, la frecuencia de corte debido a He^+ es:

$$\omega_{cr} = (1 + 3\eta) \omega_p(He^+)$$

(ver Roux et al., 1982). Las resonancias y los cortes nos conducen a bandas de corte, entre ω_p y ω_{cr} donde el modo mano izquierda no puede propagarse. Para propagación perpendicular, la rama clase III tiene una resonancia en la frecuencia híbrida bi-ion,

$$\omega_{bi} = [(1 + 3\eta)/(1 - 3\eta/4)]^{1/2} \omega_p(He^+)$$

(ver también Stix, 1962, Capítulo 2).

En la frecuencia baja, esto es en el límite hidromagnético ($\omega \ll |\omega_{pa}|$) el tensor dieléctrico para un plasma frío es diagonal teniendo:

$$\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} = \varepsilon_{\perp} = c^2 / v_A^2 \tag{A21}$$

$$\varepsilon_{33} = \varepsilon_{\parallel} = -\omega_{pe}^2 / \omega^2 \tag{A22}$$

Las corrientes de desplazamiento han sido despreciadas en la ecuación (A21) y (A22).

Las componentes perpendiculares, ε_{\perp} , del tensor dieléctrico son debidas a las corrientes perpendiculares de polarización conducidas por los iones, donde

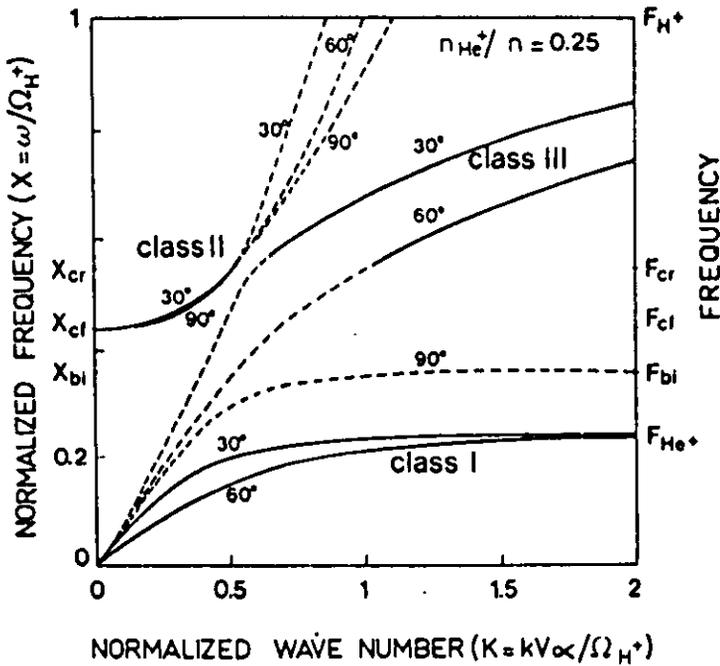


Figura A.2 Curvas de dispersión para ondas en plasmas en un plasma de múltiples especies (hidrogeno y helio) y frío (según Rauch y Roux, 1982). En el diagrama Ω_{H^+} es la frecuencia ciclotrón del hidrogeno. Los subíndices "bi", "cf" y "cr" corresponden al corte de bi - ion híbrido y frecuencias de cruce respectivamente. Las líneas punteadas indican polarizaciones RH y las líneas continuas o sólidas indican LH. Los ángulos de propagación son indicados sobre las curvas. La razón del número de densidad del He^+ al número total de densidad corresponde a 0.25.

$$\mathbf{j}_\perp = -i\omega(\mu_0 v_A^2)^{-1} \mathbf{E}_\perp \equiv (\mu_0 v_A^2)^{-1} \frac{\partial \mathbf{E}_\perp}{\partial t} \quad (\text{A23})$$

En suma, ya que la frecuencia es muy baja, ε_{33} es grande, y el campo eléctrico paralelo $E_3 \approx 0$ debido a la movilidad de los electrones fríos a lo largo de las líneas de campo.

La propagación de ondas de plasma en bajas frecuencias en la ionosfera algo más complicado debido a las frecuencias de colisiones que son finitas, y por consecuencia se usa la ecuación de Boltzmann, en lugar de la ecuación de Vlasov. Sin embargo, en un plasma frío, suponemos que las colisiones proporcionan una fuerza efectiva $m_\alpha v_\alpha v_\alpha$ donde v_α es la frecuencia de colisiones de las especies α con otras especies (incluyendo los átomos neutros). Por tanto la ecuación de movimiento linealizada para una partícula simple de especies α es

$$\frac{d\mathbf{v}_\alpha}{dt} = \frac{q_\alpha}{m_\alpha} (\mathbf{E} + \mathbf{v}_\alpha \times \mathbf{B}) - v_\alpha \mathbf{v}_\alpha \quad (\text{A24})$$

Ahora bien el tensor dieléctrico equivalente es similar a la ecuación (A20), pero teniendo:

$$\begin{aligned} L &= 1 - \sum_\alpha \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega} \frac{1}{((\omega - i\nu_\alpha) - \omega_{g\alpha})}, \\ R &= 1 - \sum_\alpha \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega} \frac{1}{((\omega - i\nu_\alpha) + \omega_{g\alpha})}, \\ P &= 1 - \sum_\alpha \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega(\omega - i\nu_\alpha)} \end{aligned} \quad (\text{A25})$$

Reflexión y transmisión a través de la ionosfera: La ionosfera altera substancialmente los campos magnético y eléctrico de las ondas de plasmas las cuales inciden en la magnetosfera. Una interpretación propia de cualesquier observación en bases terrestres de campos magnéticos de pulsaciones requiere de un modelo razonable para la reflexión y transmisión de ondas en plasmas por la ionosfera.

Cuando una onda de Alfvén torsional localizada incide sobre la ionosfera, las corrientes de Pedersen ionosféricas resultantes son poloidales (libres de vórtices), mientras que las corrientes de Hall son rotacionales (libres de divergencias). Las corrientes de Pedersen ionosféricas conduce a una onda de Alfvén reflejada, mientras que las corrientes de Hall dan una onda rápida magnetosónica o de compresión reflejada la cual generalmente se desvanece. Las corrientes de Hall solenoidales dan los campos magnéticos que son detectados debajo de la ionosfera, y contribuyen a la rotación de 90° aparente del campo magnético horizontal sobre la superficie de la Tierra cuando se comparan con el campo magnético justo arriba de la ionosfera (Nishida, 1964; Hughes y Southwood, 1976). En la tierra, los campos magnéticos producidos por las corrientes de Pedersen tienden a blindar los campos magnéticos producidos por las corrientes alineadas al campo.

Una onda de compresión guiada que incide no tiene corriente alineada al campo y su campo eléctrico es inductivo y rotacional. Las corrientes de Pedersen ionosfericas son rotacionales o solenoidales y producen un modo reflejado rápido. Las corrientes de Hall producen una onda de Alfvén reflejada.

También es importante notar que en suma a la componente debida a las corrientes de Hall producida por la onda de Alfvén, los campos magnéticos sobre la tierra pueden tener componentes substanciales debido a las corrientes sobre líneas de campo oblicuas. Aun a 60° de latitud geomagnética la contribución de las corrientes alineadas al campo es casi tan grande como la contribución de las corrientes de Hall (Tamao, 1984).

Para determinar los coeficientes de transmisión y reflexión para la ionosfera usaremos un modelo simple de hoja-delgada para la ionosfera. En el limite de baja frecuencia ($\omega \ll \nu_a, |\omega_{pe}|$) el tensor de conductividad puede ser determinado por de la ecuación (A25) a través de usar aproximaciones adecuadas, y cuyas componentes son las siguientes:

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_p & \sigma_H & 0 \\ -\sigma_H & \sigma_p & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{||} \end{bmatrix} \quad (A26)$$

donde σ_p , σ_H y $\sigma_{||}$ son respectivamente las conductividades de Pedersen, Hall y Paralela (esta ultima la alineada al campo) (Egeland et al., 1973). Para este modelo se usa las conductividades de Pedersen y Hall integradas con la altura \sum_p y \sum_H .

Escogemos una onda de Alfvén incidente con un campo eléctrico $E \exp i(k_x x + k_z z - \omega t)$, donde el campo $E = [E_x, 0, 0]$, la dirección-z es a lo largo de B_0 (positivo hacia abajo) y la ionosfera se encuentra en el plano xy. Los campos magnético y eléctrico satisfacen la ecuación de onda de compresión y de Alfvén torsional arriba de la ionosfera, mientras en la región entre la ionosfera y la superficie de la Tierra, los campos son casi-estaticos y tienen soluciones de la forma:

$$\exp(|k_x|z) + \exp(-|k_x|z)$$

Usando la ecuación de Maxwell $\nabla \times E = -\partial B / \partial t$, tenemos que en la magnetosfera

$$k_x E_x = \omega b_y$$

y

$$b_y = v_A^{-1} E_x \quad (A27)$$

donde $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{b}$ y \mathbf{b} es la perturbación del campo del primer orden. El campo eléctrico consiste de dos partes, una incidente y una reflejada, y consecuentemente

$$b_y = v_A^{-1} [E_{xl} - E_{xR}] \quad (\text{A28})$$

donde l y R se refiere a Incidente y Reflejado respectivamente. Por tanto la ecuación (A4) nos da:

$$b_y(\text{aire}) - b_y(\text{mag}) = \mu_0 \sum_p (E_{xl} - E_{xR})$$

y

$$b_y(\text{aire}) = \mu_0 \sum_p (E_{xl} + E_{xR}) + v_A^{-1} (E_{xl} - E_{xR}) \quad (\text{A29})$$

donde (aire) y (mag) indican los campos justo abajo y arriba de la ionosfera respectivamente. En la atmósfera $\nabla \times \mathbf{b} = 0$ esto nos lleva a que $b_y(\text{aire}) = 0$ dando el coeficiente de reflexión como:

$$R = \frac{E_{xR}}{E_{xl}} = \frac{\sum_{M^-} \sum_p}{\sum_{M^+} \sum_p} \quad (\text{A30})$$

donde $\sum_M = (\mu_0 v_A)^{-1}$.

Glassmeier (1984) derivó una fórmula más general para el coeficiente de reflexión, y él mostró que si $\mathbf{E} \parallel \nabla \sum_p$ y $\mathbf{E} \parallel \nabla \sum_H$ en la ionosfera, entonces el coeficiente de reflexión permanece dado por la ecuación (A30), con \sum_p remplazada por la conductividad de Pedersen integrada por la altura local $\sum_p(x, y)$.

Sobre la superficie de la Tierra, usando la solución magnetostática, el campo magnético es:

$$b_x(\text{tierra}) = -2 \sum_p^H \exp(-|k_x| h) b_y(\text{mag}) \quad (\text{A31})$$

(Nishida, 1964, 1968), donde h es la altura (positiva) de la ionosfera. Esta ecuación muestra la rotación de 90° , y también indica que las ondas que tienen números de onda horizontal grandes serán atenuados en la superficie de la Tierra.

Soluciones más completas, que incluyen soluciones numéricas, para la transmisión de campos de pulsaciones a través de la ionosfera se pueden encontrar en trabajos de Nishida (1964), Field y Greifinger (1965), Greifinger y Greifinger (1965), Inouue (1973) y Hughes y Southwood (1976).

APENDICE B

ONDAS EN PLASMAS E INESTABILIDADES EN LA MAGNETOSFERA

Introducción: En general, podemos dividir las inestabilidades que ocurren en la magnetosfera (o en cualquier plasma) en dos tipos: aquellas que ocurren en plasmas uniformes (inestabilidades de velocidad-espacio) y aquellas que ocurren en plasmas no uniformes (inestabilidades de coordenadas espaciales). Las inestabilidades de velocidad-espacio ocurren debido a anisotropías, o funciones de distribución de múltiples máximos en un plasma uniforme. Las inestabilidades de coordenada espacial ocurren en un plasma no-uniforme con gradientes en densidad, presión y otros parámetros. La seguridad de que ocurran estas inestabilidades requiere una geometría estable específica para la configuración de orden cero de los campos magnéticos y parámetros de plasma. Por ejemplo, la magnetosfera es aproximadamente axisimétrica (excluyendo la magnetocola), y permite la reflexión de partículas cargadas debido a la configuración dipolar. Esta geometría nos lleva a dos frecuencias características adicionales, la frecuencia de rebote y la frecuencia de arrastre azimutal, como se describe en la figura B0, en el capítulo 1 se discute los movimientos de las partículas en la sección de poblaciones de partículas y arrastres de las mismas en la magnetosfera.

La variedad de inestabilidades que ocurren en los plasmas es inmensa, y solo mencionaré brevemente algunas de estas que son directamente relevantes a las características observacionales de las pulsaciones. Hasegawa (1975) da una introducción muy amplia de muchas inestabilidades que podrían ocurrir dentro de la magnetosfera. Southwood (1976) y Southwood y Hughes (1983) tratan muchas de las inestabilidades hidromagnéticas que son aplicables a la magnetosfera.

Inestabilidades en plasmas uniformes: En el régimen hidromagnético, consideraremos dos inestabilidades velocidad-espacio, inestabilidades de espejo e inestabilidades de haz de no-neutros. A altas frecuencias, las inestabilidades velocidad-espacio, incluyendo las diferentes inestabilidades ion ciclotrón, son las principales fuentes de energía para ondas en plasmas y pulsaciones en la magnetosfera, particularmente aquellas en la banda 0.1-10 Hz.

En la aproximación hidromagnética, las componentes ϵ_{22} y ϵ_{33} del tensor dieléctrico contienen la integral:

$$\mathbf{I}_a = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{v_{\perp} f_{0a}(v_{\perp}, v_{\parallel})}{(v_{\parallel} - \omega / k_{\parallel})^2} dv_{\perp} dv_{\parallel} \quad (\text{B1})$$

Este término nos conduce al amortiguamiento o la inestabilidad del modo que corresponde. Para el modo iónico acústico tenemos el amortiguamiento de Landau o el amortiguamiento de Landau inverso. Para el modo de compresión rápido, tenemos el tiempo de transición de amortiguamiento (Stix, 1963).

La inestabilidad de espejo ocurre en un plasma con una anisotropía de presión grande, especialmente cuando $\beta_{\perp} \gg \beta_{\parallel}$. Esta inestabilidad hidromagnética surge de la relación de dispersión en la ecuación (A19 apéndice A), donde hemos incluido una componente de electrones fríos. Suponemos que la función de distribución de orden cero de cada especie es bi-Maxwelliana, dada por:

$$f_0(v_{\perp}, v_{\parallel}) = (2\pi)^{-3/2} (v_{T\perp} v_{T\parallel})^{-1} \exp\left(\frac{-v_{\perp}^2}{2v_{T\perp}^2} - \frac{v_{\parallel}^2}{2v_{T\parallel}^2}\right) \quad (\text{B2})$$

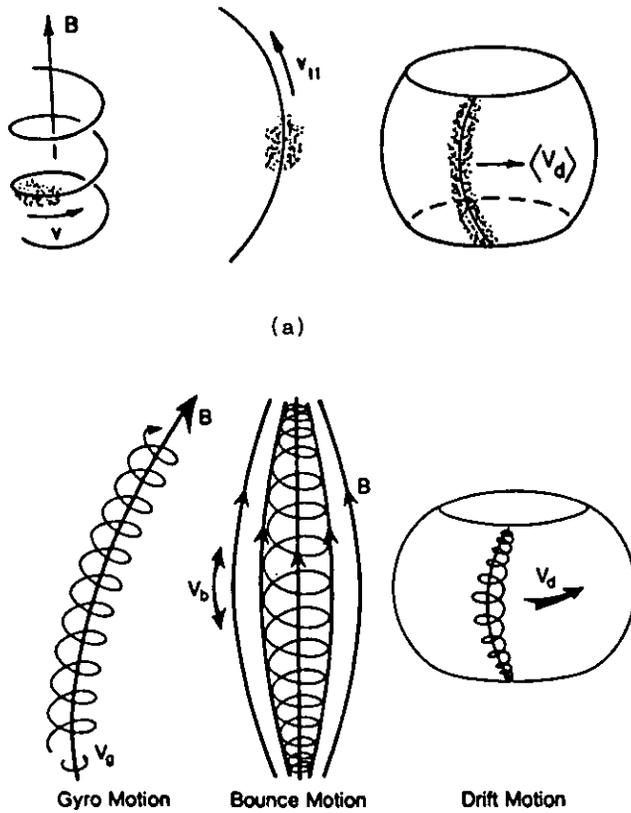


Figura B.0 Esquema del movimiento de partículas en un campo magnético. El dibujo de la izquierda en (a) y (b) muestra el movimiento de giro alrededor de la línea de campo. El dibujo central muestra el rebote de las partículas en los llamados *espejos magnéticos*. Y a medida que las partículas rebotan se arrastran en una *cascara* alrededor de la Tierra, esto es debido a la curvatura del campo (dibujo de la extrema derecha en (a) y (b)).

y escogiendo una propagación casi perpendicular $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$. Tenemos que:

$$\epsilon_{22} = \sum_{\alpha} \left\{ \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega_{\pi\alpha}^2} - \frac{c^2 k_{\perp}^2 \beta_{\perp\alpha}}{\omega^2} \left[1 + \frac{\beta_{\perp\alpha}}{\alpha \beta_{\parallel\alpha}} Z' \left(\frac{\omega}{\sqrt{2} k_{\parallel} v_{T\parallel\alpha}} \right) \right] \right\} \quad (B3)$$

donde Z es la función de dispersión de plasma (Fried y Conte, 1961) dada por:

$$Z(x) = \pi^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-y^2)}{(y-x)} dy \quad (B4)$$

y la derivada de la función de dispersión es: $Z'(x) = \partial Z / \partial x = -2[1 + xZ(x)]$. Ahora bien haciendo las siguientes aproximaciones: $\omega / k_{\parallel} \ll v_{T\parallel}$ (iones), y $\omega / k \ll v_A$. Por tanto si usamos la función de dispersión como $Z(x) \approx i\sqrt{\pi}e^{-x^2}$ ($|x| \ll 1$) obtenemos la relación de dispersión (Hasegawa, 1975).

$$\omega = -ik_{\parallel} v_{T\parallel}(ion) \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{\beta_{\parallel}(ion)}{\beta_{\perp}^2(ion)} \left[1 + \sum_{\alpha} \beta_{\perp\alpha} \left(1 - \frac{\beta_{\perp\alpha}}{\beta_{\parallel\alpha}} \right) \right] \quad (B5)$$

Para k_{\parallel} real, ω es siempre puramente imaginaria, dando un modo de decaimiento o crecimiento oscilatorio. Si el plasma es isotropico. $\beta_{\perp} = \beta_{\parallel}$, por tanto ω es negativa e imaginaria, y tenemos el amortiguamiento de transito de tiempo (Stix, 1962; Barnes, 1966). La inestabilidad y el crecimiento ocurre cuando:

$$1 + \sum_{\alpha} \beta_{\perp\alpha} \left(1 - \frac{\beta_{\perp\alpha}}{\beta_{\parallel\alpha}} \right) < 0 \quad (B6)$$

Los campos magnéticos en la inestabilidad de espejo se asemejan a aquellos mostrados en la figura B1. El patrón se mueve a lo largo de B_0 en el tiempo, y hay una resonancia entre la onda y las partículas viajando con una velocidad cercana a la velocidad de fase ω / k a lo largo de las líneas de campo. Las partículas resonantes experimentan un campo magnético el cual varía lentamente con el tiempo, tal que en las coordenadas del centro guía, el primer invariante adiabático μ_m se conserva. Es pues que el centro guía de las partículas se mueve como si estuviera sujeto a un potencial $\mu_m B$. Consecuentemente el movimiento de los centros guía es similar al movimiento de una partícula en un potencial electrostático periódico conduciendo a unas condiciones análogas al amortiguamiento de Landau y de Landau inverso.

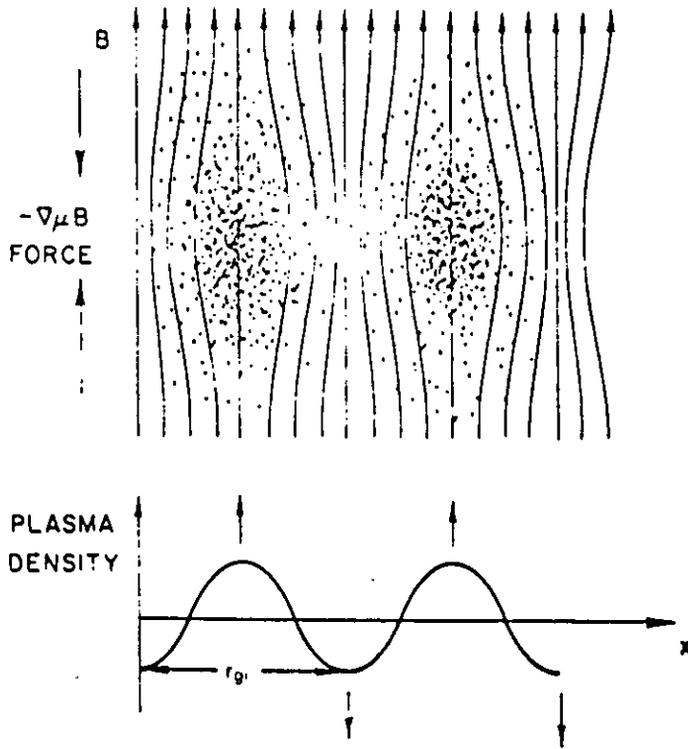


Figura B.1 Esquema de la inestabilidad de espejo (según Hasegawa, 1969). La densidad de puntos es proporcional a la densidad del plasma.

La inestabilidad hidromagnética de espejo ocurre cuando $\beta_{\perp} > \beta_{\parallel}$ o las velocidades perpendiculares exceden las longitudinales. Ya que el campo magnético tiene una geometría parecida a un espejo, las partículas son forzadas a estar en un campo magnético débil. Este incremento en la densidad de partículas, y la existencia de velocidades perpendiculares grandes nos produce campos diamagnéticos grandes los cuales además reducen el campo magnético ambiental, y por tanto se lleva a cabo la inestabilidad.

Las inestabilidades de velocidad-espacio que restan están asociadas con ondas (electromagnéticas) transversales propagándose paralelamente a \mathbf{B}_0 . Consecuentemente $\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} = 0$, y $k_{\parallel} = 0$. Por tanto tenemos que $\epsilon_{11} = \epsilon_{22}$ y $\epsilon_{13} = \epsilon_{23} = 0$ en el tensor dieléctrico (ecuación (A15) apéndice A). Escogemos una nueva base compuesta de tres vectores ortogonales $\mathbf{u}_1 \equiv 2^{-1/2}[1, i, 0]$, $\mathbf{u}_2 \equiv 2^{-1/2}[1, -i, 0]$ y el último vector $\mathbf{u}_3 \equiv [0, 0, 1]$ donde los primeros dos vectores corresponden a la polarización mano-izquierda y mano-derecha respectivamente. En un sistema coordenado rotado $\mathbf{E} \equiv [E_R, E_L, 0]$ donde $\mathbf{E}_R = \mathbf{u}_1^* \mathbf{E}$ y $\mathbf{E}_L = \mathbf{u}_2^* \mathbf{E}$. Similarmente, las componentes del tensor dieléctrico rotado será:

$$\epsilon_{R,L} = \mathbf{u}_{R,L}^* \mathbf{E} \mathbf{u}_{R,L} = 1 + \sum_a \frac{\omega_{pa}^2}{\omega^2} \int_{-\infty}^{\infty} dv_{\parallel} \int_{-\infty}^{\infty} dv_{\perp} v_{\perp}^2 \frac{[(\omega - kv_{\parallel})(\partial f_{0a} / \partial v_{\perp}) + kv_{\perp}(\partial f_{0a} / \partial v_{\parallel})]}{(\omega - kv_{\parallel} \pm \omega_{ga})} \quad (B7)$$

donde los signos más y menos en el denominador corresponden a los modos R y L respectivamente.

Las relaciones de dispersión para los dos modos son:

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} - \epsilon_{R,L} = 0 \quad (B8)$$

Una inestabilidad de onda de Alfvén se puede encontrar usando la relación de dispersión para el modo L, y escogiendo tres componentes de plasma con electrones fríos, iones fríos (el plasma frío es neutro) y un haz de electrones alineados al campo mono energéticos con velocidades de partícula v_B (Kimura y Matsumoto, 1968). Por tanto integrando los términos en la ecuación (B7) la relación de dispersión quedará como:

$$c^2 k^2 - \omega^2 + \frac{\omega_{pe}^2 \omega}{\omega - \omega_{pe}} + \frac{\eta \omega_{pe}^2 (\omega - kv_B)}{\omega - kv_B - \omega_{pe}} + \frac{\omega_{pi}^2 \omega}{\omega - \omega_{pi}} = 0 \quad (B9)$$

donde η es la razón del número de densidad del flujo de electrones al número de densidad de electrones fríos. Suponemos que la corriente total conducida por el haz de electrones es lo suficientemente pequeña tal que la magnitud de los campos magnéticos transversales generados por el haz es mucho menor que B_0 . En el límite $|\omega| \rightarrow 0$ y $|k| \rightarrow 0$, la relación de dispersión quedará como:

$$k^2 v_A^2 - \frac{v_A^2}{c^2} \eta \omega_{pe} (\omega - kv_B) - \omega^2 = 0 \quad (\text{B10})$$

El umbral para la inestabilidad es $v_B > v_A$, y la frecuencia de la inestabilidad es $\eta \omega_{pe}$. Kimura y Matsumoto han mostrado que en la magnetosfera, las frecuencias típicas para esta inestabilidad pueden estar en la banda 1 - 10 mHz.

Las inestabilidades ion ciclotrón son inestabilidades electromagnéticas las cuales ocurren cerca de las frecuencias ion ciclotrón ω_{pn} , y satisfacen las condiciones de resonancia $\omega - kv_{\parallel} = \pm \omega_{pn}$ (donde $n = \mp 1$ en la ecuación (A15 apéndice A)). Derivamos la relación de dispersión a través de suponer que el plasma es casi neutro y que tiene una mezcla de especies de iones calientes y fríos y electrones fríos. También suponemos que la proporción de iones calientes es muy pequeña. La relación de dispersión tendrá ahora la forma:

$$D = \frac{c^2 k^2}{\omega^2} - (\mathcal{E}_{R,L})_{frío} - (\mathcal{E}_{R,L})_{caliente} = 0 \quad (\text{B11})$$

donde la ecuación (A20 apéndice A) queda como:

$$(\mathcal{E}_{R,L})_{frío} = 1 - \sum_c \frac{\omega_{pc}^2}{\omega(\omega \pm \omega_{pc})} \quad (\text{B12})$$

donde c indica una suma sobre las especies frías (incluyendo electrones), y $(\mathcal{E}_{R,L})_{caliente}$ debe ser evaluado usando la integral en la ecuación (B7). Escogemos una función bi-Maxwelliana (ecuación (B2)) para los iones calientes, y obtenemos:

$$(\mathcal{E}_{R,L})_{caliente} = \sum_h \frac{\omega_{ph}^2}{\omega^2} \left\{ A_h - \frac{1}{U_{\parallel h} k} Z \left(\frac{\omega \pm \omega_{ph}}{U_{\parallel h} k} \right) \left[(A_h + 1) (\mp \omega_{ph} - \omega) \pm \omega_{ph} \right] \right\} \quad (\text{B13})$$

donde h denota las especies calientes, $U = \sqrt{2} v_T$ y $A_h = T_{\perp h} / T_{\parallel h} - 1$.

Si $|\text{Re}(\omega)| \gg |\text{Im}(\omega)|$, entonces la tasa de crecimiento será:

$$\text{Im}(\omega) = - \frac{\text{Im}(D)}{\partial(\text{Re}(D)) / \partial \omega}$$

donde D esta dado por la ecuación (B11).

Para ilustrar las inestabilidades ion ciclotrón se considera además un plasma con electrones fríos, protones fríos y protones anisotropicos calientes. La razón del número de densidad de los protones calientes al número de densidad del plasma es $\eta \ll 1$. Por tanto $\text{Re}(D)$ es aproximadamente $(\mathcal{E}_{R,L})_{fno}$. Encontramos ahora $\text{Im}(D)$ a través del argumento de Z , $\left(\left(\omega \pm \omega_{gr} \right) / U_{\parallel} k \right) \gg 1$ y consecuentemente

$$\text{Im}(\omega) = \frac{\sqrt{\pi} \eta (\pm \omega_{gr}) (\text{Re}(\omega) \pm \omega_{gr})^2}{k U_{\parallel} (\text{Re}(\omega) \pm 2\omega_{gr}) \text{Re}(\omega)} \quad (\text{B14})$$

$$\left[\pm \omega_{gr} - (A+1) (\text{Re}(\omega) \pm \omega_{gr}) \right] \exp \left(\frac{-(\text{Re}(\omega) \pm \omega_{gr})^2}{k^2 U_{\parallel}^2} \right)$$

donde i denota las especies de iones para iones calientes.

Para el modo R (modo rápido o de alta frecuencia), tendremos que la resonancia ocurrirá cuando $\omega - kv_{\parallel} = -\omega_{gr}$ y con $v_{\parallel} > \omega / k$, indicando que las partículas al moverse más rápido que la velocidad de fase de la onda son resonantes con la onda. El modo L tiene una resonancia en $\omega = \omega_{gr}$, y consecuentemente esta limitada a frecuencias menores que ω_{gr} , en la vecindad de la resonancia. Ya que $\omega - kv_{\parallel} = \omega_{gr}$ para el modo L, las partículas deben viajar en la dirección opuesta a la velocidad de fase de la onda. De la ecuación (B10) podemos ver que la onda crece si:

$$A > \frac{-\omega}{(\omega_{gr} + \omega)} \quad (\text{mod } o \text{ R}) \quad (\text{B15})$$

y

$$A > \frac{\omega}{(\omega_{gr} - \omega)} \quad (\text{mod } o \text{ L}) \quad (\text{B16})$$

El modo R es inestable si los iones calientes tienen $T_{\parallel} > T_{\perp}$, mientras que el modo L es inestable si $T_{\perp} > T_{\parallel}$. La figura B2 muestra algunas tasas de crecimiento típicas para el modo L en un plasma compuesto de electrones fríos, protones fríos y protones anisotropicos calientes.

Las tasas de crecimiento y las tasas de crecimiento convectivas para la inestabilidad ciclotrón son modificadas considerablemente por la presencia ambos iones pesado fríos y calientes. Las bandas de corte (ver figura A2 apéndice A) para el modo L inhiben la inestabilidad en las regiones espectrales entre ω_{ge} y

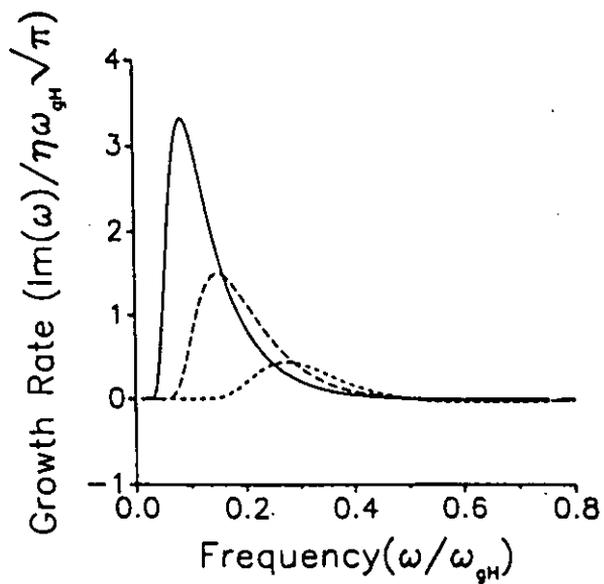


Figura B.2 Las tasas de crecimiento de la inestabilidad ion ciclotrón en un plasma de hidrogeno (ver ecuación B14).

Curva sólida: $A = 1.0$, $V_A / U_{\parallel} = 0.1$.

Línea punteada larga: $A = 1.0$, $V_A / U_{\parallel} = 0.2$.

Línea punteada corta: $A = 1.0$, $V_A / U_{\parallel} = 0.5$.

$(\omega_{cl})_a$. Justo abajo de las resonancias en ω_{gv} , la velocidad de fase de la onda es muy baja, permitiendo que un número grande de partículas interaccionen con la onda, lo cual nos da picos agudos en las tasas de crecimiento convectivo (Gomberoff y Cuperman, 1982). Un ejemplo de esto se muestra en la figura B3, donde ocurren grandes tasas de crecimiento convectivas en un pico agudo justo abajo de la frecuencia ciclotrón del oxígeno. La presencia de $H\theta'$ ha eliminado todo el crecimiento arriba de la frecuencia ciclotrón del He.

Inestabilidades en plasmas no uniformes: La onda de arrastre o inestabilidad universal ocurre en plasmas con gradientes espaciales en la función de distribución (por ejemplo, la densidad) (Mikhailovskii, 1967; Krall, 1968). La magnetosfera tiene una variedad de regiones con gradientes espaciales en los parámetros del plasma, y consecuentemente no nos sorprendamos en la posibilidad de que un gran número de autores han considerado las inestabilidades de arrastre en la magnetosfera, estos incluyen a Chamberlain (1963), Swift (1967), tamao (1969), Coroniti y Kennel (1970) y Hasegawa (1971).

La mayoría de las ondas de arrastre que son relevantes en la magnetosfera están en el régimen hidromagnético ($\omega < |\omega_{gv}|$). Quizás el más simple modo de arrastre cinético es aquel dado para un plasma de baja β ($\beta \ll m_e / m_i$) con un gradiente de densidad perpendicular a un campo magnético uniforme. El modo inestable es electrostático, y se propaga en una dirección perpendicular al campo magnético ambiental. Para un plasma que consiste de una β - moderada ($m_e / m_i \ll \beta \ll 1$), la onda electrostática se acopla con una onda de Alfvén Torsional, y para un plasma con β - alta ($\beta \approx 1$), el modo compresional rápido se acopla a la onda electrostática.

Para encontrar las relaciones de dispersión de estas inestabilidades, usamos la ecuación cinética de arrastre, la cual es derivada de la ecuación de Vlasov con la suposición $\omega \ll |\omega_{gv}|$ y $k \ll r_0^{-1}$. Por tanto promediamos la ecuación de Vlasov sobre tiempo y espacio e introducimos una función de distribución del centro guía $f_{G\alpha}(\mathbf{r}, v_{\parallel}, \mu_m, t)$ donde $\mu_m = mv_{\perp}^2 / 2B_0$ que es el primer invariante adiabático. Tenemos ahora que, $\mathbf{u}_{\perp} = (\mathbf{v}_{0d} + \mathbf{v}_d)$ donde \mathbf{v}_{0d} y \mathbf{v}_d son los arrastres debido a los campos de orden cero y primer orden respectivamente, y $u_{\parallel} = v_{\parallel}$. De nuevo suponemos que no hay campos eléctricos de orden cero. Por tanto:

$$\frac{d\mathbf{u}_{\parallel}}{dt} = \frac{q}{m} \mathbf{E}_{\parallel} - \frac{\mu_m}{mB_0} ((\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \mathbf{b})_{\parallel} \quad (\text{B17})$$

y

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_d = & \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}_0}{B_0^2} + \frac{\mu_m}{qB_0^2} (\mathbf{B}_0 \times \nabla (\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{b})) + \frac{m}{qB_0^2} \frac{\partial \mathbf{E}_{\perp}}{\partial t} \\ & + v_{\parallel} \frac{\mathbf{b}_{\perp}}{B_0} + \frac{mv_{\parallel}^2}{qB_0} \nabla_{\perp} \times \left(\frac{\mathbf{b}_{\perp}}{B_0} \right) \end{aligned} \quad (\text{B18})$$

donde hemos supuesto que los tamaños de escala de los campos magnéticos de orden cero son mucho más grandes que los tamaños de escala de los campos magnéticos de primer orden, b . Por tanto tenemos que la ecuación cinética de arrastre queda como:

$$\frac{\partial f_{Ga}}{\partial t} + \nabla \cdot (u f_{Ga}) + \frac{\partial (f_{Ga} du_{\parallel} / dt)}{\partial u_{\parallel}} = 0 \quad (B19)$$

Los coeficientes dieléctricos y la relación de dispersión se encuentran a través de usar un procedimiento esencialmente similar al usado para un plasma isotropico, excepto que la ecuación cinética de arrastre linealizada se usa para determinar las funciones de distribución perturbadas. Detalles al respecto están dados en Mikhailovskii (1967). Una discusión relativamente completa de las diferentes inestabilidades de arrastre están dadas en Hasegawa (1975) y Mikhailovskii (1983).

Para ilustrar la relación de dispersión cinética de arrastre para un plasma Maxwelliano con una β moderada $\beta \approx m_e / m$, y un gradiente de densidad perpendicular a \mathbf{B}_0 , podemos usar los resultados de Mikhailovskii (1967) (ver también Hasegawa, 1971). Suponemos que el plasma esta compuesto de electrones y protones con una temperatura finita pero fría. También suponemos que $(v_{Te})_{fno} \ll \omega / k_{\parallel} \ll (v_{Te})_{fno}$ y $k_{\perp} (v_{Ti})_{fno} / \omega_{pe} \leq 1$. Los tres modos de onda (ver tabla A1 y figura A1 apéndice A), el rápido de compresión, el de Alfvén y el acústico, están acoplados pero podemos simplificar el problema suponiendo que la propagación esta dominada por el modo de Alfvén torsional, y obtenemos una relación de dispersión para los modos acoplados ionoacústico y Alfvén torsional.

Usando las aproximaciones para la función de dispersión de plasma Z, la relación de dispersión quedará como (Hasegawa, 1971)

$$\left(\omega^2 + \omega \omega_i^* - k_{\parallel}^2 v_A^2 \right) \left(1 - \frac{\omega_i^*}{\omega} \right) \left[1 + i \left(\frac{\pi}{2} \right)^{1/2} \frac{\omega}{k_{\parallel} v_{Te}} \right] = 0 \quad (B20)$$

donde

$$\omega_i^* = \frac{\kappa k_{\perp} v_{Te}^2}{\omega_{pe}} = k_{\perp} v_D \quad (B21)$$

es la frecuencia de la onda de arrastre, $\kappa = \nabla \ln(n_0)$ y v_D es la velocidad de arrastre diamagnética. Las tres raíces reales son (Hasegawa, 1975):

$$\begin{aligned} \omega &= \omega_i^* \\ 2\omega &= -\omega_i^* \pm \left[(\omega_i^*)^2 + 4(k_{\parallel} v_A)^2 \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (B22)$$

donde la segunda ecuación nos da el modo de Alfvén (+) y el modo de ion de arrastre (-).

Podemos combinar las características esenciales de las configuraciones requeridas para las inestabilidades de arrastre y espejo para producir una inestabilidad que se propaga. Por ejemplo, si las condiciones son favorables para las ecuaciones de la inestabilidad de espejo (B5) y (B6), por tanto una estructura espacial periódica crecerá sin oscilación. Si existe un gradiente de densidad o temperatura, la velocidad diamagnética de arrastre de los protones será:

$$\mathbf{v}_D = -\frac{mv_T^2}{qB_0^2} \left(\frac{\nabla n}{n} + \frac{\nabla T}{T} \right) \times \mathbf{B}_0 \quad (\text{B23})$$

la cual dará oscilaciones con una frecuencia $\omega = v_D k_\perp = \omega'$. En la magnetosfera, un plasma caliente también experimenta arrastres de gradiente/curvatura, arrastres de gradiente de presión, los cuales se consideran conjuntamente con la inestabilidad de espejo nos conducirá a campos oscilatorios. Hasegawa (1969) ha mostrado que una derivación más rigurosa de la inestabilidad de arrastre de espejo en un plasma con un gradiente de densidad da la relación de dispersión ($k_\perp \gg k_\parallel$)

$$\omega = \omega'_i - ik_\parallel v_{T\parallel} \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{\beta_{\parallel v}}{\beta_\perp^2} \left[1 + \sum_\alpha \beta_{\perp\alpha} \left(1 - \frac{\beta_{\perp\alpha}}{\beta_{\parallel\alpha}} \right) \right] \quad (\text{B24})$$

la cual es justamente la relación de dispersión para la inestabilidad de espejo con el termino adicional ω'_i .

Un tratamiento más generalizado de estas inestabilidades en los plasmas magnetosfericos, particularmente los plasmas de la corriente anular, es dado por Southwood (1976). Southwood encontró, por ejemplo, que los plasmas de la corriente anular pueden ser inestables antes de que ocurran las condiciones para la inestabilidad de arrastre de espejo.

El primero en puntualizar que la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz podría ser una fuente de energía de las pulsaciones de bajas frecuencias fue Dungey (1954), ya desde aquella época la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz en la magnetopausa y la capa limite de baja latitud (LLBL) ha permanecido como el más viable e importante mecanismo para producir ondas en plasmas y pulsaciones.

Consideremos dos regiones de plasma uniforme, uno en reposo con velocidad $\mathbf{v}_1 = \mathbf{0}$, y densidad de masa ρ_1 , el otro con velocidad \mathbf{v}_2 y densidad ρ_2 . El campo geomagnético ambiental \mathbf{B}_0 , también es uniforme. Cuando la frontera es desplazada por una onda de plasma, el desplazamiento normal y la presión total perturbada son continuas a través de la frontera. Esto nos da dos condiciones a la frontera:

$$\rho_1 + \frac{\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{b}_1}{\mu_0} = \rho_2 + \frac{\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{b}_2}{\mu_0} \quad (\text{B25})$$

$$\xi_{n1} = \xi_{n2} \quad (\text{B26})$$

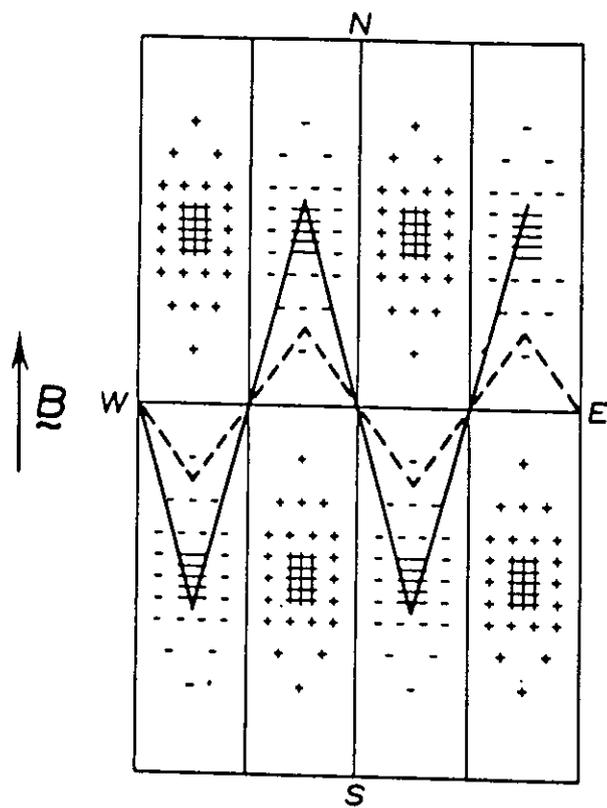


Figura B.4 Trayectorias de partículas resonantes rebotando en una onda estacionaria de segundo armónico. N, S, E y W corresponden a Norte, Sur, Este, Oeste respectivamente (según Southwood y Kivelson, 1982).