

03091

2



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MÉXICO

Unidad Académica de los Ciclos Profesionales y de Posgrado del Colegio de

Ciencias y Humanidades

INSTITUTO DE GEOFISICA
Posgrado en Geofísica

ESTUDIO DE LA ESTRUCTURA Y LA
DINAMICA DE LA MAGNETOSFERA
JOVIANA

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE

DOCTOR EN FISICA ESPACIAL

P R E S E N T A

T H O M A S M c G O W A N E D W A R D S

CIUDAD UNIVERSITARIA, MEXICO, D. F.

2002

TESIS CON
LLA DE ORIGEN



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Resumen

Las perturbaciones azimutales en el campo magnético de Júpiter observadas por la nave espacial Ulises, durante sus trayectorias hacia adentro y afuera de la magnetosfera joviana, son comparadas con valores teóricos calculados con base en la transferencia de momento angular de la ionosfera a la magnetosfera, debido a desviaciones de la corrotación rígida del plasma magnetosférico. En la trayectoria hacia adentro, se observó una configuración del campo magnético llamada “atrasada”, la cual corresponde a regiones de flujo del plasma subcorrotacional. El pico, en el campo azimutal, se encontró que decae con la distancia radial como $r^{-1.4}$. Se obtiene una buena concordancia teórica con los valores observados usando un valor de la conductividad de Pedersen de $0.15 \text{ mho} \pm 0.03 \text{ mho}$. Este valor es más pequeño que el valor de 0.4 mho obtenido del análisis de los datos de Pionero 10 y los Viajeros 1 y 2 por Vasylunas (1983). Esta diferencia es debida a los campos magnéticos más grandes observados por éstas naves por lo que fue necesario ajustar la teoría. En la trayectoria hacia fuera, la teoría da una buena concordancia con dos firmas “atrasadas” grandes del campo, donde el flujo es otra vez subcorrotacional. Sin embargo, a distancias mayores, se observa la presencia de una configuración continuamente “adelantada”, lo que no es predicho por la teoría, donde el flujo era todavía subcorrotacional. Se sugiere que esta configuración “adelantada” es debida al sistema de corriente de la magnetopausa-magnetocola.

Además, se derivan aproximaciones analíticas del potencial vectorial del modelo de la hoja de corriente ecuatorial de Júpiter de Connerney *et al.*, (1981) y se comparan con valores numéricos de las expresiones integrales. Se derivan dos aproximaciones, válidas para distancias radiales pequeñas y grandes en comparación con la distancia del borde interior de la hoja. Estas formas analíticas logran proporcionar aproximaciones excelentes dentro de sus regímenes de validación y son usadas para generar mapas de las líneas del campo magnético mediante contornos de la función de flujo. Se derivan también las componentes de campo magnético correspondientes libres de divergencia, y se comparan con valores numéricos. Estas también proporcionan una buena concordancia.

Abstract

Azimuthal magnetic field perturbations observed by the Ulysses spacecraft during the inbound and outbound passes of the Jovian magnetosphere are compared with theoretically calculated values based on the transfer of angular momentum from the ionosphere to the magnetosphere due to departures from rigid corotation of the magnetospheric plasma. On the inbound pass a “lagging” field configuration was observed corresponding to regions of subcorotational flow. The peak azimuthal fields were found to fall with radial distance as. Good theoretical agreement is obtained with the observed values using a value of the Pedersen conductivity of $0.15 \text{ mho} \pm 0.03 \text{ mho}$. This value is smaller than the 0.4 mho obtained from the analysis of the Pioneer 10 and the Voyager 1 and 2 data by Vasylunas (1983). This difference is due to the larger fields observed by the latter spacecraft to which the theory was fitted. On the outbound pass the theory gives good agreement with two large “lagging” field signatures where the flow is again subcorotational. At larger distances, however, the presence of a consistently “leading” field configuration is observed which is not predicted by the theory, since the flow was still subrotational in this region. This “leading” configuration is suggested to be due to the tail-magnetopause current system.

In addition, approximate analytical forms for the vector potential of the model equatorial Jovian current sheet of Connerney *et al.*, (1981) are derived and compared with numerical values derived from exact integral expressions. Two approximations are derived, valid for radial distances which are small and large compared with the distance of the inner edge of the model current sheet, respectively. These analytic forms are shown to provide excellent approximations within their respective regimes of validity, and are employed to generate field line maps via contours of the flux function. Corresponding divergence-free magnetic field components are also derived and compared with numerical values. These are also shown to provide generally good approximations.

Agradecimientos.

Primero deseo expresar mi sincero agradecimiento a la Dra. Silvia Bravo por la oportunidad de hacer posible esta tesis.

También deseo agradecer al Dr. Américo González, por la idea de venir a México a hacer un doctorado. Sin esta generosa invitación, esta tesis no hubiera sido realizada.

Adicionalmente, quisiera mandar un agradecimiento a todos en el Departamento de Física Espacial para su amistad y ayuda, en particular a Ernesto Aguilar y a Ernesto Andrade.

Al profesor S.W.H. Cowely, un agradecimiento especial por sus consejos, ideas y ayuda en la preparación de esta tesis.

A la familia Gálvez de Aguinaga un agradecimiento grande por su apoyo durante la elaboración de esta tesis y a mi esposa, Andrea, por su paciencia y apoyo.

Finalmente un agradecimiento al DGEP por el apoyo financiero.

A LA MEMORIA DE MIS PADRES; ELLEN Y JAMES EDWARDS,

A LA MEMORIA DE LA DRA. SILVIA BRAVO.

Y

A MI ESPOSA ANDREA.

Tabla de Contenido

Resumen	1
Abstract.....	2
Agradecimientos.	3
Tabla de Contenido.....	5
Tabla de Figuras	9
Plan de la Tesis.....	14
Capítulo 1: Movimiento de Partículas Cargadas en Campos Electromagnéticos y la Formación de la Magnetosfera.....	15
1.1 Movimiento en un Campo Magnético Uniforme.....	15
1.2 Conservación del primer invariante adiabático.	18
1.3 Angulo de paso de una partícula.....	20
1.4 Espejo magnético	21
1.4.1 Cono de Pérdida	23
1.4.2 Partículas atrapadas en una magnetosfera planetaria	24
1.5 Movimiento de arrastre.	24
1.5.1 Movimiento en un campo magnético y un campo eléctrico uniformes.....	25
1.5.2 Arrastre causado por la polarización en el campo eléctrico.	29

1.6	Movimiento en un campo magnético no homogéneo.....	30
1.6.1	Fuerza a lo largo de campos divergentes de líneas magnéticas.....	31
1.6.2	Arrastre de curvatura.....	32
1.6.3	Arrastre debido al gradiente.....	34
1.6.4	Arrastre gravitacional.....	35
1.7	Formación de la magnetosfera.....	36
1.7.1	Formación de las magnetosferas.....	37
1.7.2	Transferencia de momento en una magnetosfera planetaria.....	37
1.7.2.1	<i>Corrotación</i>	37
1.7.2.2	<i>Reconexión magnética</i>	37
Capítulo 2: Observaciones de la Magnetosfera de Júpiter por las Naves Espaciales Pionero 10,		
11, Viajero 1, 2 y Ulises.....		
2.1	Pionero y Viajero.....	37
2.2	Ulises.....	37
2.2.1	Visión general del encuentro con Júpiter por Ulises.....	37
2.2.2	Anisotropías y Velocidades: Trayectoria hacia adentro.....	37
2.2.2.1	<i>Flujos no corrotantes en la magnetosfera externa</i>	37
2.2.2.2	<i>Anisotropías y Velocidades de Volumen en la Magnetosfera Externa</i>	37
2.2.2.3	<i>La Región de Transición</i>	37
2.2.2.4	<i>La Magnetosfera Media</i>	37
2.2.2.5	<i>La Magnetosfera Interna</i>	37
2.2.3	La Trayectoria Hacia Afuera.....	37
Capítulo 3: La Magnetosfera de Júpiter.....		
3.1	Introducción.....	37
3.2	El campo magnético de Júpiter.....	37

3.2.1 El campo magnético interno.....	37
3.2.2 Tamaño de la magnetosfera.....	37
3.2.3 La magnetosfera interna.....	37
3.2.4 La magnetosfera media.....	37
3.2.5 La magnetosfera externa.....	37
3.2.6 La magnetocola.....	37
3.2.7 Desviaciones del campo magnético afuera de planos meridionales.....	37
3.3 Las Fuentes y la dinámica del plasma en la magnetosfera.....	37

Capítulo 4: La Comparación del Campo Magnético Azimutal y el Flujo del Plasma en la Magnetosfera Joviana..... 37

4.1 Introducción.....	37
4.2 Visión general del campo magnético y del flujo del plasma.....	37
4.2.1 Trayectoria de Ulises.....	37
4.2.2 Datos de Ulises: Trayectoria hacia adentro.....	37
4.2.3 Datos de Ulises: Trayectoria hacia afuera.....	37
4.3 Relación teórica entre las perturbaciones azimutales y el flujo del plasma.....	37
4.4 Aplicación a los datos de Ulises.....	37
4.5 Resumen.....	37

Capítulo 5: El Potencial Vectorial de la Hoja de Corriente en la Magnetosfera Joviana..... 37

5.1 Introducción.....	37
5.2 El potencial vectorial del modelo de Connerney <i>et al.</i>	37
5.2.1 Fórmulas Integrales.....	37
5.2.2 Aproximación para ρ grande.....	37
5.2.3 Aproximación para ρ pequeña.....	37
5.3 Comparación de los valores numéricos y analíticos.....	37

5.4 Resumen	37
Discusión y Conclusiones	37
1. Discusión	37
1.1. Incertidumbre en la velocidad del plasma	37
1.2. Relación entre la perturbación azimutal y el potencial vectorial	37
2. Conclusiones	37
2.1. Perturbaciones azimutales	37
2.2. El potencial vectorial de la hoja de corriente	37
Apéndice 1: Perturbación Azimutal Teórica de Vasylunas(1983).	37
Apéndice 2: Campo Magnético en Forma Integral y Aproximaciones Analíticas de Connerney et al., (1981).	37
Apéndice 3: Potencial Vectorial para una Hoja de Corriente de a a R.	37
Referencias	37

Tabla de Figuras

Figura 1.1. Ángulo de paso de una partícula con velocidad V y componentes perpendicular y paralela al campo magnético.	20
Figura 1.2. Geometría del campo magnético para una “botella” magnética. B_m es la máxima intensidad, B_o es la mínima intensidad y la partícula se refleja a intensidad B_R (Parks, 1991).	22
Figura 1.3 Movimiento de arrastre $E \times B$. La dirección es perpendicular tanto a E como a B	27
Figura 1.4 Definición de los vectores para una línea del campo magnético curvado (Parks 1991).	33
Figura 1.5. Movimiento de arrastre debido a gradientes en la intensidad del campo magnético. La dirección es perpendicular al gradiente (modificada de Parks. 1991).	34
Figura 1.6 Sistema de corrientes que conecta la magnetosfera con la ionosfera y que impone corrotación.	44
Figura 1.7 Difusión de las líneas del campo magnético en el proceso de reconexión magnético (modificada de Cowley, 1991).	47
Figura 1.8 El proceso de reconexión magnética en una magnetosfera planetaria (modificada de Cowley, 1991).	48
Figura 1.9 Patrón del flujo del plasma en el plano ecuatorial por la combinación de la convección debida al viento solar y a la corrotación con el planeta.	49
Figura 1.10 Perfiles de la velocidad de corrotación con el planeta, la convección del viento solar y la combinación de las dos.	49
Figura 2.1 Tres componentes de campo magnético, en coordenadas esféricas, referente al eje de espín y el flujo de iones en 3 canales en los rangos de energía 0.7-0.9, 1.3-2.2 y 3.5-6.5 MeV al encuentro de Ulises con Júpiter. Las líneas ligeras en el campo magnético son de carácter dipolar cerca del planeta y las líneas negras son el campo en las regiones lejanas. El panel de arriba es la latitud magnética y el de abajo es la razón entre protones y partículas α . Los datos de abajo muestran el número del día, la distancia desde el centro del planeta y el tiempo local (Staines <i>et al.</i> , 1996).	53
Figura 2.2 Componentes del campo magnético y su magnitud comparados con la latitud magnética para la magnetosfera externa en la trayectoria hacia adentro en el mismo formato de la figura 2.1 (Staines <i>et al.</i> , 1993).	59
Figura 2.3 Flujos de iones en los canales 1 – 5, 10 y 11 en los rangos de energía de; 0.7-0.9, 0.9-1.3, 1.3-2.2, 2.2-3.6, 3.6-6.7, 3.0-7.5 y 7.5-12 MeV en la magnetosfera externa. Los canales 1-5 son sensibles a los protones y 10 y 11 a las	

partículas α . Las letras A-F indican tiempos espectrales de energía que serán discutidos después (Staines *et al.*, 1993).

..... 61

Figura 2.4 Promedios, de media hora, espectrales de energía de los flujos en la figura 2.3 a los tiempos marcados por A-F (Staines *et al.*, 1993)..... 62

Figura 2.5 Promedios de media hora de los conteos sectorizados por el canal 6 (0.7 - 1.3 MeV) para los mismos intervalos de los espectros de los dos telescopios de anisotropía, T1 y T2. La flecha que viene del centro de las figuras es la proyección del campo magnético en el plano de espín. Cada gráfica ha sido normalizada al máximo número de conteos en cualquier sector, C_m , y esto está indicado por el círculo punteado (Staines *et al.*, 1993)..... 63

Figura 2.6 El flujo omnidireccional, J_o , el índice espectral, γ , la razón de protones a alfas, R , la anisotropía del primer y segundo orden y tres componentes de la velocidad del volumen para la magnetosfera externa. (Staines *et al.*, 1993). ... 65

Figura 2.7 La latitud magnética, el flujo omnidireccional, anisotropías de primer y segundo orden, y tres componentes de la anisotropía de primer orden para la trayectoria hacia adentro (Staines *et al.*, 1996). 67

Figura 2.8 La magnitud de la velocidad de volumen y tres componentes para la magnetosfera externa. La línea punteada en el panel de la magnitud muestra la velocidad total, la línea negra muestra la velocidad perpendicular al campo magnético y la línea ligera muestra la velocidad paralela al campo magnético. También, las líneas negras y ligeras muestran la velocidad perpendicular y paralela, respectivamente, para las componentes (Staines *et al.*, 1993)... 69

Figura 2.9(a) Magnitudes de las anisotropías de primer y segundo orden y tres componentes de la anisotropía de primer orden comparadas con la latitud magnética, para la trayectoria hacia fuera, en el mismo formato de las figuras anteriores (Staines *et al.*, 1996)..... 72

Figura 2.9(b) Tres componentes de la velocidad del volumen y la magnitud junto con el flujo omnidireccional y el índice espectral, para la trayectoria hacia fuera. Las líneas negras y ligeras muestran las velocidades perpendiculares y paralelas, respectivamente, para la trayectoria hacia fuera en el mismo formato de las figuras anteriores. La línea recta punteada en el panel de V_ϕ es la velocidad de corrotación rígida (Staines *et al.*, 1993). 73

Figura 3.1. Esquema de la magnetosfera de Júpiter indicando las diferentes regiones..... 75

Figura 3.2(a). Sistema de corriente asociado con la formación de la magnetocola. La figura muestra una sección cruzada de la magnetocola viendo desde el planeta a lo largo de la cola. 81

Figura 3.2(b). Sistema de corriente y la perturbación azimutal en el campo magnético asociados con transferencia de momento angular de la ionosfera a la magnetosfera.....	82
Figura 3.3. Las perturbaciones azimutales en el campo magnético asociadas con la formación de la magnetocola y la transferencia de momento angular del planeta	82
Figura 4.1(a), (b), (c). Formas de las líneas del campo magnético y sus perturbaciones azimutales correspondientes arriba y abajo del ecuador para (a) una configuración atrasada, (b) corrotación y (c) una configuración adelantada (modificada de Dougherty <i>et al.</i> , 1993).....	87
Figura 4.2. Sistema de coordenadas. R está hacia fuera radialmente, θ es la co-latitud y es positiva hacia al sur y φ es positiva en la dirección de corrotación (modificada de Dougherty <i>et al.</i> , 1993).....	88
Figura 4.3. Trayectoria de Ulises en coordenadas magnéticas. Z es la distancia a lo largo del eje del dipolo y R es la distancia perpendicular al eje del dipolo a lo largo del plano ecuatorial. Los puntos grandes son los números de los días y los puntos pequeños son intervalos de 2 horas (Cowley <i>et al.</i> , 1996).....	90
Figura 4.4. Datos de campo magnético y del flujo del plasma para la trayectoria hacia adentro de Ulises. De arriba hasta abajo se muestra; la latitud magnética de la nave, tres componentes del campo magnético (nT) en coordenadas magnéticas, el flujo omnidireccional de las partículas de energía ~ MeV para dos canales de los telescopios de anisotropía, el índice espectral de los iones, tres componentes de la velocidad perpendicular al campo magnético, en coordenadas magnéticas y su magnitud. Las líneas delgadas son las componentes de la velocidad de corrotación rígida perpendicular al campo magnético. Las líneas punteadas verticales indican; el choque de proa (S), la magnetopausa (M) y picos en el flujo (P). Los números al pie de la figura dan el número del día y la hora; la distancia radial de la nave al centro de Júpiter y el tiempo local (Laxton <i>et al.</i> , 1997).....	92
Figura 4.5. Datos del campo magnético y la velocidad para la trayectoria hacia fuera en el mismo formato de la figura 4.4 (Laxton <i>et al.</i> , 1997).....	94
Figura 4.6. Sistema de corriente eléctrica y la perturbación azimutal asociada con la transferencia de momento angular de la ionosfera a la magnetosfera para un plasma que rota más rápido que el planeta. Esta figura es en el marco en reposo del planeta. Para la situación más común de subcorrotación, todas las direcciones serían en la dirección opuesta.	97

Figura 4.7. Variación del pico de la perturbación azimutal afuera de la hoja de corriente en la trayectoria hacia adentro de Ulises. La línea recta es un ajuste lineal.....	102
Tabla 1. Promedios de una hora de los parámetros usados en el cálculo de Σ_p y su desviación estándar durante los picos en B_ϕ	103
Figura 4.8. Comparación de los picos de la perturbación azimutal de los datos de Ulises en la trayectoria hacia adentro con estimaciones teóricas de la perturbación azimutal de Vasylunas(1983) usando la ecuación (4.10) con $\Sigma_p = 0.136$ mho y $(\omega/\Omega_J) = -1.17$ (línea sólida), y $\Sigma_p = 0.4$ mho y $(\omega/\Omega_J) = -1$ (línea punteada). La otra línea punteada es el ajuste empírico de Vasylunas(1983) los datos de Pionero/Viajero en el lado de noche-amanecer en sus trayectorias hacia fuera.	104
Figura 4.9(a). Campo magnético azimutal observado en la trayectoria hacia adentro comparado con la velocidad azimutal y la latitud magnética. Los picos de la perturbación son indicados por 1,2,etc. Se muestra la velocidad de corrotación rígida para la comparación con la velocidad azimutal. Los números al pie de la figura son la hora del principio del día 36 y el número del día. El eje x es tiempo por todos los paneles.....	106
Figura 4.9(b). Comparación del campo azimutal calculado por ecuación (4.10) y el campo observado. La grafica de arriba muestra la distancia perpendicular al eje dipolar de la nave en unidades de R_J . La siguiente gráfica muestra la distancia de las líneas del campo magnético del eje dipolar en la ionosfera. La tercera gráfica es la razón de la velocidad angular del plasma a la velocidad angular de Júpiter en el marco del planeta. La última gráfica muestra la comparación de B_ϕ . El eje x es tiempo por todos los paneles	107
Figura 4.10(a). Campo magnético azimutal para la trayectoria hacia fuera comparado con la latitud magnética, la velocidad azimutal y la velocidad de corrotación rígida.....	109
Figura 4.10(b). Comparación del campo azimutal calculado y observado por la trayectoria hacia fuera. La figura contiene los mismos parámetros de la figura 4.9(a)	110
Figura 5.1 Variación del potencial vectorial (normalizado) con ρ' para valores de $z' = 0, 5, 10$ y 15 para las expresiones aproximadas (líneas punteadas) y para las expresiones integrales (líneas sólidas).....	125
Figura 5.2(a). El error fraccional del potencial vectorial para la aproximaciones ρ grande (línea punteada) y ρ pequeña (línea sólida) como función de z' a $\rho' = 5$	126

Figura 5.2(b). El error fraccional para ρ pequeña (línea sólida) y ρ grande (línea sólida) como función de ρ' a $z' = 0$	126
Figura 5.3(a). Líneas del campo magnético del modelo de la hoja de corriente. Las líneas son contornos de $\mathbf{F} = \rho A$ constante. La línea punteada es la hoja de corriente. Las distancias han sido normalizadas a R_j	127
Figura 5.3(b). Líneas del campo magnético del dipolo más la hoja de corriente.....	128
Figura 5.4. Componente radial normalizada del campo magnético de la hoja de corriente como función de ρ' por $z' = 2.5, 5, 10$ y 15 . Las líneas sólidas representan los valores de las aproximaciones y las líneas punteadas representan los valores de integración numérica.	129
Figura 5.5(a) Error fraccional de B_ρ para ρ grande (línea punteada) y para ρ pequeña (línea sólida) como función de z' a $\rho' = 5$	130
Figura 5.5(b). Error fraccional de B_ρ para ρ grande (línea punteada) y para ρ pequeña (línea sólida) como función de ρ' a $z' = 0$	130
Figura 5.6 La componente axial del campo magnético de la hoja de corriente para las aproximaciones (líneas punteadas) y para la integración numérica (líneas sólidas) para $z' = 0, 5, 10$ y 15	131
Figura 5.7(a) Error fraccional de la componente axial del campo magnético de la hoja de corriente como función de z' a $\rho' = 5$. Solamente se muestra una curva desde las dos aproximaciones (ρ grande y ρ pequeña) dan valores idénticos por toda z' a este valor de ρ' ($\rho' = a'$).....	131
Figura 5.7(b) Error fraccional de la componente axial para las aproximaciones ρ grande (línea punteada) y ρ pequeña (línea sólida) como función de ρ' a $z' = 0$	132

Plan de la Tesis.

La magnetosfera de Júpiter es la cavidad en el viento solar que contiene y es controlada por el campo magnético de Júpiter. Ha sido explorada por cinco naves espaciales (sin tomar en cuenta la misión más reciente de Galileo); Pionero 10 y 11, Viajero 1 y 2 y Ulises. Estas misiones han enviado información referente a la estructura y la dinámica de la magnetosfera y sobre las poblaciones de plasma.

Se intenta en esta tesis discutir y analizar algunos de los resultados de la misión Ulises.

Primero, se presentará una introducción a la teoría del movimiento de las partículas cargadas en campos electromagnéticos y la formación de magnetosferas.

Esto continuará en el capítulo 2, con un resumen de los resultados de las sondas Pionero, Viajero y Ulises.

En el capítulo 3 se hará una descripción (estructura y dinámica) de la magnetosfera de Júpiter, con base en los resultados anteriores.

En el capítulo 4, se realizará un análisis adicional con algunas características específicas de los datos de Ulises. En particular, las observaciones de perturbaciones azimutales en el campo magnético en los datos de las trayectorias hacia adentro y afuera, serán analizadas con base en las desviaciones de corrotación del plasma magnetosférico. Las perturbaciones observadas en la trayectoria hacia adentro serán utilizadas para obtener un valor de la conductividad de Pedersen en la ionosfera. Este valor será comparado con el valor calculado por Vasylunas (1983) y se explicará la diferencia entre los dos valores. El valor de la conductividad de Pedersen, calculado de los datos en la trayectoria hacia adentro, será usado para obtener valores teóricos de las perturbaciones azimutales considerando la transferencia de momento angular de la ionosfera a un plasma subcorrotado en la magnetosfera por medio de un sistema de corriente fluyendo entre las dos regiones.

En el capítulo 5, serán derivadas las aproximaciones del potencial vectorial de la hoja de corriente ecuatorial de Connerney *et al.*, (1981) para dos regiones correspondientes a distancias que son pequeñas y grandes con respecto al borde interior de la hoja.

Capítulo 1: Movimiento de Partículas Cargadas en Campos Electromagnéticos y la Formación de la Magnetosfera.

La siguiente descripción se aplica solo en los casos en que la energía de las partículas no es muy alta, y los campos eléctricos no son muy intensos, de tal modo que se puede despreciar la radiación. La ecuación básica de movimiento de una partícula cargada de masa, m , velocidad, v y carga q , en presencia de un campo eléctrico \mathbf{E} y un campo magnético \mathbf{B} es la ecuación de Lorentz dada por:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1.1)$$

Ya que la fuerza magnética es perpendicular a \mathbf{v} , ésta no hace trabajo sobre la partícula, por lo tanto no altera su energía cinética.

Tomando el producto escalar de (1.1) con \mathbf{v} se obtiene:

$$m\mathbf{v} \cdot \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q\mathbf{E} \cdot \mathbf{v} = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m v^2 \right) \quad (1.2)$$

Lo que es lo mismo, la energía cinética de la partícula se expresa en términos del campo eléctrico. Si el campo es estático y $\mathbf{E} = -\nabla\phi$, entonces la ecuación de conservación de la energía está dada por la integración de (1.2) dando como resultado

$$\frac{1}{2} m v^2 + q\phi = \text{constante} \quad (1.3)$$

1.1 Movimiento en un Campo Magnético Uniforme.

La ecuación de movimiento de una partícula cargada de masa m , con carga q y velocidad \mathbf{v} en presencia de un campo magnético está dada por la ecuación

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1.4)$$

la cual es la ecuación de Lorentz en la ausencia de un campo eléctrico.

Como en el caso anterior, si tomamos el producto punto de (1.4) con \mathbf{v} encontramos que,

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m v^2 \right) = 0 \quad (1.5)$$

Por lo que la energía cinética de una partícula en presencia de un campo magnético se conserva. Este resultado es general y se aplica para cualquier campo magnético arbitrario, que tiene que ser constante. De otra manera induce un campo eléctrico, que cambiaría la energía de las partículas.

Partiendo de la ecuación (1.4) en componentes, encontramos las siguientes ecuaciones de movimiento, si $\mathbf{B}=(0,0,B)$

$$m \frac{dv_x}{dt} = qBv_y, \quad m \frac{dv_y}{dt} = -qBv_x, \quad m \frac{dv_z}{dt} = 0 \quad (1.6)$$

Para resolver las primeras dos ecuaciones de (1.6), se hace la siguiente sustitución

$$u = vx + ivy \quad (1.7)$$

Esto nos deja escribir (1.6) en la forma de

$$\frac{du}{dt} + i\omega_c u = 0 \quad (1.8)$$

Donde $\omega_c = qB/m$ es la frecuencia de ciclotrón.

La manera más conveniente de estudiar los movimientos de las partículas en un campo magnético es separando la velocidad en componentes paralela y perpendiculares a \mathbf{B} .

Así

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_{||} + \mathbf{v}_{\perp} \quad (1.9)$$

Aquí $v_{||} = v_z$ y $v_{\perp}^2 = v_x^2 + v_y^2$.

La solución a la ecuación (1.8) está dada por

$$u = v_{\perp} e^{-i\omega_c t} \quad (1.10)$$

Del que finalmente obtendremos

$$v_x = v_{\perp} \cos \omega_c t, v_y = -v_{\perp} \sin \omega_c t, v_z = \text{constante} \quad (1.11)$$

Las ecuaciones de la trayectoria son:

$$x = \left(\frac{v_{\perp}}{\omega_c} \right) \sin \omega_c t, y = \left(\frac{v_{\perp}}{\omega_c} \right) \cos \omega_c t, z = v_{\parallel} t \quad (1.12)$$

Estas son las ecuaciones paramétricas de una hélice circular. Esto es, que la partícula se mueve en hélice alrededor de las líneas de fuerza. Debido a que $\mathbf{v}_{\parallel} \times \mathbf{B} = 0$, entonces no hay fuerza paralela al campo magnético y el movimiento a lo largo del campo es constante.

El resultado de la fuerza perpendicular es un movimiento circular alrededor de la línea de campo con velocidad v_{\perp} .

Este movimiento espiral puede ser considerado como un movimiento circular alrededor de un punto imaginario llamado centro guía el cual se mueve con una velocidad constante v_{\parallel} a lo largo de las líneas de fuerza.

El radio del círculo se da por:

$$r_L = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} = \frac{mv_{\perp}}{qB} \quad (1.13)$$

Donde la frecuencia de giro será, $\omega_c = qB/m$ y el periodo de giro será $1/\omega_c$. Aquí encontramos que el radio de giro es dependiente de la energía, sin embargo la frecuencia de giro no lo es.

En el marco de referencia del centro guía, la partícula describe un círculo alrededor del campo magnético. Este círculo está centrado en el centro guía.

Una partícula cargada que se mueve circularmente constituye un anillo de corriente el cual produce un campo magnético dipolar centrado en el centro de la órbita de la partícula. Este campo magnético

es tal que se opone al campo magnético en el interior del anillo de corriente, esto es, la depresión diamagnética del campo ocurre dentro de la órbita. Esto es verdad para ambas partículas negativas y positivas, aunque las partículas positivas y negativas giran en direcciones opuestas alrededor del campo, la corriente está definida en términos de la velocidad de la partícula positiva

El momento magnético asociado con el anillo de corriente está dado por $\mu=IA$, donde A es el área del anillo de corriente y la corriente eléctrica I se obtiene por $I = dq/dt$ donde $dt = 2\pi r_L/v$ y está

$$\text{dada por } I = \frac{qv}{2\pi r_L}$$

Así encontramos que:

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} \quad (1.14)$$

1.2 Conservación del primer invariante adiabático.

Si existen perturbaciones en el campo magnético y éstas ocurren en escalas temporales mucho más largas que los periodos de giro de las partículas, entonces puede demostrarse que el momento magnético se conserva.

Empezamos anotando que la fuerza paralela que actúa sobre una partícula en movimiento a lo largo de líneas de campo que divergen o líneas que convergen está dada por

$$F_{\parallel} = m \frac{dv_{\parallel}}{dt} = -\mu \nabla_{\parallel} \mathbf{B} = -\mu \frac{\partial B}{\partial S}, \quad (1.15)$$

donde S es medido a lo largo la línea de fuerza. Si multiplicamos ambos lados por v_{\parallel} y usamos que la derivada convectiva es, $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla$, obtenemos:

$$\frac{dB}{dt} = \frac{\partial B}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{B} = \frac{\partial B}{\partial t} + v_{\parallel} \frac{\partial B}{\partial S} \quad (1.16)$$

pero, si \mathbf{B} es independiente de tiempo, $\frac{\partial B}{\partial t} = 0$, entonces, $\frac{dB}{dt} = v_{\parallel} \frac{\partial B}{\partial S}$

$$mv_{||} \frac{dv_{||}}{dt} = -\mu \frac{dB}{dt} \quad (1.17)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} mv_{||}^2 \right) = -\mu \frac{dB}{dt} \quad (1.18)$$

Integrando esta ecuación tenemos:

$$\frac{1}{2} mv_{||}^2 + \mu B = \text{constante} \quad (1.19)$$

Esta es la ecuación de la energía de una partícula moviéndose a lo largo de un campo de fuerza potencial con energía potencial dada por μB .

Así

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{1}{2} mv_{||}^2 + \mu B \right] = 0 \quad (1.20)$$

Haciendo la diferenciación

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} mv_{||}^2 \right) + \mu \frac{dB}{dt} + B \frac{d\mu}{dt} = 0 \quad (1.21)$$

Usando (1.18) tendremos

$$B \frac{d\mu}{dt} = 0 \quad (1.22)$$

Y por ello

$$\frac{d\mu}{dt} = 0 \quad (1.23)$$

A esto se llama la conservación del primer invariante adiabático.

La consecuencia de esto es que el flujo magnético que pase por el anillo de corriente es constante conforme la partícula viaja a lo largo del campo. Esta es otra afirmación del teorema de Alfvén

como lo veremos posteriormente. La constancia de μ tiene consecuencias importantes con respecto al ángulo de paso de la partícula.

1.3 Ángulo de paso de una partícula

El ángulo de paso (α) de una partícula se define como el ángulo entre la velocidad de la partícula, esto es el vector velocidad, y la dirección del campo magnético. Esto se ilustra en la Figura 1.1.

La expresión para alfa se da por:

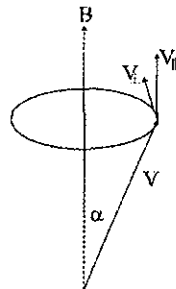


Figura 1.1. Ángulo de paso de una partícula con velocidad V y componentes perpendicular y paralela al campo magnético.

$$\alpha = \tan^{-1} \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \quad (1.24)$$

De esta figura podemos ver que $v_{\perp} = v \sin \alpha$ y $v_{\parallel} = v \cos \alpha$

Así el momento magnético puede expresarse como

$$\mu = \frac{mv^2 \sin^2 \alpha}{2B} \quad (1.25)$$

De la conservación de μ tenemos

$$\frac{\sin^2 \alpha_1}{B_1} = \frac{\sin^2 \alpha_2}{B_2} \quad (1.26)$$

Esto significa que conforme la intensidad del campo magnético aumenta, el ángulo de paso de las partículas también aumenta.

De la definición de μ se puede ver que conforme la fuerza del campo aumenta también lo hace la energía correspondiente al movimiento perpendicular. Esto debe ocurrir a expensas de la energía correspondiente al movimiento paralelo, por la conservación de energía, ecuación (1.19). Así, es posible que en algún punto a lo largo del campo magnético, la energía correspondiente al movimiento paralelo sea cero. Esto obviamente pasa cuando $v_{||} = 0$ y de la definición de $v_{||}$, esto pasa cuando $\alpha = 90^\circ$.

Así que cuando $\alpha = 90^\circ$ toda la energía de la partícula es cinética transversal.

La posición a lo largo del campo donde $\alpha = 90^\circ$ se llama punto espejo magnético. En el punto espejo magnético, las partículas no pueden penetrar en campos de mayor intensidad.

Si la magnitud del campo del punto espejo es B_R entonces para (1.26) tenemos

$$\sin^2 \alpha = \frac{B}{B_R} \quad (1.27)$$

donde α es el ángulo de paso correspondiente al punto donde el campo tiene intensidad B . Las partículas que empiezan con un ángulo de paso pequeño, se reflejarán en regiones donde el campo es muy intenso y las partículas que empiezan con un ángulo de paso grande se reflejarán cuando el valor del campo magnético sea pequeño. La ecuación (1.27) relaciona el punto inicial del ángulo de paso con la razón entre el campo inicial y el campo magnético del punto espejo. Entonces, si conocemos el valor del campo magnético B_r podemos calcular el valor del ángulo de paso inicial para reflejarse en B_r o si sabemos α podemos calcular el campo magnético en el punto de espejo.

1.4 Espejo magnético

Considérese un campo magnético como el de la figura 1.2 y una partícula en un estado inicial en esta geometría definida por su ángulo de paso, α , y la intensidad del campo magnético B y dejemos a esta partícula moverse a otro estado en tal geometría.

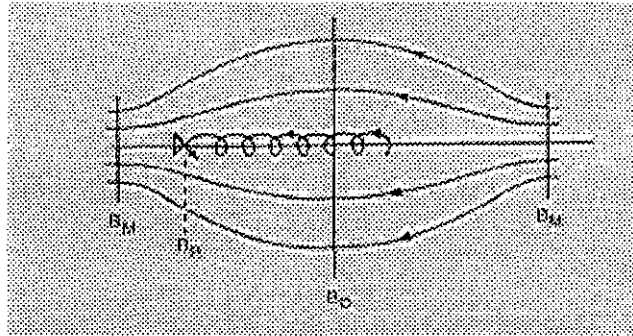


Figura 1.2. Geometría del campo magnético para una “botella” magnética. B_m es la máxima intensidad, B_0 es la mínima intensidad y la partícula se refleja a intensidad B_R (Parks, 1991).

Dejemos a este nuevo estado estar en el punto espejo. Dejemos que la intensidad del campo magnético máximo que una partícula puede experimentar es B_m y el campo en el punto de espejo sea B_R . Entonces de la ecuación (1.26) tenemos que, $\sin^2 \alpha_m = \frac{B_m}{B_R}$, donde α_m es el ángulo de paso de la partícula a la intensidad del campo B_m . Para partículas que tienen un valor del campo magnético B_r en su punto espejo el cual es mayor que B_m tenemos, de la ecuación (1.26), que $\sin^2 \alpha_m < 1$. Entonces $\alpha_m < 90^\circ$. Eso implica que las partículas tienen un ángulo de paso menor de 90° en el campo magnético máximo y escapan de la botella magnética. Las partículas para las cuales $B_R < B_m$ (1.26) implica que $\sin^2 \alpha_m > 1$. Mas sin embargo, como esto no es posible ($\sin^2 \alpha_m \leq 1$), entonces las partículas quedarán atrapadas en esta botella magnética.

En este orden sistemático habrá un punto medio, B_0 , donde el campo es un mínimo. La razón de un espejo magnético se define como

$$R = \frac{B_m}{B_0} \quad (1.28)$$

El mecanismo físico de este proceso de reflexión es el siguiente:

En un campo magnético, la fuerza magnética $\mathbf{F} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ se encuentra en todas partes y es perpendicular a \mathbf{B} y \mathbf{v} . En un campo uniforme las partículas se mueven en círculo alrededor del campo, junto con un movimiento constante paralelo al campo. El movimiento paralelo es constante ya que la fuerza es perpendicular en todas partes, por lo que la fuerza promedio sobre una órbita es

cero. En general, en un campo no uniforme, la fuerza instantánea sigue en todas partes perpendicular a \mathbf{B} , pero en este caso la fuerza media sobre una órbita no es cero, sino que tiene una componente paralela a la dirección del campo en el centro guía. La fuerza paralela debido al resultado del cambio de \mathbf{B} a lo largo de la dirección del campo esta dada por $F_{\parallel} = -\mu \nabla B$. Esta es la fuerza que acelera las partículas a lo largo de las líneas de campo de regiones de alta intensidad de campo a regiones de baja intensidad de campo.

Así, dada la "botella magnética" de la figura 1.2, las partículas son aceleradas por F_{\parallel} a lo largo de la dirección del gradiente del campo hasta que se encuentran con la misma geometría al final del otro lado. En este punto F_{\parallel} actúa en sentido opuesto para acelerarla de nuevo. De este modo las partículas rebotan de un lado a otro entre los dos puntos espejo. Ya que el punto espejo depende tan solo del ángulo de paso inicial, las partículas que comienzan a lo largo de las líneas del campo magnético, con el mismo ángulo pero con energías diferentes, se reflejaran en el mismo punto. Su energía tan solo determina cuánto tiempo tardaran en llegar al punto espejo y su radio de giro. Esta geometría de campo que hemos estado discutiendo, ocurre también en las magnetósferas planetarias.

1.4.1 Cono de Pérdida

Ya hemos visto cómo las partículas en una geometría de botella magnética rebotan entre los puntos espejo conjugados y cómo, dependiendo de sus ángulos de paso, estarán atrapadas o escaparán. El ángulo de paso más pequeño que una partícula atrapada puede tener está definida por $\sin^2 \alpha_0 = \frac{B_0}{B_m}$.

Ya que existe un numero infinito de vectores de velocidad con α_0 alrededor del campo magnético, esto define un cono de velocidad del vector alrededor del campo en el espacio de velocidades. Las partículas con $\alpha < \alpha_0$ se encuentran dentro del cono, y por lo tanto serán perdidas mientras que las partículas con $\alpha > \alpha_0$ están afuera del cono y quedarán atrapadas.

1.4.2 Partículas atrapadas en una magnetosfera planetaria.

Un arreglo similar a esta geometría de botella magnética existe en un campo dipolar y se considera a primera aproximación que una magnetosfera planetaria se puede describir por un campo dipolar. Para una configuración dipolar no existe un campo de intensidad magnética máxima, B_m , de la misma manera que existe para la geometría de la botella magnética. La intensidad del campo de la botella magnética no se incrementa más que B_m , entonces las partículas que se reflejarían en una intensidad mayor que B_m escaparán como previamente lo hemos dicho. La intensidad del campo magnético dipolar, por otra parte, continúa incrementándose a lo largo de las líneas del campo magnético hacia el centro del planeta. En principio las partículas pueden reflejarse en cualquier punto a lo largo de las líneas del campo magnético hasta la superficie del planeta. Esto es, que pueden viajar toda la longitud de la línea del campo magnético, si en toda esta longitud la magnitud del ángulo de paso es menor de 90° . Como sea debe recordarse que los planetas tienen atmósferas, por lo que las partículas que se reflejan en un campo magnético de intensidad el cual está localizado dentro de la atmósfera se perderán debido a colisiones. Entonces para un campo magnético planetario, el cono de pérdida será definido por el ángulo de paso, α_0 , que está sobre el ecuador en donde se da el espejo de partículas a una altura arbitraria encima de la superficie. Esta altura es donde generalmente las partículas entran a la atmósfera.

1.5 Movimiento de arrastre.

Además de girar alrededor de las líneas del campo magnético y de rebotar entre los puntos espejo, las partículas cargadas sufren arrastres perpendiculares a las líneas del campo magnético cuando están bajo la influencia de fuerzas externas. A estos arrastres se les llama arrastres transversales al campo y derivan de campos eléctricos, de inhomogeneidades en los campos magnéticos y de la variación en el tiempo de los campos magnéticos y campos eléctricos.

1.5.1 Movimiento en un campo magnético y un campo eléctrico uniformes.

Hemos visto que en presencia de un campo magnético uniforme, las partículas cargadas describen espirales centradas en las líneas del campo magnético.

Si ahí existe un campo eléctrico añadido a \mathbf{B} , entonces el movimiento de la partícula será alterado. Si hacemos una separación del campo eléctrico entre componentes paralelas y perpendiculares a \mathbf{B} , entonces la ecuación de Lorentz tendrá dos direcciones, las cuales son:

$$m \frac{dv_{||}}{dt} = qE_{||}, m \frac{dv_{\perp}}{dt} = q(\mathbf{E}_{\perp} + \mathbf{v}_{\perp} \times \mathbf{B}) \quad (1.31)$$

Dado que $\mathbf{v}_{||} \times \mathbf{B} = 0$

Consideremos primeramente el caso paralelo. En este caso el resultado es el siguiente:

$$\begin{aligned} v_{||} &= \left(\frac{qE_{||}}{m} \right) t + v_{0||} \\ z &= \left(\frac{qE_{||}}{2m} \right) t^2 + v_{0||} t + z_0 \end{aligned} \quad (1.32)$$

donde $v_{0||}$ y Z_0 son las condiciones iniciales cuando $t=0$

Aquí vemos que la componente paralela del campo eléctrico acelera las partículas a lo largo de la dirección de \mathbf{B} .

Para el caso en que el campo eléctrico es perpendicular a \mathbf{B} con $\mathbf{B}=(0,0,B)$ y $\mathbf{E}=(E_x,0,0)$, la ecuación de Lorentz cambia a:

$$\frac{dv_x}{dt} = \omega_c v_y + \frac{\omega_c E_x}{B}, \frac{dv_y}{dt} = -\omega_c v_x, \frac{dv_z}{dt} = 0 \quad (1.33)$$

La sustitución de $\frac{dv_x}{dt}$ en $\frac{d^2 v_y}{dt^2}$ da:

$$\frac{d^2 v_y}{dt^2} + \omega_c^2 v_y + \frac{\omega_c^2 E_x}{B} = 0 \quad (1.34)$$

Si tomamos un nuevo marco de referencia tal que:

$$v_y = u - \frac{E_x}{B} \quad (1.35)$$

Entonces obtenemos:

$$\frac{d^2 u}{dt^2} + \omega_c^2 u = 0 \quad (1.36)$$

Cuya solución es:

$$u = A \cos \omega_c t + C \sin \omega_c t \quad (1.37)$$

Por lo tanto:

$$v_y = A \cos \omega_c t + C \sin \omega_c t - \frac{E_x}{B} \quad (1.38)$$

Derivando la ecuación (1.38) y sustituyéndola por $\frac{dv_y}{dt}$ en la ecuación (1.33), da la solución para v_x .

Las constantes A y C son determinadas de las condiciones iniciales, esto es $\mathbf{v}=(v_{x0}, v_{y0}, v_{z0})$ en $t=0$.

De esto encontramos que $A=v_{y0}+E_x/B$ y $C=-v_{x0}$, y la solución completa está dada por:

$$\begin{aligned} v_x &= v_{x0} \cos \omega_c t + \left(v_{y0} + \frac{E_x}{B} \right) \sin \omega_c t \\ v_y &= \left(v_{y0} + \frac{E_x}{B} \right) \cos \omega_c t - v_{x0} \sin \omega_c t - \frac{E_x}{B} \\ v_z &= v_{z0} \end{aligned} \quad (1.39)$$

Si $E_x=0$, entonces el resultado de esta ecuación es el de una partícula en un campo magnético uniforme, donde la partícula gira alrededor del campo magnético en órbita espiral. La adición de \mathbf{E} perpendicular a \mathbf{B} resulta en la adición del término E_x/B a la velocidad. Esto es, las partículas ahora derivan en la dirección de y ($\mathbf{E} \times \mathbf{B}$) con una rapidez E_x/B , al mismo tiempo giran alrededor de las líneas del campo magnético. Esta ecuación ahora describe un movimiento cicloidal.

El mecanismo físico para este arrastre se describe de la siguiente manera: Una partícula que está en reposo inicia su aceleración bajo la influencia del campo eléctrico \mathbf{E} , pero la fuerza centrípeta causada por \mathbf{B} , forza a la partícula a moverse circularmente alrededor del campo magnético. De esta manera el campo eléctrico acelera la partícula durante la mitad de su órbita y la desacelera la otra mitad, en donde el proceso se inicia nuevamente. El resultado es un movimiento cicloidal, esto quiere decir, un movimiento circular alrededor del campo y un arrastre promedio perpendicular a ambos \mathbf{E} y \mathbf{B} . Véase la figura 1.3.

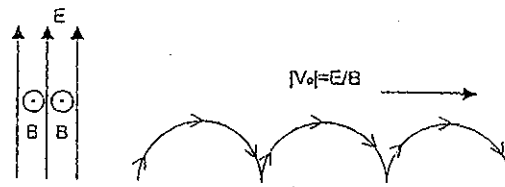


Figura 1.3 Movimiento de arrastre $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$. La dirección es perpendicular tanto a \mathbf{E} como a \mathbf{B} .

En el caso general, donde $\mathbf{E}=(E_x, E_y, E_z)$ encontramos, haciendo una investigación similar al ejemplo previo, que las soluciones de las ecuaciones de movimiento se obtienen si cambiamos de marco de referencia,

$$\mathbf{v} = \mathbf{u} + \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (1.40)$$

donde \mathbf{u} es la solución al problema del \mathbf{B} estático. Esta es la velocidad de la partícula en un marco de referencia en reposo relativo a un marco de referencia en movimiento cuya velocidad de arrastre es, $\mathbf{V}_D = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}$. La discusión anterior puede ser considerada como un arrastre del centro guía perpendicular a \mathbf{B} , bajo la influencia de una fuerza externa. Así, derivamos una expresión para la velocidad de arrastre perpendicular del centro guía.

Consideremos a una partícula en un campo magnético estático $\mathbf{B}=(0,0,B)$ y añadamos a esto una fuerza externa \mathbf{F} .

La ecuación de movimiento es entonces:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \mathbf{F} \quad (1.41)$$

Otra vez, separando esto en componentes paralela y perpendicular, tenemos:

$$m \frac{dv_{||}}{dt} = F_{||}, m \frac{dv_{\perp}}{dt} = q(\mathbf{v}_{\perp} \times \mathbf{B}) + \mathbf{F}_{\perp} \quad (1.42)$$

Definamos la velocidad de arrastre como $\mathbf{v}_{\perp} = \mathbf{u} + \mathbf{V}_d$

Esto es

$$\frac{d\mathbf{v}_{\perp}}{dt} = \frac{d\mathbf{u}}{dt} + \frac{d\mathbf{V}_d}{dt} = \frac{q}{m} [(\mathbf{u} + \mathbf{V}_d) \times \mathbf{B}] + \frac{\mathbf{F}}{m} \quad (1.43)$$

Asumiendo que \mathbf{V}_d es constante tenemos que:

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = \frac{q}{m} \mathbf{V}_d \times \mathbf{B} + \frac{q}{m} \mathbf{u} \times \mathbf{B} + \frac{\mathbf{F}}{m} \quad (1.44)$$

Transformándolo a un marco de referencia en movimiento con \mathbf{V}_d la velocidad de arrastre cambia, y las partículas tan sólo giran alrededor de las líneas del campo magnético. En este caso

$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = \frac{q}{m} (\mathbf{u} \times \mathbf{B})$. Esto implica que:

$$q(\mathbf{V}_d \times \mathbf{B}) + \mathbf{F} = 0 \quad (1.45)$$

Tomando el producto vectorial de esta ecuación con \mathbf{B} nos da:

$$\mathbf{V}_d = \frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}}{qB^2} \quad (1.46)$$

Ya que $\mathbf{V}_d \cdot \mathbf{B} = 0$

Si la fuerza externa es suministrada por un campo eléctrico, entonces esto da la velocidad de arrastre, obtenida anteriormente. Este arrastre es independiente de la carga de la partícula, entonces el arrastre de las partículas positivas y el arrastre de las partículas negativas van en la misma

dirección. La fuerza de Lorentz para una partícula en un campo eléctrico estático está dada por la ecuación (1.31). Consideremos tan solo la parte perpendicular. Si la velocidad perpendicular está dada por:

$$\mathbf{V}_\perp = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (1.47)$$

entonces la fuerza de Lorentz sobre la partícula es cero. Esto es, las partículas que están en reposo en un marco de referencia con esta velocidad no experimentan fuerzas netas. Las partículas, por supuesto, siguen girando alrededor de las líneas del campo magnético, en este marco de referencia, pero la fuerza promedio sobre una órbita es cero. También debe recordarse que esta velocidad es la del centro guía esto es, el centro guía no experimenta ninguna fuerza.

1.5.2 Arrastre causado por la polarización en el campo eléctrico.

Consideremos un campo eléctrico que es perpendicular a \mathbf{B} y que varía lentamente en el tiempo, la ecuación de movimiento es,

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{q\mathbf{E}}{m} + \frac{q}{m}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1.48)$$

Dejemos que $\mathbf{v} = \mathbf{u} + \mathbf{V}_E$, donde $\mathbf{V}_E = \mathbf{E} \times \mathbf{B} / B^2$ y recordando que $(\mathbf{E} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = (\mathbf{E} \cdot \mathbf{B})\mathbf{B} - B^2\mathbf{E}$ y $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$ (\mathbf{E} perpendicular a \mathbf{B}), tenemos que:

$$m \frac{d\mathbf{u}}{dt} + m \frac{d\mathbf{V}_E}{dt} = q(\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (1.49)$$

Ahora dejemos que $\mathbf{u} = \mathbf{u}_1 + \mathbf{V}_p$ donde \mathbf{V}_p es el arrastre de polarización.

Esto nos da:

$$m \frac{d\mathbf{u}_1}{dt} + m \frac{d\mathbf{V}_p}{dt} + m \frac{d\mathbf{V}_E}{dt} = q(\mathbf{u}_1 \times \mathbf{B}) + q(\mathbf{V}_p \times \mathbf{B}) \quad (1.50)$$

Si hacemos que:

$$m \frac{d\mathbf{V}_E}{dt} = q(\mathbf{V}_p \times \mathbf{B}) \quad (1.51)$$

Y tomamos el producto vectorial con \mathbf{B} , obtenemos:

$$\mathbf{V}_p = -\frac{m}{qB^2} \left(\frac{d\mathbf{V}_E}{dt} \times \mathbf{B} \right) \quad (1.52)$$

Sustituyendo la ecuación (1.51) por la ecuación (1.50) nos da:

$$m \frac{d\mathbf{u}_l}{dt} + m \frac{d\mathbf{V}_p}{dt} = q(\mathbf{u}_l \times \mathbf{B}) \quad (1.53)$$

Si \mathbf{V}_p puede ser ignorado, entonces encontramos que \mathbf{u} es el movimiento del ciclotrón, como anteriormente.

El movimiento total es entonces el movimiento espiral sobrepuesto a dos arrastres.

$$\mathbf{v} = \mathbf{u}_l + \mathbf{V}_E + \mathbf{V}_p \quad (1.54)$$

1.6 Movimiento en un campo magnético no homogéneo.

Considérese el posible efecto perturbador en un campo magnético homogéneo. Si \mathbf{B}_0 es el campo no perturbado, al centro guía, entonces el campo perturbado podrá ser aproximado por la ecuación

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{r} \cdot \underline{\underline{\alpha}} \quad (1.55)$$

Donde α_{ij} es un tensor de segundo orden que se define como

$$\alpha_{ij} = \frac{\partial B_i}{\partial x_j} \quad (1.56)$$

Entonces la ecuación (1.55) en componentes es

$$B_i = B_{0i} + x_j \frac{\partial B_i}{\partial x_j} \quad (1.57)$$

En coordenadas cartesianas esto puede escribirse de la siguiente manera:

$$\begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_{0x} \\ B_{0y} \\ B_{0z} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{\partial B_x}{\partial x} & \frac{\partial B_x}{\partial y} & \frac{\partial B_x}{\partial z} \\ \frac{\partial B_y}{\partial x} & \frac{\partial B_y}{\partial y} & \frac{\partial B_y}{\partial z} \\ \frac{\partial B_z}{\partial x} & \frac{\partial B_z}{\partial y} & \frac{\partial B_z}{\partial z} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (1.58)$$

Esta es la aproximación lineal en un desarrollo de Taylor, la suma de α_{ii} debe desaparecer puesto que $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$. Si, sólo por el momento, consideramos los términos diagonales y asumimos que el campo se encuentra en dirección Z, entonces tendremos:

$$B_x = \left(\frac{\partial B_x}{\partial x} \right) x, B_y = \left(\frac{\partial B_y}{\partial y} \right) y, B_z = \left(\frac{\partial B_z}{\partial z} \right) z + B_0 \quad (1.59)$$

1.6.1 Fuerza a lo largo de campos divergentes de líneas magnéticas.

Puede mostrarse (Parks 1991) que estos términos diagonales dan como resultado campos lineales convergentes o campos lineales divergentes. La componente de la fuerza de Lorentz a lo largo de la dirección Z está dada por :

$$F_z = q(v_x B_y - v_y B_x) \quad (1.60)$$

Esto da una expresión para F_z , usando la ecuación (1.59)

$$F_z = q \left[v_x \left(\frac{\partial B_y}{\partial y} \right) y - v_y \left(\frac{\partial B_x}{\partial x} \right) x \right] \quad (1.61)$$

Si transformamos a coordenadas polares, $x = r \cos \theta, y = r \sin \theta$ y promediamos F_z sobre θ obtenemos:

$$\langle F_z \rangle = \frac{q}{2} r v_\theta \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (1.62)$$

Para llegar a la ecuación (1.62) usamos $\langle \cos^2 \theta \rangle = \langle \sin^2 \theta \rangle = 1/2$, $\langle \cos \theta \sin \theta \rangle = 0$, $r \frac{d\theta}{dt} = v_\theta$ y $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ podemos expresar esto de una manera más conveniente notando que $v_\theta = \pm v_\perp$ y $\omega_c = \frac{qB}{m}$. Así pues se obtiene,

$$\langle F_z \rangle = \pm \frac{mv_\perp^2}{2B} \left(\frac{\partial B_z}{\partial z} \right) = \pm \mu \frac{\partial B}{\partial S} \quad (1.63)$$

donde S es medida a lo largo de Z .

En general,

$$\mathbf{F}_{||} = \pm \mu \nabla_{||} \mathbf{B} \quad (1.64)$$

1.6.2 Arrastre de curvatura.

El examen de los términos $\frac{\partial B_x}{\partial z}$, $\frac{\partial B_y}{\partial z}$ en el tensor $\text{grad} \mathbf{B}$ nos enseña que dan como resultado las curvaturas de las líneas de los campos magnéticos (Parks1991).

Una partícula que viaja en dichas líneas del campo magnético con una velocidad $v_{||}$ experimentará una fuerza centrífuga dada por:

$$\mathbf{F}_c = \frac{mv_{||}^2 \boldsymbol{\rho}}{\rho^2} \quad (1.65)$$

Aquí ρ es el radio de la curvatura. La sustitución de esta ecuación en la ecuación del centro guía nos da:

$$\mathbf{V}_c = \frac{mv_{||}^2 \boldsymbol{\rho} \times \mathbf{B}}{qB^2 \rho^2} \quad (1.66)$$

El radio de curvatura, ρ , se define como:

$$\frac{\mathbf{e}_2}{\rho} = \frac{\partial \mathbf{e}_1}{\partial S} \quad (1.67)$$

Donde \mathbf{e}_1 es el vector unitario tangente a \mathbf{B} y \mathbf{e}_2 es el vector unitario en la dirección ρ negativa. Esto se ilustra en la figura 1.4.

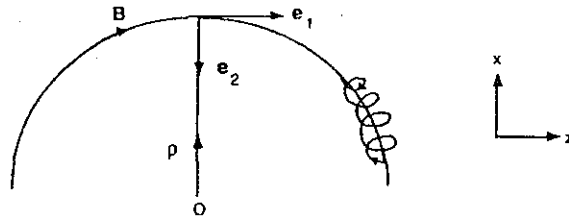


Figura 1.4 Definición de los vectores para una línea del campo magnético curvado (Parks 1991).

En esta figura vemos que $\mathbf{e}_1 = \mathbf{B}/B$ y $\mathbf{e}_2 = \frac{-\boldsymbol{\rho}}{\rho}$

De esto resulta la expresión para el radio de curvatura que es la siguiente:

$$\frac{\boldsymbol{\rho}}{\rho^2} = -\frac{(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}}{B^2} \quad (1.68)$$

En donde se supone que la intensidad del campo magnético es constante a lo largo de la dirección del campo magnético, esto es $\frac{\partial B}{\partial s} = \frac{\partial B_z}{\partial s} = 0$ y que $\frac{\partial}{\partial s} = \mathbf{e}_1 \cdot \nabla$.

Esto nos da la velocidad del arrastre de curvatura como:

$$\mathbf{V}_c = \frac{mv_{\parallel}^2}{qB^4} \mathbf{B} \times (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} \quad (1.69)$$

Si las partículas están en un campo magnético en el cual no hay corrientes eléctricas de volumen ($J=0$), entonces la relación $(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} - \nabla \frac{B^2}{2}$ puede escribirse como: $(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} = \nabla \frac{B^2}{2}$ debido a que $\text{rot} \mathbf{B} = 0$ entonces \mathbf{V}_c puede ser escrito como:

$$\mathbf{V}_c = \frac{mv_{\parallel}^2}{qB^4} \mathbf{B} \times \nabla \frac{B^2}{2} \quad (1.70)$$

Aquí vemos que V_c depende de la masa y la carga eléctrica y es proporcional a la energía correspondiente al movimiento paralelo.

1.6.3 Arrastre debido al gradiente.

Los términos $\frac{\partial B_z}{\partial x}$ y $\frac{\partial B_z}{\partial y}$ en el tensor $\text{grad}\mathbf{B}$ resultan de la perturbación del campo magnético homogéneo en la dirección z únicamente y son dependientes del cambio de B_z en las direcciones x y y . Esto resulta del gradiente en las direcciones x, y . Suponiendo por el momento que $\frac{\partial B_z}{\partial x} = 0$ y que $\frac{\partial B_z}{\partial y}$ es positivo, esta situación se ilustra en la figura 1.5.

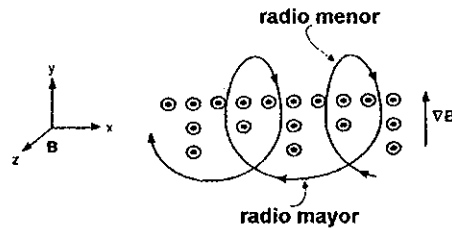


Figura 1.5. Movimiento de arrastre debido a gradientes en la intensidad del campo magnético. La dirección es perpendicular al gradiente (modificada de Parks, 1991).

Como R_c depende de $1/B$ entonces R_c es mayor para B pequeña. Es por eso que el radio de curvatura es mayor cuando la intensidad del campo magnético es pequeña. En la figura 1.5, B es mayor en la dirección positiva de y , y pequeña en la dirección de y negativa. Esto resulta en un arrastre del centro guía en la dirección x . Por la simetría de la órbita alrededor del eje x , esto quiere decir que la partícula se tarda el mismo tiempo en ir hacia arriba que en ir hacia abajo. El promedio de la fuerza en dirección x , $\langle F_x \rangle = 0$. El promedio de la fuerza en la dirección y se obtiene de la ecuación de Lorentz la cual es:

$$\langle F_y \rangle = -qv_x B(y) \quad (1.71)$$

Desarrollando esto a primer orden como una serie de Taylor, tenemos:

$$F_y \approx -qv_x \left[B_o + \left(\frac{\partial B_z}{\partial y} \right) y \right] \quad (1.72)$$

La sustitución de v_x y $y = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} \cos \omega_c t$ de ecuaciones (1.11) y (1.12) da:

$$\langle F_y \rangle = -\frac{qv_{\perp} r_c}{2} \left(\frac{\partial B_z}{\partial y} \right) \quad (1.73)$$

Aquí ha sido usado el promedio de las funciones trigonométricas y la expresión para r_c . Esta fuerza está en la dirección \hat{y} y la sustitución directa de la ecuación (1.73) en la ecuación del centro guía nos da:

$$\mathbf{V}_{\nabla B} = -\frac{v_{\perp} r_c}{2B^2} \left(\frac{\partial B_z}{\partial y} \right) \hat{y} \times \mathbf{B} \quad (1.74)$$

Como $\mathbf{B} = B \hat{z}$, $\hat{y} \times \mathbf{B} = \hat{x} B$ esto se convierte en

$$\mathbf{V}_{\nabla B} = -\frac{v_{\perp} r_c}{2B^2} \left(\frac{\partial B_z}{\partial y} \right) B \hat{x} \quad (1.75)$$

Como el gradiente fue escogido arbitrariamente, la forma general es:

$$\mathbf{V}_{\nabla B} = \frac{mv_{\perp}^2}{2qB^3} \mathbf{B} \times \nabla B \quad (1.76)$$

Este arrastre es dependiente de la masa y de la carga eléctrica.

1.6.4 Arrastre gravitacional.

Además de los arrastres debidos a los campos eléctricos y los campos magnéticos, las partículas son arrastradas también por la gravedad.

La fuerza debida a la gravedad es simplemente, $\mathbf{F}_g = m\mathbf{g}$. La sustitución de esta ecuación en la ecuación del centro guía da:

$$\mathbf{V}_g = \frac{m(\mathbf{g} \times \mathbf{B})}{qB^2} \quad (1.77)$$

Nótese que este arrastre es dependiente de la masa. Esto es debido a que la ecuación de arrastre es aplicada al centro guía el cual es un punto ficticio que obviamente no siempre obedece las leyes de la mecánica.

1.7 Formación de la magnetosfera.

Antes de discutir sobre la formación de las magnetosferas planetarias, hay ciertas suposiciones que se tienen que hacer. La suposición básica que hacemos es que el plasma es un conductor de electricidad perfecto. Esto tiene importantes consecuencias para la formación de la magnetosfera y para el movimiento del plasma magnetosférico. Empezamos por considerar las transformaciones no relativistas de los campos magnéticos.

Consideremos un marco de referencia inercial, S , en el que sólo existe un campo eléctrico, \mathbf{E} y un campo magnético \mathbf{B} . Entonces en un marco, S' , moviéndose relativamente a este marco con velocidad constante, \mathbf{v} , hay un campo eléctrico dado por,

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (1.78)$$

La ley de Ohm en un marco de referencia en movimiento está dada por,

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1.79)$$

Si el marco que se mueve es el marco en el cual el plasma está en reposo y asumimos que el plasma es un conductor perfecto, esto es un fluido ideal MHD, entonces como $\sigma = \infty$, donde σ es la conductividad eléctrica, $\mathbf{E}' = 0$, esto es, el campo eléctrico en el marco de referencia del plasma en reposo es cero. Y así obtenemos,

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (1.80)$$

donde \mathbf{E} es el campo eléctrico en el marco inercial y \mathbf{v} es la velocidad de conjunto del plasma. A esto se le llama la conductividad perfecta aproximada, por razones obvias. Esto tiene consecuencias de peso concernientes al movimiento del plasma y al campo magnético. Si asumimos conductividad perfecta, entonces la ecuación (1.79) es válida y encontramos que esto implica que si un número de partículas del fluido giran inicialmente alrededor de una línea de campo particular, entonces siempre lo seguirá haciendo. Esto se conoce como el teorema de Alfvén o el teorema de congelamiento del flujo y dice más precisamente: en un fluido conductor perfecto que se mueve en un campo magnético, el flujo magnético que pasa por un circuito cerrado que se mueve con el fluido es constante.

Considérese una superficie abierta, S , de partículas de fluido circundada por una curva, C . El flujo magnético a través de S en el tiempo t es,

$$\phi = \iint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} \quad (1.81)$$

En el tiempo $t + dt$ la curva se ha movido a C' . El flujo a través de la superficie cambia debido a 1) el desplazamiento de S y 2) debido que transcurrió un intervalo de tiempo dt . Entonces, en el tiempo dt el elemento de línea, $d\mathbf{l}$, barre un área vectorial, $d\mathbf{S} = \mathbf{U}dt \times d\mathbf{l}$. Entonces,

$$\phi_1 = \iint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = \oint_C \mathbf{B} \cdot (\mathbf{U}dt \times d\mathbf{l}) = \oint_C \mathbf{B} \cdot (\mathbf{U} \times d\mathbf{l})dt \quad (1.82)$$

$$\Rightarrow \frac{\partial \phi_1}{\partial t} = \oint_C \mathbf{B} \cdot (\mathbf{U} \times d\mathbf{l}) \quad (1.83)$$

En el tiempo dt el índice de cambio del flujo magnético está dada por,

$$\frac{\partial \phi_2}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \iint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = \iint_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} \quad (1.84)$$

El índice total de cambio del flujo magnético está dada por,

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\partial\phi_1}{\partial t} + \frac{\partial\phi_2}{\partial t} \quad (1.85)$$

$$\frac{d\phi}{\partial t} = \oint_C \mathbf{B} \cdot (\mathbf{U} \times d\mathbf{l}) + \iint_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} \quad (1.86)$$

Usando la identidad del vector $\mathbf{B} \cdot (\mathbf{U} \times d\mathbf{l}) = (\mathbf{B} \times \mathbf{U}) \cdot d\mathbf{l}$, tenemos que,

$$\frac{d\phi}{dt} = \iint_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} + \oint_C (\mathbf{B} \times \mathbf{U}) \cdot d\mathbf{l} \quad (1.87)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \iint_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} - \oint_C (\mathbf{U} \times \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{l} \quad (1.88)$$

Usando el teorema de Stokes, obtenemos,

$$\frac{d\phi}{dt} = \iint_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} - \iint_S \nabla \times (\mathbf{U} \times \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{S} \quad (1.89)$$

pero, $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \wedge (\mathbf{U} \wedge \mathbf{B})$ para un fluido que es un conductor perfecto. Entonces,

$$\frac{d\phi}{dt} = \iint_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} - \iint_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} = 0 \quad (1.90)$$

Esto es, ϕ es constante. Este es el teorema de Alfvén.

De las transformaciones de Lorentz, si es que existe un marco de referencia donde el campo eléctrico es cero, entonces transformando de un marco donde el campo eléctrico es \mathbf{E} a un campo moviéndose con velocidad,

$$\mathbf{v} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (1.91)$$

el campo eléctrico desaparece. Entonces, el movimiento de conjunto del plasma (velocidad del marco en el que el plasma está en reposo) se da por (1.91). En la aproximación del congelamiento del flujo podríamos considerar al campo como moviéndose y transportando las partículas con él, o

como partículas moviéndose y transportando al campo con ellas. Cualquier escenario que se escoja depende de las energías relativas del campo y del plasma. Un parámetro importante en este caso es la β del plasma. Si tratamos al plasma como un fluido (MHD), entonces la ecuación de momento puede ser escrita como,

$$\rho_m \frac{d\mathbf{U}}{dt} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p \quad (1.92)$$

Donde ρ_m es la densidad de la masa del plasma y p es la presión, que aquí se supone que es un escalar. En el estado estacionario $d\mathbf{U}/dt=0$, la ecuación de momento se reduce a,

$$\nabla p = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (1.93)$$

Usando la ley de Ampère y usando la identidad del vector, $\nabla \times \mathbf{B} \times \mathbf{B} = (\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{B} - \nabla \frac{B^2}{2}$ tenemos,

$$\nabla p = \frac{(\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{B}}{\mu_0} - \frac{\nabla B^2}{2\mu_0} \quad (1.94)$$

Si el campo magnético no varía a lo largo de la dirección de \mathbf{B} , entonces tenemos que el primer término de la derecha de (1.94) desaparece y tenemos,

$$\nabla \left(p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) = 0 \quad (1.95)$$

Entonces, $\left(p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right)$ es constante en el espacio. El parámetro $\beta = p_{\text{plasma}}/p_{\text{magnética}}$ del plasma se define como la importancia relativa de la presión del plasma y la presión del campo magnético. Un plasma que tiene β bajo es aquel para el que $\beta \ll 1$ y un plasma que tiene β alto es en el que $\beta \gg 1$. Entonces, cuando $\beta \ll 1$ el campo magnético domina y podemos de esta manera considerar el movimiento del plasma como congelado al campo magnético y cuando $\beta \gg 1$ consideramos el movimiento del campo magnético como congelado en el plasma.

Este resultado ahora será utilizado para explicar la formación de las magnetosferas planetarias.

1.7.1 Formación de las magnetosferas.

Una magnetosfera planetaria es la región espacial dominada por el campo magnético del planeta. Esto es esencialmente una cavidad en el viento solar que circunda al planeta formada por la interacción del campo magnético en los planetas y el viento solar. Como consecuencia del teorema de congelamiento del flujo no hay, en una primera aproximación, mezcla entre el plasma del viento solar y el plasma magnetosférico. Esto establece dos regiones separadas del plasma.

El modelo más simple para determinar el tamaño de la magnetosfera es el modelo de Chapman-Ferraro. Este modelo considera la condición de equilibrio de presión entre el viento solar y la presión que ejerce el campo magnético. También asume que el límite magnético del planeta es una superficie plana, la magnetosfera no tiene partículas y el viento solar no tiene un campo magnético.

Si el número de partículas en el viento solar es n y v es la rapidez del viento solar, entonces el flujo de partículas que chocan con la magnetosfera del planeta es nv . El momento transferido a la magnetosfera es entonces $\approx 2mv$ por partícula. La presión total del empuje ejercido por el viento solar está dada por,

$$P_{sw} \approx 2m_p nv^2 \quad (1.96)$$

Esta presión tiene que ser balanceada por la presión magnética del campo planetario. La expresión de la presión magnética está dada por,

$$P_B = \frac{B_{mp}^2}{2\mu_0} \quad (1.97)$$

donde B_{mp} es el campo en la magnetosfera. Si suponemos que el campo es dipolar, sabemos cómo varía con la latitud y la distancia. Si sabemos el valor del campo, por ejemplo, en el ecuador, B_e , el valor de este campo en la magnetosfera puede ser deducido.

Para un campo dipolar en el ecuador ($\lambda(\text{latitud})=0$) entonces,

$$B_e = \frac{\mu_0 M}{4\pi R_e^3} \quad (1.98)$$

donde m es el momento magnético del planeta, μ_0 es la permeabilidad de vacío y R_e es la distancia radial del centro del planeta a la superficie en el ecuador. Si R_e es medido en radios planetarios entonces,

$$B_e = \frac{\mu_0 m}{4\pi} \quad (1.99)$$

Así pues, a una distancia R_{mp} , la distancia a la magnetosfera a lo largo del plano ecuatorial, el valor del campo está dado por,

$$B_{mp} = \frac{B_e}{R_{mp}^3} \quad (1.100)$$

donde R_{mp} está medida en radios planetarios.

Hay sin embargo otra componente magnética que debe ser añadida a este resultado: la formación de la hoja de corriente de Chapman-Ferraro en el límite de la magnetopausa. Puesto que en este modelo estamos asumiendo que no hay partículas en la magnetosfera, entonces esta corriente debe venir de las partículas del viento solar y de hecho es causada por la penetración parcial de las partículas en la magnetosfera. Estas partículas, una vez en la magnetosfera, empiezan a girar alrededor del campo como respuesta a la fuerza de Lorentz. Y como las partículas negativas y positivas giran en direcciones opuestas esto constituye una corriente neta. Esta corriente induce un campo magnético que aumenta el campo magnético en el lado planetario de la magnetopausa y lo disminuye en el lado hacia el Sol. Ya que la magnetopausa es la extensión más exterior del campo planetario, este modelo requiere que el campo inducido sea de la misma magnitud del campo planetario. Entonces este campo inducido duplica el campo planetario en el lado planetario y lo cancela en el lado hacia el Sol de la magnetopausa.

Entonces, el campo en la magnetosfera está dado por,

$$B_{mp} = \frac{2B_e}{R_{mp}^3} \quad (1.101)$$

y la presión del campo magnético en la magnetopausa está dada por,

$$P_{mp} = \frac{2B_e^2}{\mu_o R_{mp}^6} \quad (1.102)$$

El equilibrio de presiones requiere que,

$$m_p n v^2 = \frac{2B_e^2}{\mu_o R_{mp}^6} \quad (1.103)$$

Eso da una expresión final para la distancia de la magnetopausa en el ecuador;

$$R_{mp} = \left(\frac{2B_e^2}{\mu_o n m_p v^2} \right)^{\frac{1}{6}} \quad (1.104)$$

Si asumimos que el número de partículas por unidad de volumen en el viento solar varía inversamente con el cuadrado de la distancia al Sol, entonces si, por ejemplo, n_E y n_J representan el número de partículas que llegan a la Tierra y a Júpiter, respectivamente, entonces,

$$n_J = n_E \left(\frac{R_E}{R_J} \right)^2 \quad (1.105)$$

donde R_E y R_J son las distancias del Sol a la Tierra y a Júpiter respectivamente. Esto es, si sabemos el número de partículas que llegan a un planeta, el número puede ser calculado para otro planeta aproximadamente.

Este modelo no considera la presión que se da por el plasma de la magnetosfera la cual estará presente en una magnetosfera planetaria y no considera una geometría de líneas de campo curvas.

1.7.2 Transferencia de momento en una magnetosfera planetaria.

En una magnetosfera planetaria existen dos fuentes de momento, principalmente, que puede ser transferido al plasma magnetosférico. Están son; a) la corrotación parcial del plasma de la magnetosfera del planeta y b) la convección por el viento solar debida a reconexión magnética.

1.7.2.1 Corrotación.

El mecanismo que lleva a la corrotación es la transferencia de momento del planeta al plasma magnetosférico. El requisito inicial es que la atmósfera neutra debe corrotar estrictamente con el planeta. Entonces, la atmósfera neutra se junta con la ionosfera vía colisión ion-neutro. Es la ionosfera la que imparte el esfuerzo electromagnético para la transferencia de momento a la magnetosfera. Asumiendo que la capa de conductividad de la ionosfera corrota estrictamente con el planeta con una velocidad angular, Ω_J , entonces la velocidad de la atmósfera neutra está dada por,

$$v_{\phi A} = \rho_i \Omega \quad (1.106)$$

donde ρ_i es la distancia perpendicular del pie de la línea del campo magnético en la ionosfera, desde el eje de rotación del planeta. Entonces, asumiendo que las líneas del campo magnético giran con una frecuencia angular, ω , debido a que la velocidad de las líneas del campo magnético a la distancia ρ_i desde el eje de rotación está dada por

$$v_{\phi} = \rho_i \omega \quad (1.107)$$

Entonces la velocidad diferencial está dada por,

$$\Delta v_{\phi} = \rho_i (\omega - \Omega_J) \quad (1.108)$$

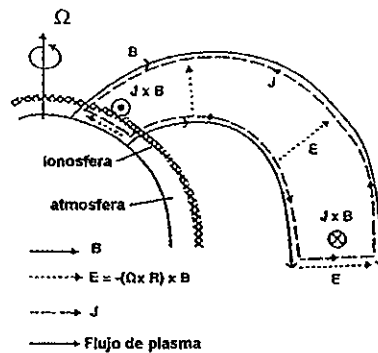
Esta velocidad diferencial es la velocidad de $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ en el arrastre del campo del aire neutro y el campo eléctrico está dada por $\mathbf{E} = -\Delta v_{\phi} \wedge \mathbf{B}_i$, donde B_i es el campo magnético en la ionosfera. En la ionosfera las líneas de campo son verticales aproximadamente (apuntando al norte o al sur) y tenemos el campo eléctrico dirigido hacia el norte (o sur) en el marco de referencia de la atmósfera neutra como,

$$E_N = B_i \rho_i (\omega - \Omega_J) \quad (1.109)$$

Este campo eléctrico lleva una corriente en la ionosfera, la corriente de Pedersen, la cual está dirigida hacia el sur si $\omega < \Omega_J$. Estas corrientes se vinculan a la corriente magnetosférica ecuatorial

vía corrientes alineadas al campo magnético. Por este proceso el momento es transferido desde el planeta (ionosfera) a la magnetosfera.

La fuerza $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ en la ionosfera actúa como freno de la atmósfera y como incremento de la velocidad del plasma magnetosférico. En el estado estacionario, el equilibrio será establecido entre la ionosfera y la magnetosfera y se alcanzará una velocidad angular común. Un esquema de esta situación se muestra en la figura 1.6.



TESIS CON FALLA DE ORIGEN

Figura 1.6 Sistema de corrientes que conecta la magnetosfera con la ionosfera y que impone corrotación.

La ionosfera es una fuente de energía electromagnética ($\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ negativo) y la magnetosfera es un sumidero de la energía electromagnética ($\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ positivo) en el marco inercial.

1.7.2.2 Reconexión magnética.

La convección por el viento solar es el otro mecanismo de transferencia de momento en una magnetosfera planetaria. Este es producido por reconexión magnética de los campos planetario e interplanetario.

Antes de discutir cómo la dinámica de gran escala de la magnetosfera se debe a la convección del viento solar, debemos describir el proceso de la reconexión magnética.

El congelamiento en el teorema de flujo es tan solo una aproximación la cual es solo válida en escalas espaciales grandes. En pequeñas escalas espaciales este teorema se quebranta. Si existe un

cizallamiento en el campo magnético a través de la magnetopausa planetaria, entonces por la ley de Ampère esto resulta en una corriente. Entonces aparece una hoja de corriente en el límite de la magnetosfera. El plasma entonces obedece la ley de Ohm de esta forma,

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \frac{\mathbf{j}}{\sigma} \quad (1.110)$$

El lado izquierdo de esta ecuación es el campo eléctrico en el sistema de referencia en el que el plasma está en reposo. La sustitución de (1.110) a la ley de Faraday y usando la ley de Ampère nos da la ecuación de inducción,

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{\nabla^2 \mathbf{B}}{\mu_o \sigma} \quad (1.111)$$

El análisis dimensional de la razón de los dos términos en el lado derecho de (1.111) da como resultado el número de Reynolds magnético, R_m , que se define como,

$$R_m \equiv Lv\mu_o\sigma \quad (1.112)$$

donde L es la longitud de escala espacial característica de la variación en el campo magnético. Si el primer término en el lado derecho es dominante, tenemos que,

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1.113)$$

En este caso el campo magnético y el plasma están congelados juntos. Esto es $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$. Esto corresponde a valores grandes de R_m . Si el segundo término domina tenemos que,

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{\nabla^2 \mathbf{B}}{\mu_o \sigma} \quad (1.114)$$

La cual es una ecuación de difusión. Esto asume que el plasma no está conduciendo perfectamente lo que corresponde a valores chicos de R_m .

La reconexión ocurre cuando la conductividad perfecta es quebrantada y tenemos el cizallamiento en el campo magnético. La ecuación (1.114) gobierna el proceso de reconexión magnética. Esta ecuación implica que el campo magnético decae en una escala de tiempo de difusión dado por,

$$t_D = \mu_o \alpha^2 \quad (1.115)$$

Si tenemos campos magnéticos con direcciones opuestas a cada uno de los lados del límite separados por una línea neutra ($B_o=0$) y suponiendo que el campo magnético está tan sólo en la dirección x , la cual es $B_x = \pm B_o$ para $0 < z < 0$, entonces la solución de (1.114) está dada por,

$$\frac{B_x}{B_o} = \frac{2}{\pi} \int_0^\zeta e^{-u^2} du = erf(\zeta) \quad (1.116)$$

donde $\zeta = \left(\frac{\mu_o \sigma}{t} \right)^{1/2} z$. La implicación de esta ecuación es que las líneas magnéticas se difunden de

cada lado de la línea neutra a través del plasma y se aniquilan la una a la otra. El ancho de la hoja de corriente asociada con este límite se incrementa en tiempo cómo \sqrt{t} . Esto es, que la expansión de la hoja de corriente y la conversión de la energía de campo a la energía del plasma es inicialmente rápida. El ancho de la hoja es aproximadamente $l = \left(\frac{t}{\mu_o \sigma} \right)^{1/2}$ y se incrementa a una razón que decrece continuamente como $1/\sqrt{t}$ (esto es, $dl/dt \propto 1/\sqrt{t}$). Como el campo de líneas opuestas se difunde hacia la línea neutra, éstas parecen cortarse y reconectarse a un corte de línea de campo similar en el lado contrario del límite. Esto es ilustrado en la figura 1.7.

Aplicando esto a una magnetosfera planetaria, las líneas de campo magnético interplanetarias y las líneas de campo magnético planetarias que están dirigidas contrariamente serán difundidas hacia la línea neutra en la capa límite de la magnetosfera. En lo ya dicho previamente sobre el proceso de reconexión, las líneas de campo magnético planetario se cortan y se reconectan a la línea de campo magnético interplanetario formando líneas abiertas de campos magnéticos planetarios.

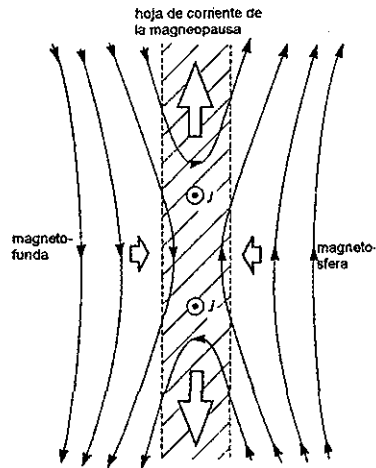


Figura 1.7 Difusión de las líneas del campo magnético en el proceso de reconexión magnético (modificada de Cowley, 1991).

Esto se ilustra en la figura 1.8. La consecuencia de esto es que las líneas del campo interplanetario se conectan con líneas de campo magnético planetarias de altas latitudes. La tensión magnética en estas nuevas líneas magnéticas acelera el plasma hacia el norte y hacia el sur del lugar de la reconexión a lo largo de la hoja de corriente. Las líneas del campo magnético planetario abiertas del hemisfero norte y sur que se conectan a las líneas de campo magnético interplanetario en un extremo, están congeladas junto con el viento solar desde el lado de día al lado noche de la magnetosfera donde son estiradas por el viento solar formando una larga cola magnética.

Las líneas del campo magnético abiertas en la cola se conectan en un extremo con el viento solar y a los polos del planeta en el otro extremo. Las líneas del campo magnético de los polos se encuentran en direcciones opuestas y la reconexión de las líneas de campo magnético puede ocurrir en el plano central del lóbulo de la cola formando así líneas de campo magnético interplanetario cerradas. La tensión resultante en estas líneas de campo magnético reconectado acelera las líneas de campos magnéticos cerradas y el plasma hacia el planeta y las líneas de campo magnético desconectadas regresan al viento solar.

El proceso de reconexión es, sin embargo, auto limitado puesto que la difusión destruye el gradiente que la inició. Como sea, la reconexión puede ser mantenida si el flujo del plasma hacia la hoja

neutra en cada lado transporta flujos magnéticos que reemplacen dicha pérdida por aniquilamiento. En este caso se establece un flujo de vórtice de gran escala en celdas de convección gemelas. Esto se muestra en la figura 1.9.

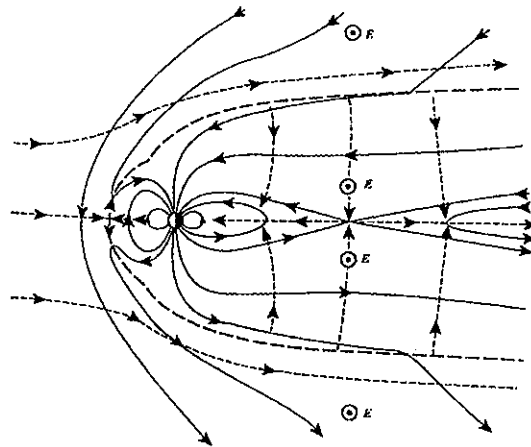


Figura 1.8 El proceso de reconexión magnética en una magnetosfera planetaria (modificada de Cowley, 1991).

En general el transporte del plasma será el resultado de una combinación de estos dos procesos. La corrotación de la velocidad obedece una relación lineal con la distancia radial al planeta, si la corrotación es impuesta de una manera apropiada. Eso es, $v=R\Omega$ donde Ω es la velocidad angular del planeta y R es la distancia radial. La velocidad corrotacional está en la dirección opuesta en cada uno de los lados del planeta de la mañana hacia la tarde relativo a la dirección del Sol. La velocidad del flujo convectivo está dado por $v=E/B$ donde $B=B_E/R^3$. Esto da una dependencia radial en la velocidad de $v=ER^3/B_E$. Este es un modelo simple donde se asume que E es uniforme. La combinación de estos dos flujos se muestra en la figura 1.10. Nótese la existencia de un punto de estancamiento donde en una distancia crítica la corrotación y la convección se cancelan mutuamente. De esta figura podemos ver que cerca del planeta la corrotación domina y más lejos la convección domina. El flujo del plasma en una magnetosfera está asociado con un campo eléctrico dado por la ecuación (1.80) lo cual resulta en las velocidades mencionadas arriba.

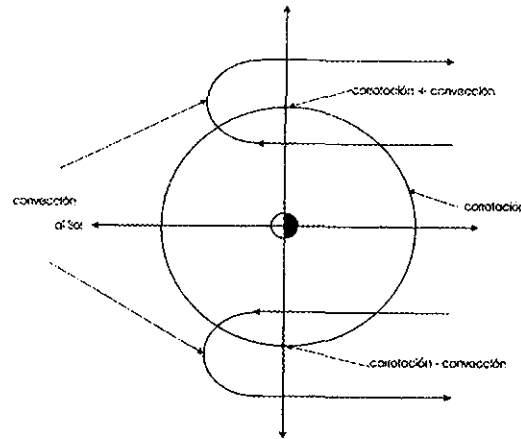


Figura 1.9 Patrón del flujo del plasma en el plano ecuatorial por la combinación de la convección debida al viento solar y a la corrotación con el planeta.

El campo eléctrico asociado con el viento solar está desde el lado de amanecer hasta anochecer, para la Tierra, (opuesto para Júpiter) mientras el campo eléctrico asociado con la rotación del planeta está hacia adentro al planeta radialmente, para la Tierra (opuesto para Júpiter). El plasma se mueve en contornos del potencial eléctrico constante (ϕ) dado por la combinación de los dos campos eléctricos ($\mathbf{E} = -\nabla\phi$).

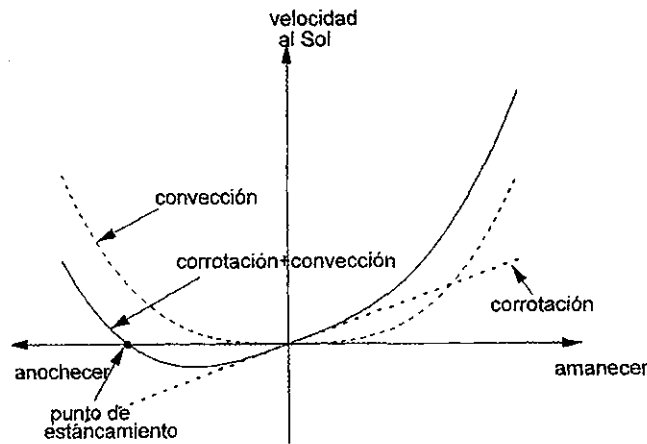


Figura 1.10 Perfiles de la velocidad de corrotación con el planeta, la convección del viento solar y la combinación de las dos.

Capítulo 2: Observaciones de la Magnetosfera de Júpiter por las Naves Espaciales Pionero 10, 11, Viajero 1, 2 y Ulises.

Júpiter y su magnetosfera fueron explorados por cuatro naves espaciales antes de la misión Ulises. Estas fueron los Pioneros 10 y 11 y los Viajeros 1,2, las cuales proporcionaron información concerniente a las poblaciones de partículas y a la estructura de la magnetosfera de Júpiter.

Las trayectorias de los Pioneros, Viajeros y Ulises hacia adentro fueron similares ya que todas entraron al sistema joviano en latitudes bajas en el sector de la mañana a ~ 10.00 horas tiempo local. Las trayectorias hacia afuera del Pionero 10 y los Viajeros salieron de la magnetosfera en el sector de mañana a ~ 03.00 horas a latitudes bajas al norte. El pionero 11 salió de la magnetosfera cerca del meridiano de medio día a $\sim 40^\circ$ al norte. En contraste, Ulises salió de la magnetosfera en el sector de anochecer a $\sim 40^\circ$ al sur.

2.1 Pionero y Viajero.

Según las observaciones del campo magnético de las dos Pioneros (Smith *et al.*, 1976), la magnetosfera joviana puede ser dividida en tres regiones básicas. Estas son; la magnetosfera interna, dentro de $\sim 15 R_J$ donde el campo magnético es dominado por el dipolo del planeta; la magnetosfera media, entre $\sim 15 R_J$ y $\sim 45 R_J$ donde el campo es dominado por el efecto de una hoja de corriente, y la magnetosfera externa que se extiende hasta la magnetopausa donde el campo magnético es variable pero es hacia al sur en el plano ecuatorial. La posición de la magnetopausa fue encontrada ser a una posición muy variable observándose varios cruces y estaba más expandida en comparación con su posición tal como fue observada por los Viajeros. Los dos Pioneros observaron la magnetopausa a $\sim 100 R_J$ (Smith *et al.*, 1976) mientras que los Viajeros la observaron entre $\sim 60 - 70 R_J$ (Ness *et al.*, 1979a,b). Las dos Pioneros y las dos Viajeros observaron incrementos de los flujos de las partículas después del primer cruce de la magnetopausa y modulaciones de la intensidad de los flujos de ~ 10 horas en la magnetosfera media. Según el

análisis de los pioneros, esta modulación fue atribuida a la oscilación del plano ecuatorial, relativa a la nave, donde se supone que se encuentra prácticamente todo el plasma (Smith *et al.*, 1976). Los picos en el flujo de partículas ocurrieron durante los mínimos de la intensidad del campo magnético (Simpson *et al.*, 1976) otra vez indicando que el plasma se queda en el plano ecuatorial. Las observaciones de la magnitud y la dirección del campo magnético indicaron la presencia de una hoja de corriente en la magnetosfera media (Smith *et al.*, 1976).

Las velocidades del plasma térmico han sido proporcionadas por el experimento de "Plasma Science" (PLS) a bordo de los dos Viajeros (Belcher *et al.*, 1983). El plasma térmico está constituido por iones de azufre y oxígeno (Vogt *et al.*, 1979; Krimigis *et al.*, 1983) y esto implica a la luna Io como la fuente. Estos datos indican que el plasma casi corrota, en el lado día, con el planeta hasta distancias de la órbita de Io, $\sim 6 R_J$, pero a distancias más largas el plasma se desvía de corrotación rígida de $\sim 20 - 30 \%$, entre ~ 10 y $20 R_J$, correspondiendo a velocidades de ~ 150 km/s. Entre $\sim 20 - 40 R_J$ la velocidad del plasma llega a ser casi constante entre ~ 150 y 250 km/s. Esta velocidad constante se cree que es debida a la inhabilidad de la ionosfera para imponer la torca requerida para corrotación a grandes distancias. Las velocidades del plasma también fueron derivadas de anisotropías de partículas de energía \sim MeV en la trayectoria hacia adentro de los Viajeros, en el lado día (Krimigis y Roelof, 1983). Estas velocidades son similares a las encontradas por los Pioneros hasta $\sim 40 R_J$ pero a distancias más grandes, en la magnetosfera externa, las velocidades aumentaron a ser dentro de un factor de 2 menos de corrotación hasta la magnetopausa. Los Pioneros también observaron casi corrotación (dentro de un factor de ~ 2 menos) en el lado del día (McDonald *et al.*, 1979). En el lado noche los Viajeros observaron flujo de plasma, en el plano ecuatorial, en el sentido de la corrotación hasta $\sim 165 R_J$. Más allá de esta distancia el flujo fue anticorrotacional y hacia fuera del sol que llamaron "viento magnetosférico" (Krimigis 1983). Este "viento magnetosférico" puede ser relacionado con la torca inadecuada para corrotación en la magnetosfera externa en el lado día, que fue mencionado arriba.

Asociado con el flujo subcorrotacional, hay perturbaciones azimutales en el campo magnético (B_ϕ -vo arriba del ecuador magnético y +vo abajo) (Goertz *et al.*, 1976; Behannon *et al.*, 1981). Esto se llama una configuración magnética atravesada.

2.2 Ulises.

2.2.1 Visión general del encuentro con Júpiter por Ulises.

Los flujos en los canales 1,3 y 5 de los Telescopios de Anisotropías (AT's) (Simpson *et al.*, 1992) detectaron energías de 0.7 - 0.9 MeV, 1.3 - 2.2 MeV y 3.5 - 6.5 MeV respectivamente. Estos se muestran, junto con datos del campo magnético, en la figura 2.1 en los 15 días del encuentro de Júpiter por Ulises (Staines, *et al.*, 1996). Abajo de la figura hay tres líneas de datos. La línea de arriba muestra el número del día, la siguiente línea muestra la distancia radial de la nave espacial al planeta y la última línea muestra el tiempo local de la nave espacial. Al principio de la figura, Ulises está localizado en el viento solar a una distancia de $\sim 126 R_J$ del planeta y a un tiempo local de 10:20 en la mañana. Como se mencionó previamente, Ulises entró al sistema joviano casi radialmente en la media mañana hasta el día 39 (acercamiento máximo), y la fuerza de gravitación de Júpiter lo mandó hacia afuera del plano de la eclíptica a lo largo del meridiano del anochecer a un tiempo local de $\sim 18:00$ horas. Los datos arriba de la figura muestran la latitud magnética. La oscilación de la latitud resulta por el ángulo de 10° entre el eje de rotación y el eje magnético de Júpiter y el periodo de rotación de Júpiter de 10 horas. Casi toda la trayectoria hacia adentro estuvo caracterizada por una variación sinusoidal de la latitud magnética entre -5° y 15° . Sin embargo, al acercamiento máximo en latitud fue muy alto con un máximo de $\sim 50^\circ$ al norte. Después del acercamiento máximo, la nave espacial salió del plano de la eclíptica, con una variación sinusoidal en latitud de entre -25° y 45° al sur. El primer encuentro con el sistema joviano por Ulises fue a $\sim 21:30$ horas de tiempo universal (TU) en el día 33, donde cruzó la magnetopausa por primera vez. Esto se indica por las líneas interrumpidas, M, en la figura 2.1. El choque de proa fue cruzado

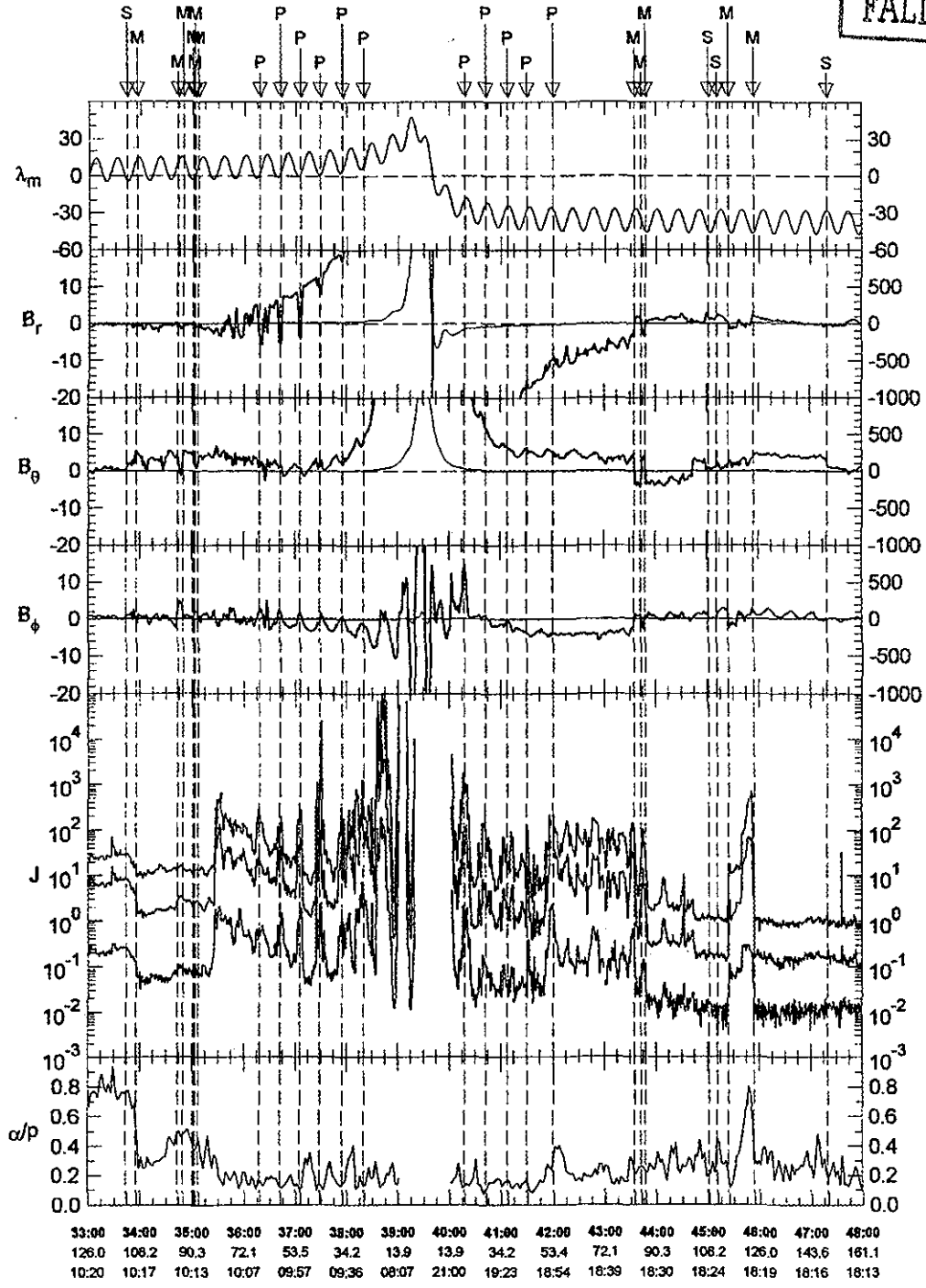


Figura 2.1 Tres componentes de campo magnético, en coordenadas esféricas, referente al eje de espín y el flujo de iones en 3 canales en los rangos de energía 0.7-0.9, 1.3-2.2 y 3.5-6.5 MeV al encuentro de Ulises con Júpiter. Las líneas ligeras en el campo magnético son de carácter dipolar cerca del planeta y las líneas negras son el campo en las regiones lejanas. El panel de arriba es la latitud magnética y el de abajo es la razón entre protones y partículas α . Los datos de abajo muestran el número del día, la distancia desde el centro del planeta y el tiempo local (Staines *et al.*, 1996).

cuatro horas antes a 17:33 horas del día 33 y éste es marcado por las líneas discontinuas S. Las otras líneas discontinuas, P, indican los picos del flujo de los iones. Los siguientes paneles, 2 - 4, muestran el campo magnético promediado cada media hora. El sistema de coordenadas usado es el esférico (r, θ, φ) donde r es positivo radialmente hacia fuera de Júpiter, θ es la colatitud y es positivo hacia el sur y φ es la componente azimutal y es positivo en la dirección de rotación del planeta.

Los datos del campo magnético tienen dos líneas. El eje a la izquierda se refiere a la línea más negra en el rango $-20 - 20$ nT y el eje a la derecha se refiere a la línea menos negra en el rango $-1000 - 1000$ nT. La línea menos negra muestra el carácter del campo magnético dipolar en la magnetosfera interna y la línea más negra muestra las variaciones en la magnetosfera externa y media. Abajo de los datos del campo magnético hay promedios de 15 minutos de los flujos de iones vistos por el telescopio 1 (T1) en los canales mencionados antes. Un estimado de la razón de protones a partículas alfas, R, se muestra en el último panel.

Ulises entró a la magnetosfera 5 horas después del choque de proa a 22:21 TU (Phillips *et al.*, 1993). Cuando el choque de proa fue cruzado, el campo magnético se giró hacia al sur y empezó a aumentar en intensidad. Sin embargo, no hubo relación correspondiente en los flujos de los iones. El primer cruce de la magnetopausa a 21:30 TU del día 33 a $108 R_J$ tuvo una estructura muy compleja (Edwards *et al.*, 1996). En esta región el flujo de los iones en el canal 1 disminuyó por ~ 2 y ~ 10 en el canal 5, haciéndose consistente con los valores observados hasta al final de la magnetosfera externa. La razón de protones a partículas alfa disminuye de ~ 0.8 antes del cruce del choque de proa a ~ 0.3 en la magnetosfera externa.

La magnetosfera externa fue localizada entre distancias de ~ 108 y $80 R_J$. Esta región no fue continua, ya que hubo varios movimientos de la magnetopausa debido a la variación en la presión del viento solar. La magnetosfera estuvo caracterizada por un campo magnético irregular, el que fue generalmente hacia al sur. La componente B_r fue negativa en la región externa lo que fue una sorpresa ya que la nave espacial estaba localizada al norte del plano ecuatorial magnético. En esta

región no hubo variaciones del flujo o del campo magnético que tienen correlación con la latitud magnética lo que indicó que no había una hoja de corriente.

La siguiente región en la que Ulises entró fue la región de transición entre la magnetosfera externa y la magnetosfera media. A aproximadamente a las 10:30 TU del día 35 a una distancia de $\sim 80 R_J$ el perfil del flujo de los iones aumentó repentinamente sobre una escala de tiempo de ~ 1 hora por aproximadamente un orden de magnitud en todos los canales de energía. Estos picos ocurrieron cuando Ulises se aproximó al plano magnético ecuatorial. En los dos días siguientes hubo un aumento inicial en el flujo, el flujo en todos los canales disminuyó casi exponencialmente con un tiempo exponencial de ~ 12 horas o una escala de distancias exponencial de $\sim 10 R_J$. Después del primer pico, aproximadamente a las 18 horas, otro pico fue observado en el canal 1 y fue seguido por más picos a intervalos de ~ 10 horas. Estos picos se superpusieron a la curva de disminución exponencial cuando la nave espacial estaba localizada en la hoja de corriente de la magnetosfera media. Los canales 3 y 5 vieron picos periódicos similares en el flujo, el primero ocurrió ~ 12 horas después del primer aumento en el flujo. Todos estos picos fueron observados cuando Ulises se acercó a la hoja de corriente ecuatorial en la magnetosfera media a bajas latitudes. En el intervalo de 12 a 18 horas, que empezó a las 10:30 horas del día 35, el flujo de los iones no tenía correlación con la latitud magnética y por lo tanto se consideró que era una región diferente de la magnetosfera media donde no hay evidencia de una hoja de corriente bien formada. Esto puede verse en la componente radial, B_r , del campo magnético en la figura 2.1. Aquí, podemos ver que la componente no tiene una estructura bien ordenada y es diferente de la magnetosfera media donde la estructura bien ordenada nos indica una hoja de corriente. Por lo tanto, esta región se llama la “región de transición”, porque muestra características entre las regiones externa y media. La región de transición duró alrededor de 18 horas, siendo vista por los canales 3 y 5. Similarmente, el campo magnético también muestra un carácter de transición en esta región. La componente radial negativa anómala en la magnetosfera externa, se hizo más fuerte pero muy variable en la región de transición. La componente θ permaneció positiva pero disminuyó en intensidad. Ulises se quedó en la región de transición por más de una rotación planetaria y alcanzó latitudes magnéticas de $\sim 20^\circ$ a distancias

de $\sim 80 R_J$. Por lo tanto, los flujos de los iones altos en esta región se prolongaron hasta $\sim 25 R_J$ arriba del plano magnético ecuatorial.

Cuando Ulises se dirigió hacia la magnetosfera media, la componente θ de campo magnético disminuyó y la componente r aumentó. La rotación del campo magnético en la magnetosfera media (que causa que el campo sea predominante radial) es indicativa de una hoja de corriente bien ordenada. La componente radial muestra inversiones de signo periódicas que corresponden a los tiempos cuando Ulises pasó justo por la hoja de corriente. Esto es, la componente radial es positiva arriba del ecuador magnético y negativa abajo. El último encuentro de la hoja de corriente fue a $\sim 02:00$ TU del día 37. Después, Ulises alcanzó latitudes al norte para encontrarla. Pero varios acercamientos pueden ser identificados por las disminuciones en B_r . Después de $\sim 06:00$ TU del día 36, se observaron picos de flujo cuando Ulises entró a la región de plasma caliente que circunda la hoja de corriente, pero estos picos parecen estar un poco fuera de fase con los mínimos en la latitud magnética que ocurrieron inicialmente ~ 30 minutos después del mínimo, entonces disminuyó hasta retrasarse la fase, desapareciendo casi en el día 37. Una interpretación posible para este retraso de fase es que la hoja de corriente puede que no se quede exclusivamente en el plano ecuatorial sino que quizá esté combada afuera del plano magnético a distancias muy grandes y se vuelve alineada a lo largo del ecuador a distancias más pequeñas. El flujo de iones en la magnetosfera media sobre el cual los picos de flujo estuvieron superpuestos y aunque disminuyeron exponencialmente, permanecieron más altos que los de la magnetosfera externa hasta el principio del día 37. Considerando la latitud magnética, esto implica que en la región circundante, la hoja de corriente tuvo $\sim 25 R_J$ de grueso al límite de la región de transición a $\sim 80 R_J$ y empezó a hacerse muy delgada al ir disminuyendo la distancia radial hasta sólo algunos R_J 's a $\sim 50 R_J$. Los picos en el flujo de los iones fueron observados todavía hasta $\sim 08:00$ horas del día 38 cuando Ulises entró a la magnetosfera interna a distancias de $< \sim 20 R_J$ en donde se esperaba que los flujos fueran mayores a $\sim 10^5$ ($\text{cm}^2 \text{ s sr MeV}^{-1}$). A niveles de flujo arriba de 10^5 ($\text{cm}^2 \text{ s sr MeV}^{-1}$) los AT's comenzaron a hacerse no lineales y por lo tanto, los datos de estas regiones no están incluidos. Esta respuesta no lineal ocurre en el acercamiento de entre 00:00 y 04:00 horas y 08:00 - 24:00 horas del día 39. Sin

embargo, aunque los flujos de iones fueron generalmente altos en la magnetosfera interna, dos mínimos substanciales de flujo fueron observados a ~ 22:00 horas del día 38 y a las 06:00 horas del día 39. Estos mínimos ocurrieron cuando Ulises hacía 2 excursiones, separadas por un intervalo de 10 horas, en latitudes altas al norte, la última estando a ~ 48° norte durante el acercamiento máximo. Estas excursiones hacia el norte ubicaron a Ulises sobre líneas del campo magnético en el casquete polar que estaban abiertas. Ulises hizo excursiones de 10 horas previamente a latitudes altas, pero la nave espacial estuvo localizada en líneas del campo magnético magnetosféricos que estaban cerradas, las cuales contenían una población de partículas atrapadas, lo cual era opuesto a las dos excursiones previas, donde Ulises estuvo en líneas del campo magnético abiertas (Cowley *et al.*, 1993).

Durante el acercamiento máximo, Ulises recibió asistencia de la gravitación de Júpiter, la cual permitió tener una trayectoria hacia afuera del plano de la eclíptica. Afuera de la magnetosfera interna, durante la trayectoria hacia fuera, el campo magnético estuvo caracterizado por líneas de campo que eran arrastradas hacia la magnetocola, eso es, B_ϕ era negativo. Una modulación de 10 horas en el flujo de los iones fue observada al inicio del día 40 y continuó hasta al final del día 41. Se observaron picos en el flujo de los iones en bajas latitudes sur al disminuir la distancia radial. Esta modulación en la trayectoria hacia afuera en la magnetosfera interna es similar a la modulación del flujo visto en la magnetosfera media durante la trayectoria hacia adentro. Esto es, vemos flujos bajos de iones en altas latitudes al norte en la magnetosfera media en la trayectoria hacia adentro y flujos bajos de los iones, en la magnetosfera interna, en la trayectoria hacia afuera en altas latitudes sur. Pero el total de la trayectoria hacia afuera fue en altas latitudes sur en comparación con la trayectoria hacia adentro, indicando que la magnetosfera interna en la trayectoria hacia afuera es una estructura espacial diferente de la magnetosfera media en la trayectoria hacia adentro. El parecido de las modulaciones del flujo en la magnetosfera media en la trayectoria hacia adentro, con las de la magnetosfera interna, en la trayectoria hacia afuera, fue sorprendente, considerando que la nave espacial estaba muy lejos al sur del plano ecuatorial para ser afectada por la hoja de corriente ecuatorial. Esto puede ser visto en el panel de latitud magnética en la figura 2.1, donde las latitudes

magnéticas mínimas en la trayectoria hacia afuera, donde se observaron flujos altos, son comparables a las latitudes magnéticas mínimas en la magnetosfera media, en la trayectoria hacia adentro, donde se observaron flujos bajos. Cerca del final del día 41, a ~ 20:00 horas, todos los niveles de flujo aumentaron por un factor de ~ 5 entre 0.7 y 0.9 MeV. Esto es similar al aumento de flujo observado en la región de transición en la trayectoria hacia adentro. Sin embargo, en este caso, los niveles de flujo se mantuvieron casi constantes, hasta que disminuyen a niveles interplanetarios, donde Ulises salió de la magnetosfera. Los flujos de las partículas tenían entonces varios aumentos abruptos durante los siguientes cruces de la magnetopausa, las cuales se indica en la figura con M y por las líneas punteadas.

2.2.2 Anisotropías y Velocidades: Trayectoria hacia adentro.

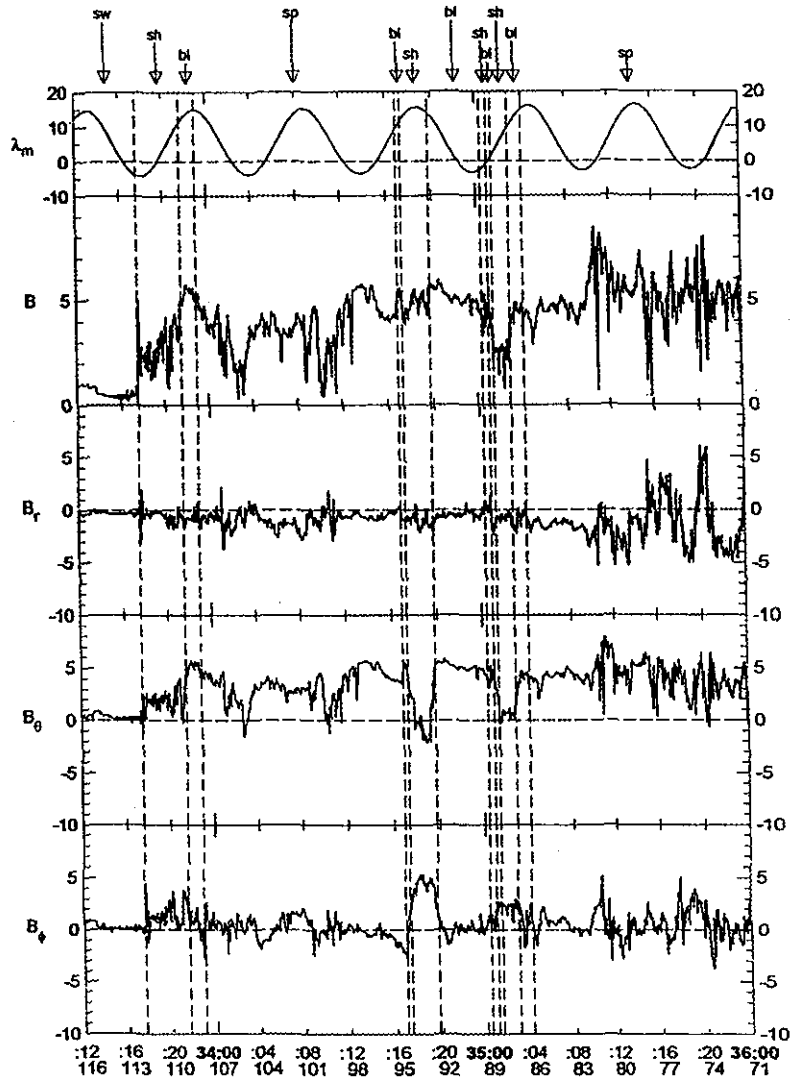
Como se mencionó previamente, en su trayectoria hacia Júpiter, Ulises encontró 3 regiones magnetosféricas que fueron observadas previamente por los Pioneros y los Viajeros. Estas son una magnetosfera externa, una magnetosfera media y una magnetosfera interna. Además de estas regiones, Ulises pasó por una región no observada por los Pioneros y los Viajeros; la región de transición.

Uno de los resultados más importantes de la trayectoria hacia adentro de Ulises fue la observación de flujos no corrotantes en la magnetosfera externa. Estas observaciones están en desacuerdo con los resultados obtenidos por el Pionero 11 y los Viajeros 1 y 2. Sin embargo, el Pionero 10 también observó algunas evidencias de flujo no corrotante. Esto probablemente se deba a que cuando el Pionero 10 y el Ulises pasaron por Júpiter su magnetosfera estaba más expandida que cuando pasaron el Pionero 11 y los Viajeros 1 y 2.

2.2.2.1 Flujos no corrotantes en la magnetosfera externa.

La figura 2.2 (Staines *et al.*, 1993) muestra las observaciones del campo magnético durante la trayectoria hacia adentro, en particular la magnetosfera externa. El panel superior de la figura es la latitud magnética y los cuatro paneles restantes son la magnitud del campo magnético y las tres

componentes, B_r , B_θ , y B_ϕ en el sistema (r, θ, ϕ) . Las líneas verticales indican si la nave espacial estaba localizada en el viento solar (sw), la magnetofunda (sh), la capa límite (bl) o la



TESIS CON
 FALLA DE ORIGEN

Figura 2.2 Componentes del campo magnético y su magnitud comparados con la latitud magnética para la magnetosfera externa en la trayectoria hacia adentro en el mismo formato de la figura 2.1 (Staines *et al.*, 1993).

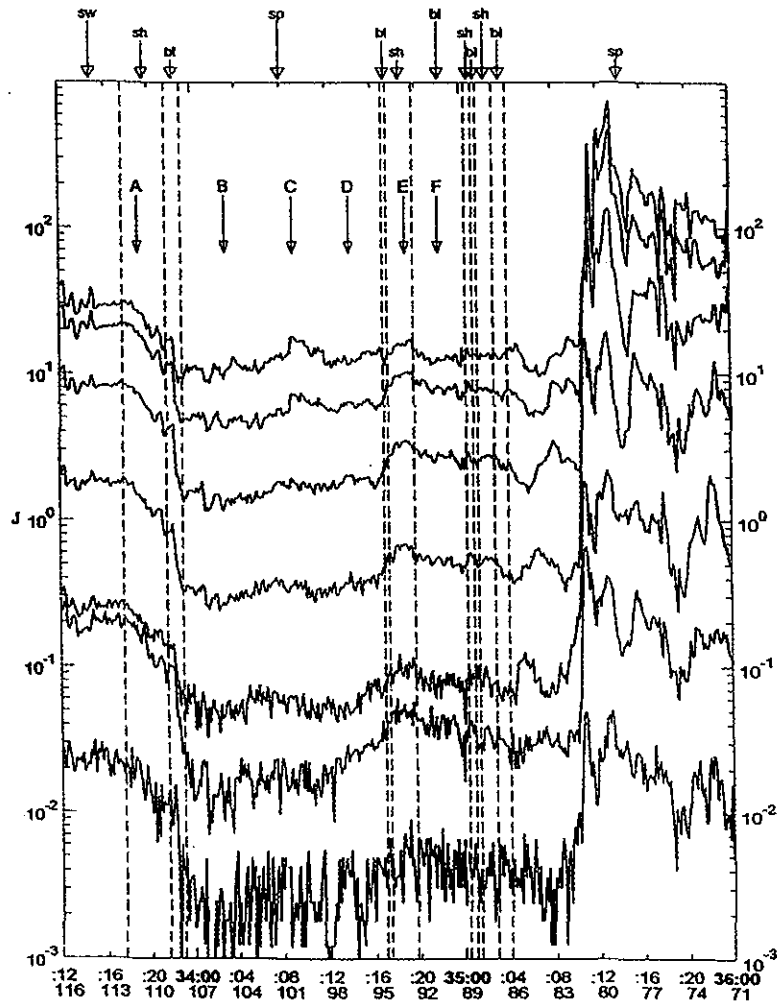
magnetosfera (sp). Los datos del eje inferior muestran el tiempo universal (día:hora) y abajo la distancia del eje de rotación de Júpiter en radios jovianos.

Ulises atravesó la magnetosfera externa de las 21:30 TU del día 33 hasta $\sim 10:00$ TU del día 34, donde además de sus encuentros con la hoja magnetosférica, también cruzó la magnetosfera media. Antes del cruce del choque de proa a las 17:33 del día 33, B_r era la componente dominante con un valor de ~ -0.3 nT. En el choque de proa, el campo magnético aumentó casi instantáneamente a ~ 5 nT, pero disminuyó a ~ 2 nT inmediatamente después y las componentes B_θ y B_ϕ se hicieron dominantes.

Al entrar a la magnetosfera externa, B_θ se hizo la componente dominante con un valor de ~ 5 nT. La primera cosa que tiene significado es que hasta al final de la magnetosfera externa la componente radial es consistentemente negativa, lo que implica un campo magnético dirigiéndose a Júpiter. Esto es inesperado, pues Ulises se localizaba al norte del plano magnético ecuatorial y el campo magnético es hacia el sur en el ecuador. También hay una disminución en la fuerza del campo magnético por aproximadamente 2 horas entre 03:00 y 10:00 del día 34 mientras la nave espacial estuvo en la magnetosfera y cuando estuvo dentro de la hoja magnetosférica a las $\sim 02:00$ del día 35. Estas disminuciones del campo magnético son ceros en el campo magnético, y han sido descritas por Haynes *et al.*, (1993).

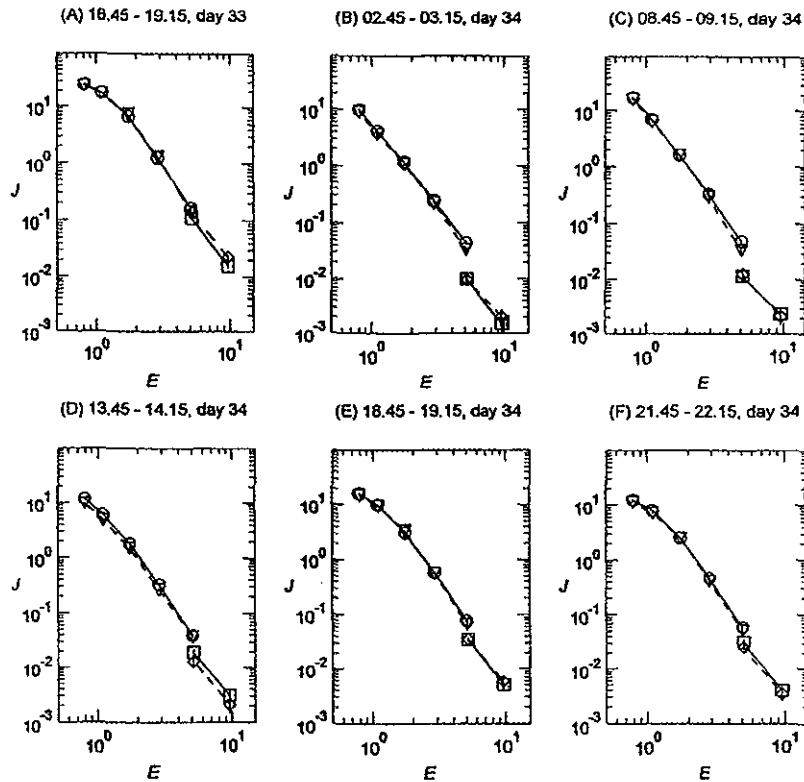
La figura 2.3 muestra los flujos de iones vistos por el telescopio 1 en los canales 1 - 5 y 10 y 11. El formato de la figura es como la anterior con excepción de las letras A, B etc., las cuales indican tiempos de espectros y gráficas de sectores, que serán discutidos después. El promedio de los flujos sobre el espín de la nave espacial no muestra ningún cambio en el choque de proa, pero disminuye por un factor de ~ 2 en la hoja magnetosférica. También se muestra el primer cruce de la magnetopausa que fue reportado. Este no fue observado en los datos de los telescopios de anisotropías pero los flujos disminuyen por un factor de ~ 2 en la capa límite (Edwards *et al.*, 1996). Los flujos entonces se quedan bajos, aumentando hasta el final de la magnetosfera externa hasta $\sim 10:00$ TU del día 35. Aquí, el incremento está asociado con la entrada en de la región de transición, justo antes de la magnetosfera media. Los flujos en el canal 1 aumentan por ~ 2 órdenes de magnitud en ~ 1 hora a un valor de ~ 700 ($\text{cm}^2 \text{ s sr MeV}^{-1}$). Los flujos en los otros canales son similares a los del canal 1, pero la disminución a la entrada de la magnetosfera cerca del final del día

35 fue más grande en los canales de energía más altos. Además, en los subsiguientes encuentros de la capa límite y la hoja magnetosférica en los días 34 y 35, los flujos de los iones en los canales de energía bajas no muestran un cambio significativo, mientras que hay un pequeño aumento de los flujos en las canales de energía altas. Esto implica un pequeño endurecimiento del espectro de energía en estas regiones.



TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Figura 2.3 Flujos de iones en los canales 1 – 5, 10 y 11 en los rangos de energía de; 0.7-0.9, 0.9-1.3, 1.3-2.2, 2.2-3.6, 3.6-6.7, 3.0-7.5 y 7.5-12 MeV en la magnetosfera externa. Los canales 1-5 son sensibles a los protones y 10 y 11 a las partículas α . Las letras A-F indican tiempos espectrales de energía que serán discutidos después (Staines *et al.*, 1993).



TESIS CON FALLA DE ORIGEN

Figura 2.4 Promedios, de media hora, espectrales de energía de los flujos en la figura 2.3 a los tiempos marcados por A-F (Staines *et al.*, 1993).

La figura 2.4 muestra seis espectros de flujo de energía. Estos espectros son promedios de media hora que tienen un tiempo central en los tiempos marcados A,B etc. en la figura. El eje y es el flujo, $(\text{cm}^2 \text{ s sr MeV})^{-1}$, y el eje x es la energía (MeV). Estos espectros son producidos por los canales 1 - 3 y 4 y 5, los cuales son sensibles a protones y los canales 10 y 11 los cuales son sensibles a partículas alfa. Los datos del telescopio 1 (T1) están indicados por círculos conectados por una línea sólida y los datos del telescopio 2 (T2) están indicados por triángulos y conectados por una línea puntada. Los flujos de los canales 10 y 11 están indicados por cuadros, para T1, mientras que los flujos de T2 se indican por diamantes. Los espectros B - D son de la magnetosfera externa y podemos ver que la forma espectral es generalmente una ley de potencia en los canales 1 - 5. Pero hay alguna evidencia de endurecimiento en las energías más bajas. Los espectros en la hoja magnetosférica, A y E, y los espectros en la capa límite, F, muestran un endurecimiento de las energías bajas. Los

espectros de los canales 1 - 5 y 10 y 11 están en líneas diferentes. Esto nos da una medida de la razón de protones a partículas alfa, R . En este caso, R es ≥ 1 en todos los espectros. R es más grande en la magnetosfera externa con valores ≥ 2 , (los espectros B - D) y R es menor en la hoja magnetosférica con valores de ~ 1 , A. En la capa límite R tiene valores intermedios entre 1.5 y 2.

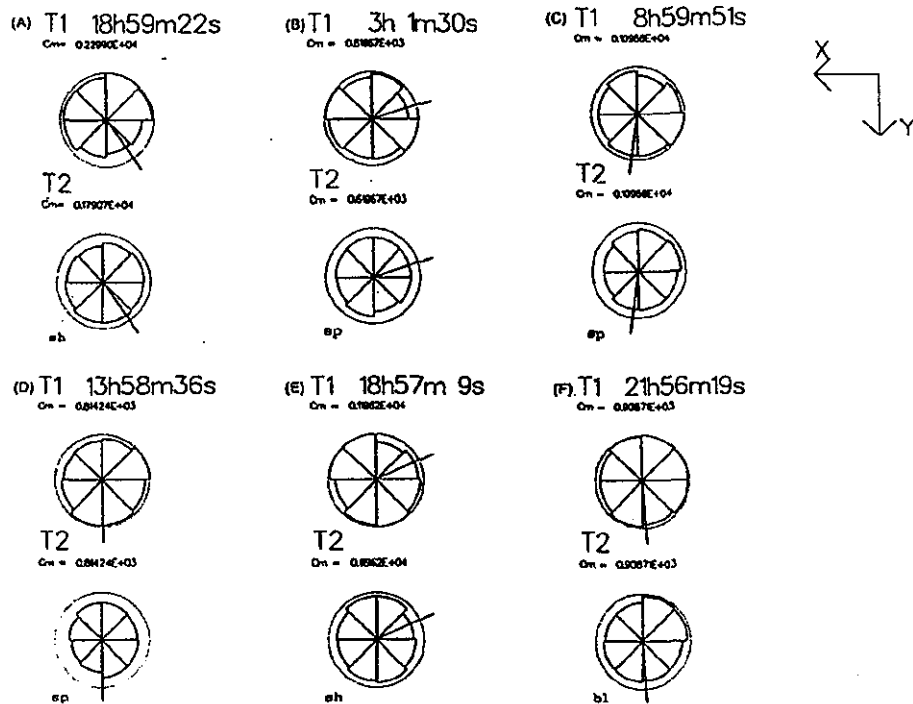


Figura 2.5 Promedios de media hora de los conteos sectorizados por el canal 6 (0.7 - 1.3 MeV) para los mismos intervalos de los espectros de los dos telescopios de anisotropía, T1 y T2. La flecha que viene del centro de las figuras es la proyección del campo magnético en el plano de espín. Cada gráfica ha sido normalizada al máximo número de conteos en cualquier sector, C_m , y esto está indicado por el círculo punteado (Staines *et al.*, 1993).

En la figura 2.5 se muestran promedios de media hora de los conteos sectorizados por el canal 6 (0.7 - 1.3 MeV) para los mismos intervalos de los espectros anteriores. Los conteos obtenidos por los dos telescopios son T1 y T2 en la figura. Los conteos se representan por segmentos en 8 direcciones para cada telescopio. Cada sector está normalizado al máximo conteo obtenido por cualquier

telescopio y éste se muestra por un círculo de unidad uno en la figura. Las máximas conteos se denotan por C_m . El plano de las figuras representa el plano del espín de la nave espacial, donde X está a la izquierda, Y está al sur y Z está a lo largo del eje de espín a la tierra hacia afuera de la página. Las flechas en el centro de los gráficos denotan las proyecciones del campo magnético en el plano del espín de la nave espacial. En la magnetofunda, antes de la entrada a la magnetosfera, T1 vio más iones en los sectores 5 – 8, lo cual corresponde a un flujo a lo largo del campo magnético, A. Sin embargo, T2 observó un efecto opuesto con más conteos en los sectores 2 - 5. Estos conteos no pueden ser interpretados como un flujo de volumen de iones, pero deben ser debidos a una anisotropía de segundo orden en este tiempo. En la figura B se muestran conteos detectados en la magnetosfera externa, donde se nota que hay más conteos observados por T1 que por T2.

Esto representa un flujo de volumen de iones moviéndose paralelamente al eje de espín de Ulises en dirección opuesta al Sol. Este puede descomponerse en una componente radial a Júpiter y una componente opuesta a la dirección de rotación del planeta. Las figuras C y D muestran también ejemplos de flujos a lo largo del eje de espín en la dirección opuesta al sol en la magnetosfera externa. Las últimas figuras, E y F, están en la magnetofunda. En ambos casos se observaron más conteos en T1 que T2. Así, hubo un flujo a lo largo del eje Z que resulta en una componente radial hacia a Júpiter y una componente opuesta a la dirección de corrotación.

2.2.2.2 Anisotropías y Velocidades de Volumen en la Magnetosfera Externa.

La figura 2.6 muestra las anisotropías de primer y segundo orden con las 3 componentes de velocidad junto con el flujo omnidireccional, el índice espectral y la razón de protones a alfas de las 12:00 TU del día 33 al principio del día 36. Para una discusión de las anisotropías ve Staines *et al.*, (1993), pero, brevemente la anisotropía del primer orden es debido a un flujo de volumen del plasma relativo a la nave espacial. La anisotropía de segundo orden se relaciona con la distribución del ángulo de paso en el marco de descanso del plasma tal que, por A_2 positivo, los iones están distribuidos a lo largo de las líneas del campo magnético y por A_2 negativo están distribuidos perpendicular al campo. La figura está en el mismo formato de las mencionadas previamente. La

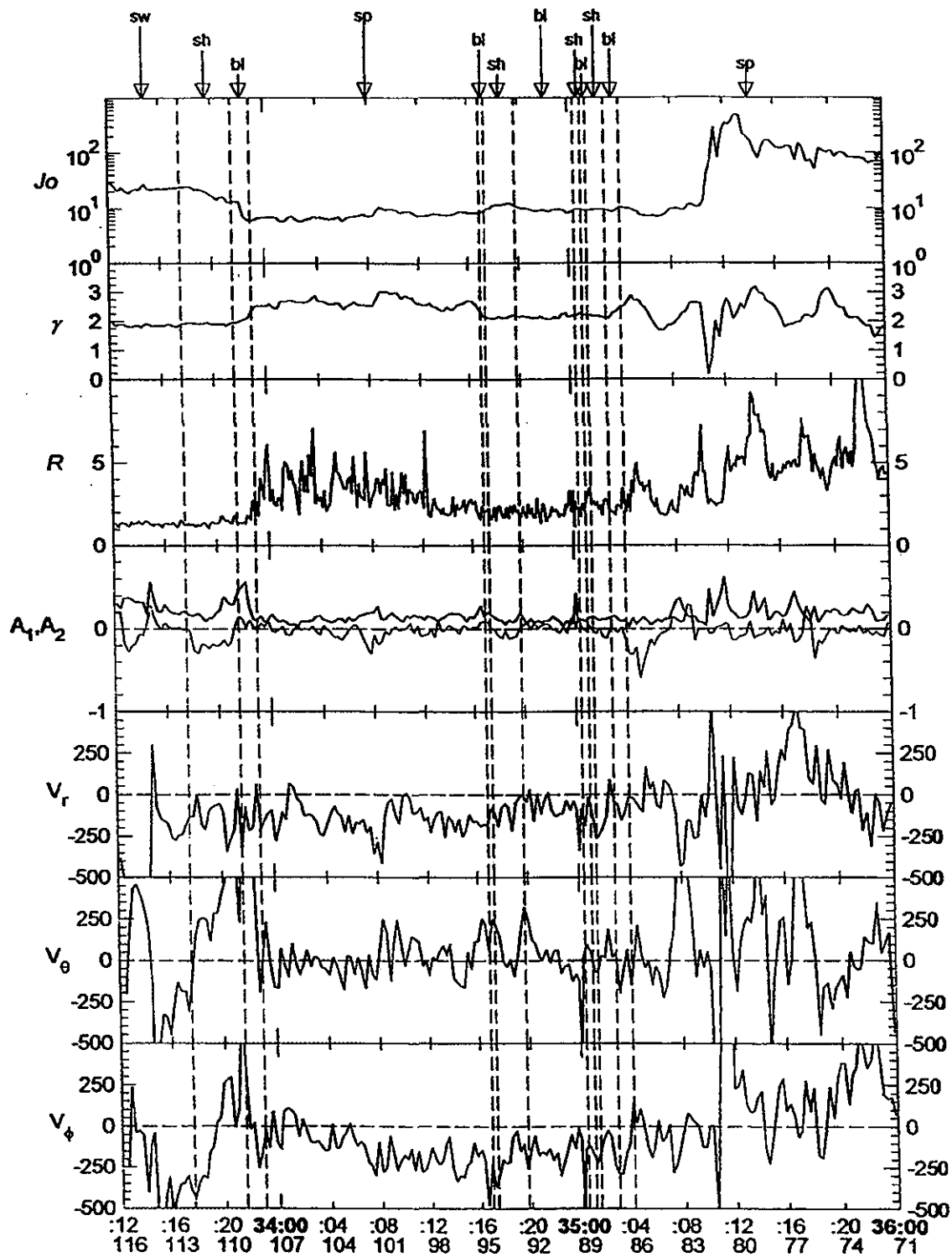


Figura 2.6 El flujo omnidireccional, J_o , el índice espectral, γ , la razón de protones a alfas, R , la anisotropía del primer y segundo orden y tres componentes de la velocidad del volumen para la magnetosfera externa. (Staines *et al.*, 1993).

gráfica de arriba es el flujo omnidireccional, J_0 . Esta tiene la misma forma de los flujos de antes, con una disminución a un tiempo más tarde del primer cruce de la magnetopausa. Después, J_0 es más o menos constante en la magnetosfera externa y constante también durante varios cruces de la hoja magnetosférica y la magnetopausa. La entrada dentro de la región de transición está indicada por un aumento en flujo a $\sim 10:30$ TU del día 35. La segunda gráfica es el índice espectral que tiene la forma $J_0 = KE^\gamma$. Este índice es importante para el cálculo de las velocidades. El índice espectral se queda más o menos constante durante el paso del viento solar, a la hoja magnetosférica y a la mitad de la primera capa límite, con un valor entre 2.5 y 3. Después, disminuye después del segundo cruce de la capa límite.

La siguiente gráfica muestra las anisotropías de primer y segundo orden. La línea más negra es $|A_1|$ (primer orden) y la otra línea es A_2 (segundo orden). Antes del primer cruce de la magnetopausa en el viento solar y la hoja magnetosférica, A_1 es $\sim 0.3 - 0.4$. Un pico grande en $|A_1|$ ocurre en la capa límite a las $\sim 22:00$ del día 33 asociado con un flujo alto a lo largo del campo magnético. A_1 tiene una variación entre ~ 0.05 y 0.15 del principio de la magnetosfera externa hasta $\sim 10:30$ del día 35, el principio de la región de transición, donde el flujo aumenta. Después, se hace variable con un valor de ~ 2 . La anisotropía de segundo orden es típicamente más pequeña que $|A_1|$ y tiene fluctuaciones sobre cero en casi toda la magnetosfera externa. En el viento solar y en la hoja magnetosférica, A_2 tiene valores positivos y negativos sistemáticamente. Los valores positivos están asociados a una distribución de partículas perpendicular al campo magnético y los valores negativos están asociados a una distribución paralela al campo magnético. Los valores negativos en la hoja magnetosférica explican la compleja estructura en la figura 4.4(A).

La figura 2.7 muestra $|A_1|$, A_2 y las tres componentes de A_1 en el sistema (r, θ, φ) para toda la trayectoria hacia adentro. Las componentes, A_r y A_θ fueron generalmente negativas hasta al final de la magnetosfera externa de las 22:30 del día 33 a las 10:30 del día 35, indicando así un flujo hacia Júpiter y un flujo opuesto a la dirección de corrotación, ambos perpendiculares al campo magnético. Las velocidades de volumen de los iones de energías 0.7 - 1.3 MeV, en el sistema (r, θ, φ) , se muestran en las últimas gráficas de la figura 2.6. Antes del primer cruce de la magnetopausa, las

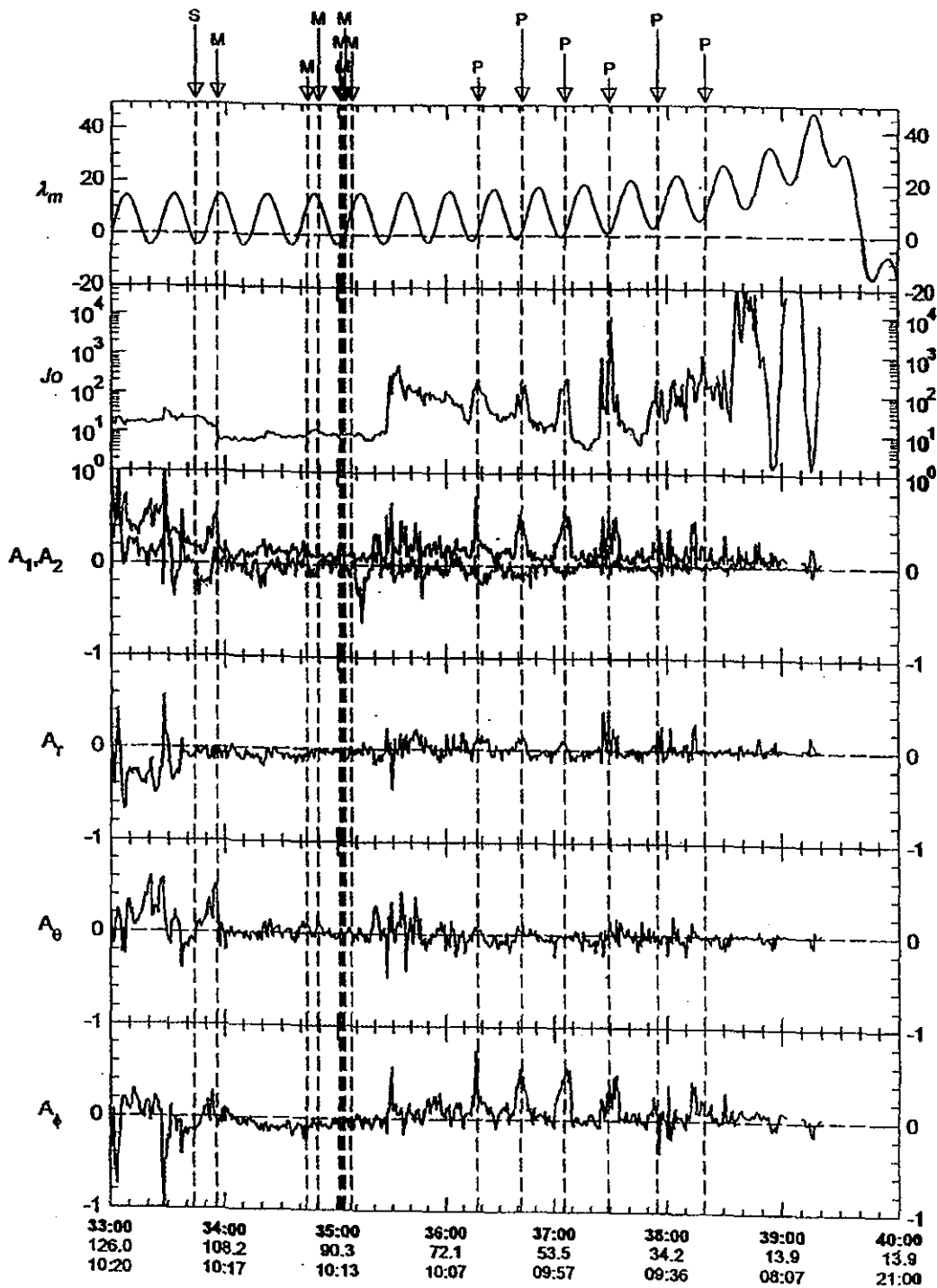


Figura 2.7 La latitud magnética, el flujo omnidireccional, anisotropías de primer y segundo orden, y tres componentes de la anisotropía de primer orden para la trayectoria hacia adentro (Staines *et al.*, 1996).

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

velocidades son muy variables. La componente V_r era en general hacia a Júpiter (negativa) con un valor entre -200 y 500 km/s. Las componentes θ y ϕ también fueron variables con valores hasta ~ 1500 km/s. Adentro de la magnetosfera, los iones estaban moviéndose en la dirección opuesta a la corrotación, como puede verse de los valores negativos de V_ϕ . Este resultado es diferente de los resultados del Pionero 10 y los Viajeros 1 y 2. Solamente el Pionero 11 mostró algunas similitudes a las observaciones de Ulises. Al principio del día 34, V_ϕ aumentó (en el sentido negativo) de más o menos cero al disminuir la distancia a Júpiter a un valor de ~ -250 km/s a las $\sim 16:55$ del día 34. V_r fue también negativo con valores ~ -150 km/s. Entonces, en la entrada de la magnetosfera externa, el flujo de los iones fue radial hacia Júpiter, rompiendo gradualmente para fluir en la dirección opuesta a la corrotación a la mitad del día 34. V_r es ~ 0 o tiene pequeños valores positivos en las transiciones de la magnetofunda a la magnetosfera.

Esto es consistente con la idea de que la magnetopausa se fue moviendo hacia afuera de Júpiter, relativa a Ulises, cuando entró a la magnetosfera otra vez. V_θ fue irregular, con valores cerca de cero excepto cerca de cruces de la magnetopausa.

De las $\sim 04:00$ a \sim las $10:00$ del día 35, Ulises estuvo otra vez en la magnetosfera externa. Los flujos en esta región fueron más variables que antes con una componente en la dirección opuesta a la corrotación más pequeña, pero no se observó evidencia de corrotación.

Las velocidades ahora se descomponen en componentes perpendiculares y paralelos del campo magnético. La componente perpendicular da una indicación del arrastre $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$. La figura 2.8 muestra la velocidad total, y las tres componentes. En la gráfica más arriba, la línea quebrada representa la rapidez total, la línea más negra representa la rapidez perpendicular y la línea menos negra representa la rapidez paralela. Las líneas más y menos negras también representan las velocidades perpendicular y paralela, respectivamente, para las tres componentes. Después de \sim las $10:00$ del día 33, los flujos estuvieron principalmente alineados a lo largo de las líneas del campo magnético. A la entrada de la magnetosfera externa, los flujos fueron generalmente perpendiculares al campo magnético, como puede verse después de \sim las $23:00$ del día 33 a \sim las $16:00$ del día 34. En la magnetosfera externa el campo magnético estaba hacia el sur. Entonces, los flujos fueron

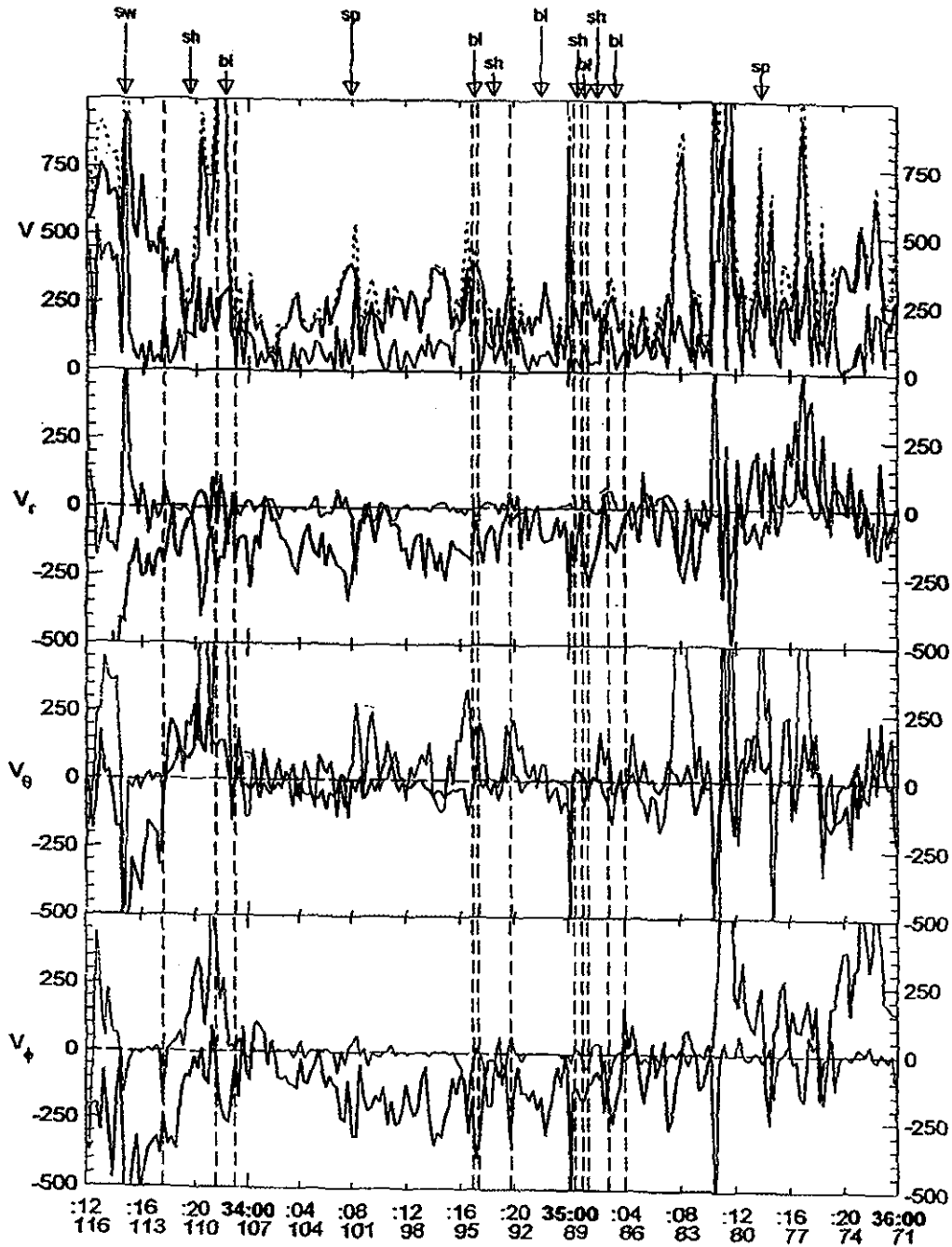


Figura 2.8 La magnitud de la velocidad de volumen y tres componentes para la magnetosfera externa. La línea punteada en el panel de la magnitud muestra la velocidad total, la línea negra muestra la velocidad perpendicular al campo magnético y la línea ligera muestra la velocidad paralela al campo magnético. También, las líneas negras y ligeras muestran la velocidad perpendicular y paralela, respectivamente, para las componentes (Staines *et al.*, 1993).

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

perpendiculares al plano (r, θ) y ambos V_r y V_ϕ fueron negativos, implicando un flujo hacia a Júpiter y un flujo en la dirección opuesta a la corrotación.

2.2.2.3 La Región de Transición.

Después de que Ulises dejó la magnetosfera externa, entró a la región, entre la magnetosfera externa y media, donde las características del plasma y del campo magnético eran intermedios, que ahora se le llama la región de transición. La entrada dentro de esta región ocurrió a \sim las 10:30 del día 35 y está indicada por un aumento del flujo. Las velocidades y anisotropías muestran fluctuaciones grandes con un periodo de 10 horas. Los flujos en esta región tenían componentes a lo largo del campo magnético que fueron grandes. La componente azimutal de la velocidad cambia de negativa en la magnetosfera externa a positivo con fluctuaciones grandes, en la entrada de la región de transición. La velocidad era menor a la velocidad de la corrotación por un factor de ~ 2 . Las anisotropías estuvieron en la dirección de la corrotación, en general. El índice espectral, γ , también parece mostrar fluctuaciones grandes desde principios del día 35 hasta el final de la región de transición.

2.2.2.4 La Magnetosfera Media.

Aquí, se encontraron picos en el flujo y la anisotropía de primer orden asociados con los encuentros con la hoja de corriente a bajas latitudes magnéticas. La componente azimutal de la anisotropía mostró picos largos en la dirección de la corrotación. La componente radial fue negativa entre los picos de flujo y positiva durante los picos implicando un cambio de flujo hacia adentro y afuera de Júpiter en la hoja de corriente. A primer orden de la anisotropía, la componente azimutal de la velocidad fue la más importante en la magnetosfera media. V_ϕ muestra picos de flujo positivos muy grandes en la hoja de corriente, pero el valor de V_ϕ fue ~ 2 veces más grande que la corrotación. Esto sugiere que los gradientes de densidad de los iones contribuyen al anisotropía del primer orden, particularmente en la hoja de corriente. La entrada a la magnetosfera media coincide con una

transición de un plasma que no corrota en la magnetosfera externa a un plasma que sí corrota, en general, en la magnetosfera media.

2.2.2.5 La Magnetosfera Interna.

La magnetosfera interna fue encontrada a distancias $< \sim 30 R_J$. La anisotropía fue en la dirección de la corrotación. Las velocidades fueron aproximadamente las de la corrotación. Estas velocidades de corrotación fueron encontrados en las regiones de flujo alto a bajas latitudes (Cowley, *et al.*, 1993). Cuando la latitud aumentó, el flujo disminuyó y también el flujo en la dirección de la corrotación, a casi cero en el límite de la región del casquete polar. Adentro de la región del casquete polar, el flujo se hizo constante pero bajo y en la dirección opuesta a la corrotación y con una componente norte. De esto infiere que adentro del casquete polar las líneas del campo magnético están estiradas hacia atrás, al lado de la magnetocola, por la interacción del viento solar. Así, aunque en la mayor parte de la magnetosfera el plasma es conducido por la rotación del planeta, en el casquete polar el plasma es conducido por la interacción del viento solar.

2.2.3 La Trayectoria Hacia Afuera.

Después del día 40, Ulises comenzó su trayectoria hacia afuera de Júpiter. La figura 2.9 (a) y (b) muestra las anisotropías y las velocidades para toda la trayectoria hacia afuera del día 40 al 48. Aquí hay varios picos de flujo, los cuales ocurren a bajas latitudes magnéticas al sur. Estos son similares a los de la magnetosfera media en la trayectoria hacia adentro, pero ocurren a las latitudes más altas. Sin embargo, las anisotropías son muy diferentes de las de la magnetosfera media en la trayectoria hacia adentro. Los picos de flujo de los días 40 - 42 están asociados con picos positivos en A2, lo que muestra una distribución a lo largo del campo magnético. No todas las componentes del primer orden de la anisotropía muestran picos coincidentes con los picos de flujo como en la trayectoria hacia adentro. La componente radial muestra picos a bajas latitudes coincidentes con picos de flujo. La componente azimutal por otro lado, muestra grandes picos en el mínimo del flujo, esto es, a altas latitudes sur. Podemos ver que la componente radial

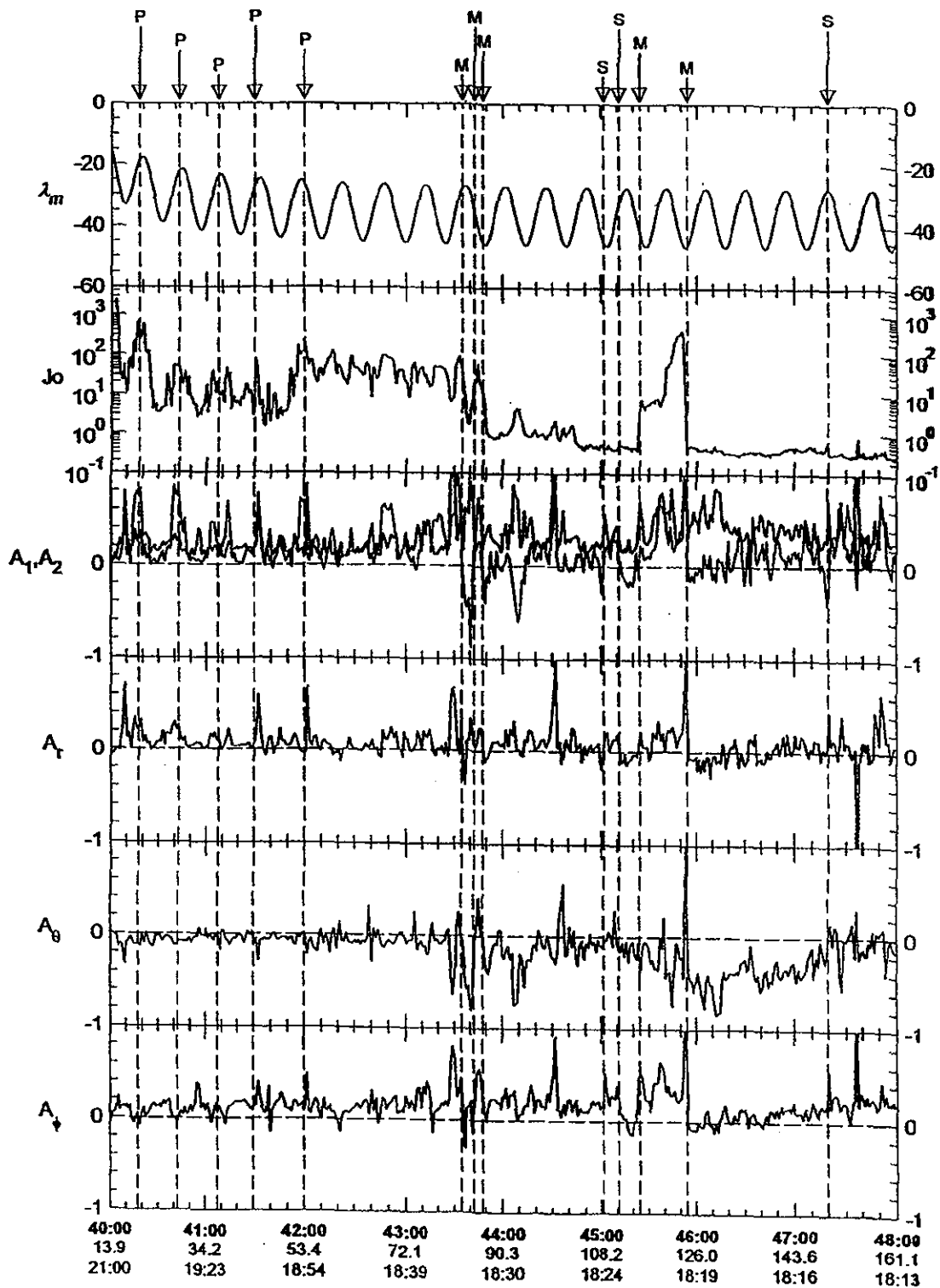


Figura 2.9(a) Magnitudes de las anisotropías de primer y segundo orden y tres componentes de la anisotropía de primer orden comparadas con la latitud magnética, para la trayectoria hacia fuera, en el mismo formato de las figuras anteriores (Staines *et al.*, 1996).

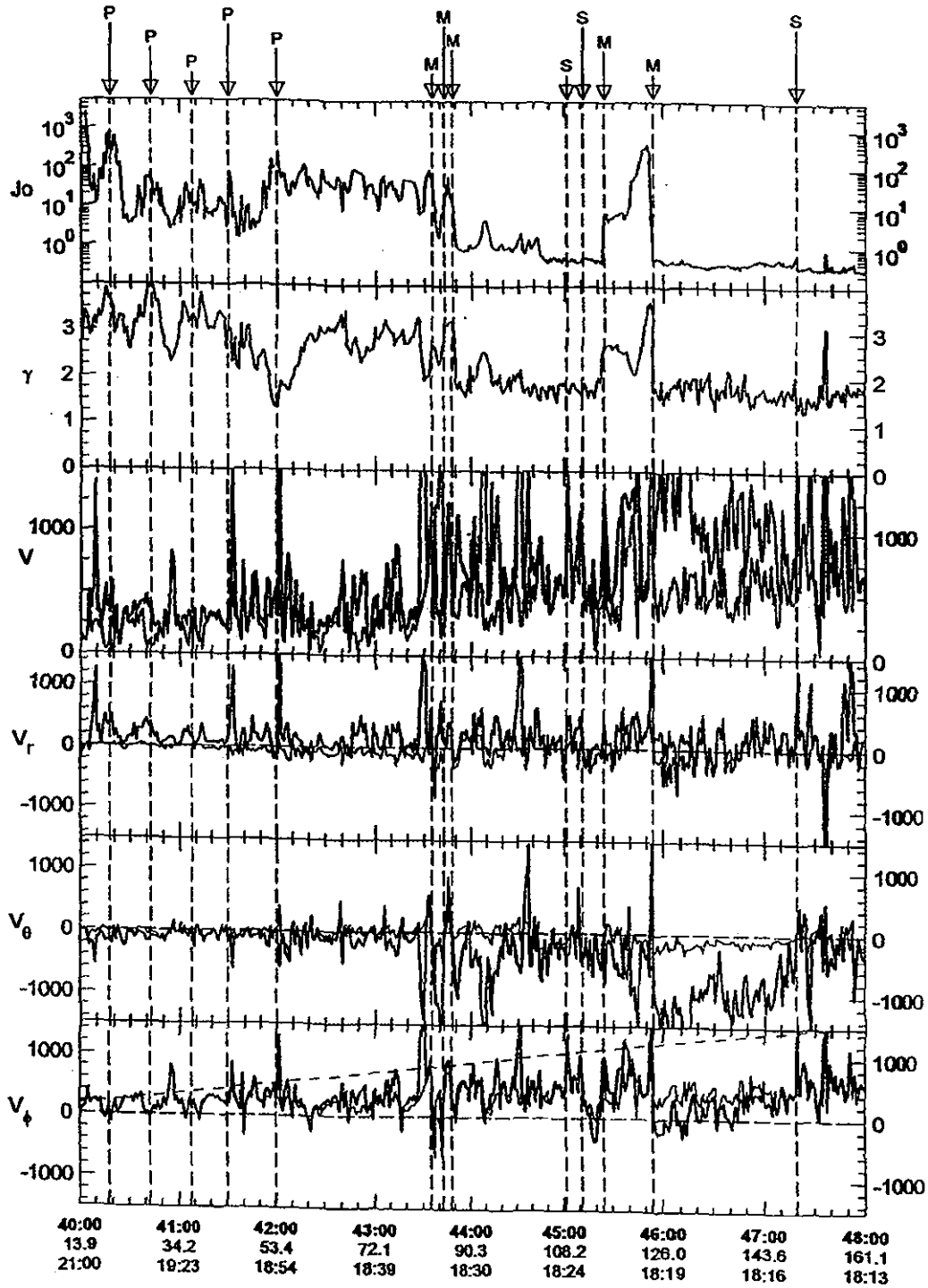


Figura 2.9(b) Tres componentes de la velocidad del volumen y la magnitud junto con el flujo omnidireccional y el índice espectral, para la trayectoria hacia fuera. Las líneas negras y ligeras muestran las velocidades perpendiculares y paralelas, respectivamente, para la trayectoria hacia fuera en el mismo formato de las figuras anteriores. La línea recta punteada en el panel de V_ϕ es la velocidad de corrotación rígida (Staines *et al.*, 1993).

tiene picos en el mínimo del flujo (bajas latitudes) y la componente azimutal tiene picos en el máximo del flujo a altas latitudes.

En los mínimos de flujo, la componente azimutal de la velocidad es del orden de la corrotación, mientras que en los máximos del flujo es casi cero. Después del día 42, mientras Ulises estaba todavía en la magnetosfera, la componente azimutal de la velocidad fue un factor de ~ 2 menor que la de la corrotación y la componente radial fue positiva, implicando flujos hacia al sector del anochecer. De hecho, la componente radial del día 40 al día 43 fue debido a flujos a lo largo de las líneas del campo magnético hacia afuera de Júpiter. Esto está indicado por la línea negra en la figura y fue mucho más grande que la componente perpendicular (línea menos negra). Durante los días 43 - 45 la componente azimutal estuvo en la dirección de la corrotación y su magnitud fue comparable. Sin embargo, para este tiempo Ulises estaba en la magnetofunda y este corresponde al flujo del viento solar.

Capítulo 3: La Magnetosfera de Júpiter.

En el capítulo anterior, se discutieron los resultados de las naves espaciales que han visitado la magnetosfera joviana. En este capítulo se intenta discutir la estructura y la dinámica de la magnetosfera joviana en términos globales, con base en estos resultados, y con un poco más de énfasis en el campo magnético.

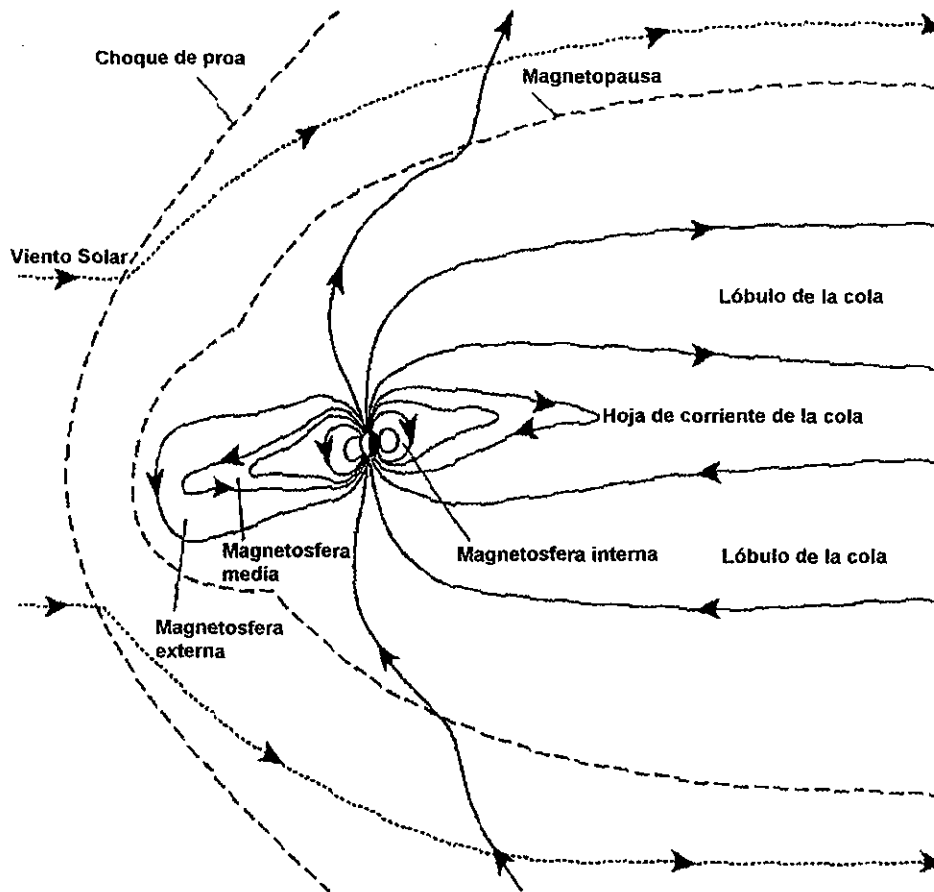


Figura 3.1. Esquema de la magnetosfera de Júpiter indicando las diferentes regiones.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

3.1 Introducción.

Siguiendo la discusión de la formación de una magnetosfera planetaria, en el capítulo 1, se define la magnetosfera de Júpiter como la cavidad alrededor del planeta que está contenida y controlada por el campo magnético de Júpiter (figura 3.1). La magnetosfera alcanza distancias de $\sim 60 R_J$ en el lado día. Con base en las observaciones de los Viajeros (los Pioneros encontraron una magnetosfera más extendida, como fue mencionado en el capítulo 2), tiene un diámetro de $\sim 300 - 400 R_J$ y se extiende al menos a $\sim 3000 R_J$ (Ness *et al.*, 1979, Behannon *et al.*, 1981). El campo magnético de Júpiter está confinado en esta cavidad por el viento solar y además, debido a que el viento solar es supermagnetosónico en el marco del planeta, un choque de proa se encuentra corriente arriba de la magnetosfera. A través del choque, el viento solar se desacelera, se comprime y se calienta. El borde de la magnetosfera (la magnetopausa) está determinado por el balance de presión del plasma del viento solar, después del choque (la magnetofunda) en un lado, y la presión del plasma y el campo magnetosférico en el otro. Dentro de la magnetosfera las líneas del campo magnético se extienden hasta la ionosfera, y finalmente, al mismo planeta. Debido a esto, existe un fuerte acoplamiento entre la magnetosfera y la ionosfera, aunque hay un desacoplamiento con la atmósfera neutra (debido a que es neutra) hacia el planeta. El plasma dentro de la magnetosfera tiene contribuciones tanto de la ionosfera como del viento solar, esencialmente iones de helio e hidrógeno, pero la fuente más importante de plasma es la luna Io la cual tiene una órbita, alrededor de Júpiter, a una distancia radial de $\sim 6 R_J$. Io es muy volcánica y libera enormes cantidades de dióxido de azufre y como consecuencia, la magnetosfera está dominada por la presencia de iones de azufre y oxígeno. La fuente de momento y energía más importante es la rotación rápida del planeta (9hr 55min), así como la dinámica más importante resulta del acoplamiento del planeta y la magnetosfera que contiene la fuente de plasma de la luna Io. Sin embargo, como en la magnetosfera de la Tierra, el acoplamiento entre el viento solar y la magnetopausa podría contribuir significativamente a la dinámica en las regiones lejanas de la magnetosfera, y ciertamente a la formación de la magnetocola.

3.2 El campo magnético de Júpiter.

3.2.1 El campo magnético interno.

El primer descubrimiento de que Júpiter genera un campo magnético fue hecho por Burke y Franklin, (1955) de la observación de emisiones de radio de longitud de onda decamétrica (~ 10 MHz). También encontraron que Júpiter es una fuente de radiación decimétrica (\sim GHz) (para los resúmenes de emisiones de radio ver artículos de Berge y Gulkis, 1976 y Carr y Desch, 1976, Carr *et al.*, 1983). La estructura de esta emisión y su polarización indicaron que el campo magnético de Júpiter es dipolar, está inclinado a $\sim 10^\circ$ del eje de rotación y está en la dirección opuesta a la Tierra, al sur.

Las misiones de los Pioneros y los Viajeros han proporcionado más información sobre el campo interno de Júpiter con el ángulo entre el eje del dipolo y el eje de espín, siendo entre 9.5° y 11° , y con un momento magnético dipolar entre 4.22 y $4.28 \times 10^{-4} \text{ T R}_J^3$, (Smith *et al.*, 1976, Acuña *et al.*, 1983). Esto da una magnitud de campo en la superficie del planeta en latitud ecuatorial de $\sim 4.0 \times 10^{-4} \text{ T}$ y aproximadamente 2 veces este valor en los polos, si no tomamos en cuenta el radio polar de $\sim 0.94 \text{ R}_J$, que incrementa la magnitud del polo a $\sim 1.0 \times 10^{-3} \text{ T}$.

3.2.2 Tamaño de la magnetosfera.

Si usamos el valor para el momento magnético dipolar de arriba (nota: el momento magnético dipolar aquí ha sido multiplicado por $\mu_0/4\pi$ con su valor equivalente de $\mu_0 m/4\pi$ dado en la ecuación (1.98) del capítulo 1), el tamaño de la magnetosfera puede ser calculado a partir del balance de presión entre el viento solar y la presión del campo magnético de la magnetosfera de la ecuación (1.104). La densidad de partículas en la órbita de Júpiter está calculada de la ecuación (1.105), usando un valor para la densidad de partículas en la órbita de la Tierra de $\sim 10/\text{cm}^3$. Esto da como resultado una distancia a la magnetopausa de $\sim 37 \text{ R}_J$. En contraste, las observaciones de las naves espaciales indican que la magnetopausa está a una distancia típica de $\sim 60 \text{ R}_J$. También, la magnetosfera responde a variaciones en la presión del viento solar que indican que la magnetosfera

es muy deformable, con su distancia a la magnetopausa variando entre $\sim 40 - 80 R_J$, con base en las observaciones (capítulo 2), indicando una posición que varía inversamente como la potencia $1/4$ o $1/5$ de la presión dinámica (Siscoe *et al.*, 1980 Lepping, 1995) en comparación de $1/6$ para un campo dipolar. Sin embargo, la ecuación (1.104) no toma en cuenta la presión del plasma magnetosférico, y el gran crecimiento y deformabilidad de la magnetosfera indican que la presión del plasma en la magnetosfera contribuye a la presión total en un orden comparable a la presión del campo magnético.

3.2.3 La magnetosfera interna.

La estructura de la magnetosfera ha sido revelada por las misiones de las naves espaciales y ha sido dividida en cuatro regiones definidas por las líneas del campo magnético, (Smith *et al.*, 1974, 1976). La magnetosfera interna está definida por líneas de campo magnético que son esencialmente dipolares. Estas líneas cruzan el plano ecuatorial dentro de $\sim 5 R_J$ y el campo en esta región es esencialmente el campo no perturbado del planeta. Esta región se distingue de la magnetosfera media, que está justo en su borde exterior, por la carencia de corrientes eléctricas fluyendo en el plasma. Sin embargo, la magnetosfera interna está afectada por el efecto del campo magnético al borde de la hoja de corriente en la magnetosfera media. Las corrientes eléctricas empiezan en el borde interior del toroide de plasma de Io, $\sim 5 R_J$. Sin embargo, a estas distancias la magnitud del dipolo es $\sim 3,400$ nT mientras la magnitud del campo de la hoja de corriente es ~ 200 nT.

3.2.4 La magnetosfera media.

Como fue indicado arriba, la magnetosfera media está caracterizada por la presencia de fuertes corrientes eléctricas azimutales que fluyen en el plasma cerca del plano ecuatorial y a una aproximación del primer orden, estas corrientes se cierran en círculos alrededor del planeta. El efecto de estas corrientes es distender las líneas del campo magnético del planeta hacia fuera, radialmente, tal que el campo es esencialmente radial y es positivo arriba del ecuador y negativo abajo. Esta hoja de corriente fue descubierta por los Pioneros. Había bastante flujo magnético a

grandes distancias ($\sim 40 R_J$), más del que produciría un dipolo con un momento magnético, como se mencionó anteriormente, y la dirección cambió mientras la nave cruzó el plano ecuatorial (Smith *et al.*, 1974). En el plano ecuatorial esta región se extiende desde borde interior del toriodes de Io a $\sim 5 R_J$ a una distancia en el lado del día que depende de la extensión de la magnetosfera, pero típicamente se queda a $\sim 15 R_J$ dentro de la magnetopausa. Entonces, para una magnetopausa a $\sim 60 R_J$ el borde exterior de la hoja de corriente de la magnetosfera media está a $\sim 45 R_J$. En el lado de noche, la hoja de corriente se hunde continuamente con el sistema de corriente de la magnetocola a distancias de $\sim 30 R_J$, (Ness *et al.*, 1979, Behannon *et al.*, 1981). Las corrientes en la magnetocola se cierran norte y sur sobre la cola al formar dos sistemas de corriente como un solenoide en forma de D. El ancho de la hoja de corriente es $\sim 5 R_J$ y el campo magnético que produce decae con la distancia al planeta aproximadamente como $\sim r^{-1.5}$ (Connerney *et al.*, 1981, también ver capítulo 5). El valor del exponente depende, de alguna manera, de la distancia (capítulo 5) pero es menor que la dependencia de r^{-3} del dipolo planetario. Por lo tanto, aunque la hoja de corriente empieza a $\sim 5 R_J$ no afecta el dipolo hasta $\sim 15 R_J$. En la región de $\sim 15 R_J$ y más allá, el campo está dominado por la componente radial de la hoja de corriente. Dentro de $\sim 30 R_J$ del planeta la hoja de corriente está alineada con el plano ecuatorial del dipolo, que está inclinado a 9.5° respecto al eje de espín. Sin embargo, a distancias más largas, la hoja de corriente se desvía de este plano debido a dos efectos (Behannon *et al.*, 1981; Khurana, 1992). El primero es que, a medida que rota el eje del dipolo, la información sobre esta rotación es transmitida con una velocidad finita, tal como a cualquier distancia radial, más allá de $\sim 30 R_J$, la posición efectiva del eje magnético de la hoja de corriente (que está alineado con el dipolo) está retardada más y más con la distancia radial de su posición verdadera. El otro efecto es a distancias $> \sim 30 R_J$, donde el plano de la hoja de corriente llega a estar alineado con el plano de la magnetocola (que está definido por el viento solar).

3.2.5 La magnetosfera externa.

La magnetosfera externa es una región del lado de día, observada por las naves espaciales en sus trayectorias hacia adentro, donde no hay evidencia de una hoja de corriente. En esta región el

campo está, en general, hacia el sur, en el plano ecuatorial, como el campo magnético planetario, pero es muy variable debido al viento solar. Esta región entonces, se extiende desde la magnetopausa hasta la magnetosfera media. Una región de campo magnético desorganizado puede ocurrir entre la magnetosfera externa y media, se llama la región de transición. Esta región fue muy bien observada en la trayectoria hacia adentro de Ulises (capítulo 2). Aquí el campo magnético sufre cambios de signo que son indicativos de la presencia de una hoja de corriente, pero no están ordenados con la latitud magnética. El ancho de la magnetosfera externa es $\sim 15 R_J$, dependiendo de la extensión de la magnetosfera, y el campo magnético en esta región tiene una magnitud entre $\sim 5 - 15$ nT, también dependiendo de la extensión. Pero, en todos los casos el campo es más fuerte que el dipolo debido al efecto en el borde de la hoja de corriente y por la corriente de la magnetopausa.

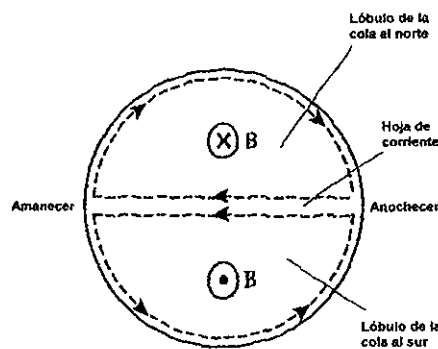
3.2.6 La magnetocola.

La magnetocola, que está en el lado de noche del planeta, consiste de dos lóbulos de líneas de campo magnético que están opuestamente dirigidas hacia afuera del planeta, al norte del ecuador y hacia adentro del planeta abajo. Los dos lóbulos están separados por una hoja de corriente de algunos R_J de ancho y que fluye azimutalmente y se cierra arriba y debajo de la magnetocola a la magnetopausa. En general la magnetocola tiene una forma cilíndrica con un diámetro de $\sim 300 - 400 R_J$ (Ness *et al.*, 1979; Behannon *et al.*, 1981), tal que los dos lóbulos tienen forma de la letra D, figura 3.2a. Los Viajeros encontraron (Ness *et al.*, 1979; Behannon *et al.*, 1981) que la magnitud del campo magnético en la magnetocola decae con la distancia. Parece ser posible que la magnetocola se forme por reconexión magnética en la magnetopausa en el lado del día, como sucede con la Tierra, y el proceso de convección del plasma y del campo es como se explicó en el capítulo 1.

3.2.7 Desviaciones del campo magnético afuera de planos meridionales.

Para un campo magnético axisimétrico las líneas se quedan en planos meridionales (longitud constante) relativos al eje magnético. En Júpiter las líneas del campo magnético son desviadas afuera de estos planos y el campo tiene un componente azimutal (en el sentido de la rotación

planetaria) (para referencias ver capítulo 4). Estas desviaciones son interesantes porque proporcionan información sobre la transferencia de esfuerzos magnéticos de una región de plasma a otra, conectados por las líneas del campo magnético. Estas desviaciones son causadas por dos efectos: la interacción de la magnetosfera con el viento solar y la transferencia de momento de la ionosfera a la magnetosfera. El efecto del viento solar es jalar las líneas magnetosféricas de altas latitudes, que mapean a la magnetosfera externa, hacia la magnetocola, tal que en el hemisferio norte, las líneas están en la dirección de anticorrotación en el lado mañana ($B_\phi - v_0$) y en la dirección de corrotación en el lado tarde ($B_\phi + v_0$) (y viceversa en el hemisferio sur). El sistema de corriente responsable de esta perturbación del campo magnético es el de la magnetopausa – magnetocola (figura 3.2a).



TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Figura 3.2(a). Sistema de corriente asociado con la formación de la magnetocola. La figura muestra una sección cruzada de la magnetocola viendo desde el planeta a lo largo de la cola.

La transferencia de momento de la ionosfera a la magnetosfera también produce desviaciones del campo magnético afuera de los planos meridionales. Estas desviaciones ocurren a latitudes más bajas donde las líneas del campo mapean a la hoja de corriente de la magnetosfera media, donde la mayoría del plasma está localizado. Sin embargo, la dirección de las desviaciones no depende del tiempo local, es decir que las desviaciones tienen el mismo sentido en los lados amanecer y anochecer (dependiendo de la velocidad del plasma magnetosférico). Para un plasma que se mueve más lento que el planeta, las desviaciones son en la dirección de anticorrotación, arriba del ecuador.

Estas desviaciones están asociadas con una torca que actúa para acelerar al plasma magnetosférico a la velocidad de corrotación del planeta (esto es, la transferencia de momento de la ionosfera a la magnetosfera). El sistema de corriente responsable de estas desviaciones se muestra en la figura 3.2b y se involucra una corriente radialmente hacia afuera en la magnetosfera, una corriente hacia al ecuador en la ionosfera y se cierra por corrientes a lo largo de las líneas de campo magnético.

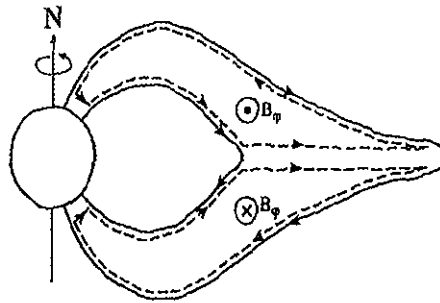


Figura 3.2(b). Sistema de corriente y la perturbación azimuthal en el campo magnético asociados con transferencia de momento angular de la ionosfera a la magnetosfera.

Las desviaciones producidas en el campo magnético por los dos efectos se muestran en la figura 3.3.

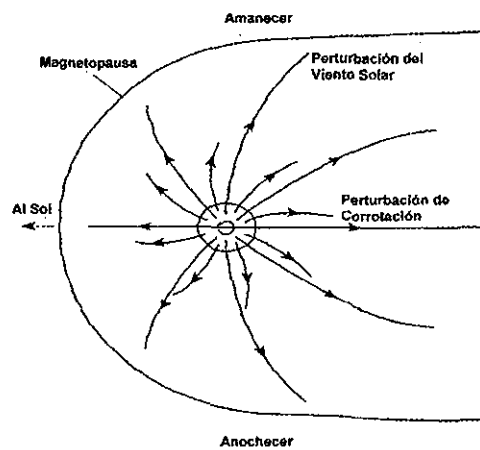


Figura 3.3. Las perturbaciones azimuthales en el campo magnético asociadas con la formación de la magnetocola y la transferencia de momento angular del planeta.

Las líneas largas son las altas latitudes que mapean a la magnetosfera externa y las cortas son las que mapean a la hoja de corriente. De esta figura podemos ver que los dos efectos son difíciles de

separar en el lado amanecer, donde la mayoría de las observaciones han sido hechas. Sin embargo, Ulises hizo observaciones en el lado anochecer y demostró que los dos efectos existen al mismo tiempo, siendo dominante uno en la magnetosfera media y el otro dominante en la magnetosfera externa. Esta será discutida en el capítulo 4.

3.3 Las Fuentes y la dinámica del plasma en la magnetosfera.

Las fuentes de plasma de la magnetosfera incluyen el viento solar, la ionosfera y las lunas que orbitan dentro de la magnetosfera. Las fuentes de momento incluyen el flujo del viento solar hacia afuera del Sol, afuera de la magnetosfera, y la rotación del planeta adentro. La interacción del viento solar jala las líneas del campo magnético del lado del día hasta el lado de noche, como fue discutido en la formación de la magnetocola, donde tubos de flujo magnético eventualmente regresan hacia el planeta a través de las regiones centrales de la magnetosfera. Si no hubiera estos flujos, el plasma y el campo magnético magnetosférico girarían con el planeta, con el momento angular siendo transmitido de la ionosfera a la magnetosfera a lo largo de las líneas de campo magnético.

Brice y Ioannidis, (1970) fueron los primeros en considerar la importancia relativa de estos dos sistemas de flujo en Júpiter. El flujo de plasma en campos magnéticos está asociado con un campo eléctrico dado por $\mathbf{E} = -\mathbf{V} \times \mathbf{B}$. El campo eléctrico, debido al viento solar, está dirigido de anochecer a amanecer, en Júpiter. Esto es, considerando que el componente norte – sur del campo magnético interplanetario está hacia al norte de Júpiter, ésta facilita la reconexión magnética. El campo eléctrico asociado con la rotación del planeta está dirigido hacia afuera del planeta radialmente. Así el sistema de flujo que domina en la magnetosfera depende de las fuerzas relativas de los campos eléctricos. El campo eléctrico debido al viento solar está dirigido desde el anochecer hasta el amanecer y, tomando la componente al norte del campo magnético de ~ 1 nT y la velocidad del viento solar como ~ 400 km/s, esto da un campo eléctrico de 4×10^{-4} V/m. Este campo eléctrico corresponde a un voltaje de ~ 1 MV aplicado a través del diámetro de la magnetosfera de $\sim 200 R_J$. El campo eléctrico asociado con la rotación del planeta está dado por $\mathbf{E} = -\mathbf{V} \times \mathbf{B}$ donde $\mathbf{V} = r\Omega\mathbf{j}$.

Dado que el voltaje es $-\int \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r}$, integrando éste desde la superficie del planeta (R_J) hasta el infinito (donde el voltaje es cero) da un voltaje aplicado a lo largo de la magnetosfera de ~ 400 MV. Aunque el flujo del plasma está dominado por la rotación del planeta, el efecto del viento solar debe ser importante en las regiones lejanas y en la magnetocola.

Como ha sido mencionado antes, la fuente de plasma más importante es la Luna Io. Aunque el viento solar y la ionosfera contribuyen significativamente al plasma en la magnetosfera, ese plasma consiste, esencialmente, de hidrógeno y electrones. Por otro lado, Io produce plasma de azufre y oxígeno, lo que implica que es más pesado que un plasma de hidrógeno, así este plasma es mucho más masivo. Entonces la dinámica de la magnetosfera joviana está dominada por la presencia del plasma de Io en una magnetosfera que rota muy rápido. Las partículas neutras vienen de los volcanes de Io y orbitan Júpiter con la misma velocidad de Io alrededor de Júpiter, que es de ~ 17 km/s. Cuando son ionizados por colisiones, éstas experimentan la fuerza del campo magnético del planeta y el campo eléctrico del plasma corrotando y consecuentemente giran alrededor del campo magnético y se mueven con el plasma casi corrotando a ~ 70 km/s. Observaciones del plasma indican que el plasma en la magnetosfera se mueve más lento que la velocidad de corrotación rígida. Estas desviaciones de corrotación rígida son causadas por dos razones. La primera es el efecto mencionado arriba referente al movimiento de los iones después de la ionización cerca de Io. Debido a que el momento angular es proporcionado continuamente a los iones, este plasma rota más lento que la velocidad de corrotación (~ 74 km/s) y las colisiones en la ionosfera, entre los iones y las partículas neutras proporcionan la torca requerida. La segunda es, como el plasma se difunde radialmente hacia fuera, el momento angular debe ser proporcionado otra vez al plasma continuamente para mantener la corrotación. Si el momento angular no fuera agregado, la conservación de momento angular requeriría que la velocidad del plasma decayera inversamente con la distancia, mientras que, para la corrotación rígida, la velocidad debe aumentar con la distancia. Entonces, para mantener la corrotación de un plasma que se difunde hacia fuera, el flujo de momento angular debe ser constante, independientemente de la distancia. Para distancias cercanas al planeta, la ionosfera puede proporcionar, vía colisiones, la torca requerida. Pero a

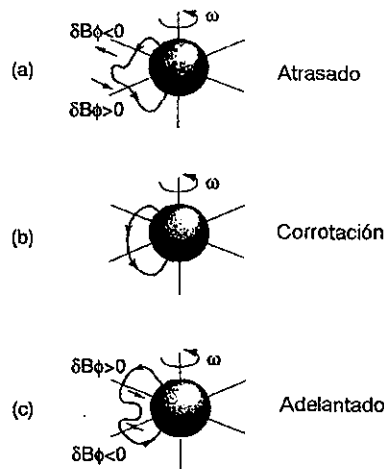
distancia más largas no puede proporcionar la torca (al incrementarse la distancia con respecto al planeta, un área del plano ecuatorial llega a ser conectada, por las líneas del campo magnético, a un área más pequeña de la ionosfera, cerca del eje de rotación). Así, más allá de una distancia radial, la velocidad azimutal se espera que rompa la corrotación rígida y decaiga inversamente con la distancia. Este efecto puede estar relacionado con el “viento magnetosférico” de Krimigis *et al.*, 1979).

El momento angular mencionado arriba, es transmitido al plasma magnetosférico vía el campo magnético por un sistema de corrientes (figura 3.2b) que producen perturbaciones azimutales en el campo magnético. La fuerza $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ asociada con esta corriente actúa acelerando al plasma magnetosférico y actúa desacelerando la ionosfera.

Capítulo 4: La Comparación del Campo Magnético Azimutal y el Flujo del Plasma en la Magnetosfera Joviana.

4.1 Introducción.

Un concepto central de la física de la magnetosfera joviana es que mucho del plasma en el interior de la magnetosfera se origina en la luna Io, que está localizada en la magnetosfera interna, a una distancia de $\sim 6 R_J$. El plasma de Io se difunde posteriormente hacia adentro de la hoja de corriente y plasma de la magnetosfera media y externa (Hill 1979 y Vasyliunas 1983). En la magnetosfera interna, a distancias dentro de $\sim 10 R_J$, el plasma casi corrota con el planeta, aunque hay una reducción pequeña cerca de la órbita de Io debido a la producción de plasma local y asimilado, del gas neutro que está allá. Debido a que el plasma se difunde hacia afuera, su velocidad angular decae por debajo de la velocidad de corrotación rígida, debido a la conservación de momento angular. Esto genera una torca de la ionosfera, vía la capa conductora de Pedersen, la cual actúa para acelerar el plasma magnetosférico a la velocidad de corrotación y al mismo tiempo frena la ionosfera y la atmósfera neutra. Esta torca está impuesta por un sistema de corriente que fluye hacia fuera, radialmente en la magnetosfera, en el plano ecuatorial, hacia el ecuador en los hemisferios norte y sur y se cierra por una corriente a lo largo de las líneas del campo magnético que fluye entre estas regiones (Parish *et al.*, 1980; Connerney, 1981; Thomsen y Geortz, 1981; Vasyliunas, 1983). El efecto en el campo magnético es que, en tales condiciones de flujo del plasma magnetosférico, que tiene una velocidad menor a la de corrotación, las líneas del campo magnético se curvan hacia afuera de los planos meridianos en una configuración llamada "Atrasada". Esto se muestra en la figura 4.1 (a) [modificado de Dougherty *et al.*, 1993].



TESIS CON
 FALLA DE ORIGEN

Figura 4.1(a), (b), (c). Formas de las líneas del campo magnético y sus perturbaciones azimutales correspondientes arriba y abajo del ecuador para (a) una configuración atrasada, (b) corrotación y (c) una configuración adelantada (modificada de Dougherty *et al.*, 1993).

En el caso de Júpiter, que tiene un campo magnético hacia al sur, el campo magnético tiene una componente azimutal negativa arriba del ecuador y positiva abajo (El sistema de coordenadas usadas se muestra en la figura 4.2). La fuerza de tensión del campo magnético (equivalente a la fuerza $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ del sistema de corriente relacionado) actúa para acelerar el plasma magnetosférico en el sentido de rotación del planeta, mientras frena el plasma ionosférico y la atmósfera neutra. De esta manera, el momento angular se transfiere de la atmósfera a la magnetosfera vía el campo magnético. Si el plasma magnetosférico se mueve más rápido que la corrotación entonces, la transferencia del momento angular y la corriente están en la dirección opuesta. En este caso la perturbación magnética azimutal es positiva arriba del ecuador y negativa abajo. Esta configuración se llama "Adelantado". Esta se muestra en la figura 4.1 (b). Si el plasma se mueve a la velocidad de corrotación rígida entonces, no hay sistema de corriente, no hay transferencia de momento y por lo tanto, no hay una perturbación azimutal en el campo magnético. Esta se muestra en la figura 4.1 (b). El análisis de los datos de partículas obtenidos por las naves Pionero y Viajero y los que fueron discutidos brevemente en capítulo 2, han mostrado, que en general, el flujo está en la dirección de

corrotación pero con velocidades que son menores que los requeridos por la corrotación rígida (Van Allen, 1976; McDonald *et al.*, 1979, Carbary *et al.*, 1981; Krimigis and Roelof, 1983).

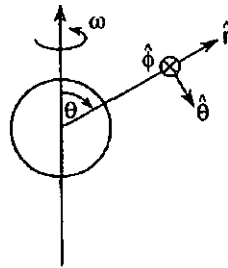


Figura 4.2. Sistema de coordenadas. R está hacia fuera radialmente, θ es la co-latitud y es positiva hacia al sur y φ es positiva en la dirección de corrotación (modificada de Dougherty *et al.*, 1993).

Análisis previos de los datos del campo magnético de los Pionero 10 y 11 y Viajero 1 y 2 durante sus encuentros con Júpiter, han mostrado la presencia de perturbaciones azimutales en el campo magnético en el lado amanecer de la magnetosfera durante sus trayectorias hacia adentro y hacia afuera (Smith *et al.*, 1975, 1976; Goertz *et al.*, 1976; Ness *et al.*, 1979 a, b, c; Behannon *et al.*, 1981; Jones *et al.*, 1981; Khurana y Kivelson, 1993). Vasylunas (1983) ha interpretado estas perturbaciones en términos de difusión del plasma hacia fuera radialmente y obtuvo un valor de la conductividad de Pedersen de la ionosfera. La interpretación de las perturbaciones azimutales, en términos de la transferencia de momento angular de la ionosfera a la magnetosfera sin embargo, presenta controversia, ya que también pueden ocurrir desviaciones similares debido a otras fuentes de esfuerzo. En particular, la transferencia de momento del viento solar asociado con la formación de la magnetocola distorsionará las líneas del campo afuera de planos meridionales, particularmente a distancias largas en el lado noche, como en la Tierra (Fairfield, 1968). Sin embargo, estos dos mecanismos de transferencia de momento predicen diferentes perturbaciones azimutales en los lados del amanecer y anochecer. La transferencia del planeta predice perturbaciones azimutales simétricas en ambos lados mientras la transferencia del viento solar predice perturbaciones antisimétricas en cualquier lado. Sin embargo, el lado del amanecer es el único lado que fue explorado por los

Pioneros y Viajeros. Por lo tanto, no hay manera de distinguir entre los dos mecanismos con base en las perturbaciones del Pionero y Viajero. Así, mientras Vasylunas (1983) interpretó esas perturbaciones solamente en términos de la torca de la atmósfera asociada con el plasma que se difunde hacia fuera, Ness *et al.*, 1979 y Acuña *et al.*, 1983 han interpretado esas observaciones de perturbaciones en términos de la transferencia de momento del viento solar y la formación de la magnetocola. Además, Vasylunas no tenía información sobre el flujo del plasma y asumió, por simplicidad, que el plasma era estacionario en el marco de referencia inercial y así obtuvo la máxima desviación posible.

A medida que el Ulises atravesó la magnetosfera Joviana, también observó perturbaciones en el campo magnético azimutales en su trayectoria hacia adentro y hacia afuera. Estas perturbaciones han sido reportadas por Dougherty *et al.*, 1993, usando datos del experimento del campo magnético del Ulises (Balogh *et al.*, 1992). En la trayectoria hacia adentro estas perturbaciones dieron una configuración “atrasada”. Sin embargo, a diferencia de las misiones previas, el Ulises exploró la región del anochecer en su trayectoria hacia afuera, previamente no explorada, y obtuvo información del flujo del plasma. Aquí las perturbaciones observadas por Dougherty *et al.*, 1993, fueron inicialmente “atrasadas”, pero a distancias más largas una configuración “adelantada” empezó a desarrollarse. Así el Ulises tuvo la oportunidad para resolver la controversia concerniente al origen de las perturbaciones azimutales en el campo magnético.

4.2 Visión general del campo magnético y del flujo del plasma.

4.2.1 Trayectoria de Ulises.

La figura 4.3 muestra la trayectoria de Ulises referente al campo magnético (Cowley *et al.*, 1996). La trayectoria de la nave está dibujada en coordenadas magnéticas (sistema III 158.3° longitud oeste) sobrepuestas en un modelo de líneas de campo magnético. Las líneas del campo magnético han sido construidas usando el modelo del campo de Connerney *et al.*, 1981. La coordenada Z es la distancia a lo largo el eje dipolar y la coordenada R es la distancia perpendicular de ese eje. La

oscilación de la trayectoria en estas coordenadas es debida al ángulo de $\sim 10^\circ$ entre el eje dipolar y el eje de rotación. Los círculos numerados indican el principio de cada día y los otros puntos son separados por 2 horas. Como ha sido mencionado antes, la trayectoria hacia adentro fue a 5° al norte del ecuador magnético en el sector medio día – amanecer a las 10 horas tiempo local.

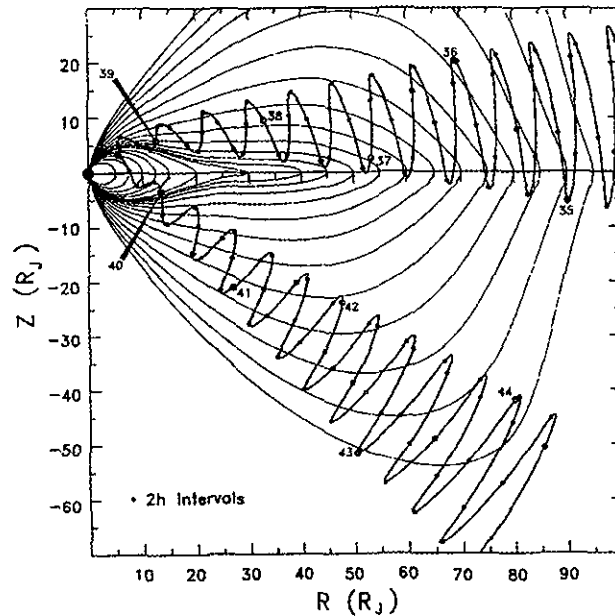


Figura 4.3. Trayectoria de Ulises en coordenadas magnéticas. Z es la distancia a lo largo del eje del dipolo y R es la distancia perpendicular al eje del dipolo a lo largo del plano ecuatorial. Los puntos grandes son los números de los días y los puntos pequeños son intervalos de 2 horas (Cowley *et al.*, 1996)

La nave estaba al norte del ecuador en general, pero con cruces rápidos a intervalos de ~ 10 horas (rotación del planeta). El último cruce del ecuador magnético fue al principio del día 37 a $\sim 52 R_J$, después se quedó al norte del ecuador y según el modelo, estaba conectado a líneas que mapeaban ecuatorialmente a distancias de $\sim 45 R_J$ aún a altitudes más bajas.

La trayectoria hacia fuera, que fue distinta a la de las naves anteriores, estaba cerca del meridiano de anochecer (~ 19 TL) y a latitudes magnéticas bajas al sur ($\sim 37^\circ$). Así, la nave estaba continuamente lejos del plano ecuatorial, después del acercamiento mayor, y estaba conectado a líneas de campo magnético que son predichas por el modelo para extenderse en el plano ecuatorial a distancias mayores de $\sim 45 R_J$ después del día 40.

4.2.2 Datos de Ulises: Trayectoria hacia adentro.

Los datos del campo magnético y de flujo del plasma se muestran en la figura 4.4. Los datos son de los Telescopios de Anisotropías (TA's), que fueron explicados en capítulo 2. Esa figura muestra, de arriba hacia abajo, la latitud magnética de la nave (grados), las tres componentes del campo magnético en coordenadas esféricas relativas al eje dipolar (nT), el flujo omnidireccional de protones de energía 0.7 – 1.3 MeV [$(\text{cm}^2 \text{ s sr MeV})^{-1}$], el índice espectral y las tres componentes de la velocidad del plasma en coordenadas esféricas relativas al eje de dipolar, con la velocidad total. La línea oscura representa las componentes de la velocidad perpendicular al campo magnético (arrastre de $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$) y la línea delgada representa la velocidad de corrotación rígida perpendicular al campo magnético. Se descubrió en los análisis de los datos de los TA's, que las anisotropías que provienen de gradientes en el flujo del plasma contribuyen significativamente a la velocidad del plasma en muchas regiones de la magnetosfera y son dominantes dentro de la hoja de corriente de la magnetosfera mediana (Staines *et al.*, 1996, Cowely *et al.*, 1996). Por esa razón, Laxton *et al.*, (1997) han desarrollado un algoritmo que separa la anisotropía debida al flujo relativo a la nave (efecto de Compton – Getting) y debida a los gradientes en el flujo en los datos de las TA's. Ese algoritmo está en función de la dependencia diferente de los dos tipos de anisotropías y obtuvieron velocidades perpendiculares al campo magnético de la anisotropía del flujo a través de la magnetosfera. Estas velocidades son usadas aquí. Las líneas punteadas verticales indican cruces del choque de proa (S), la magnetosfera (M) y picos en el flujo del plasma. Los identificadores de las regiones diferentes de la magnetosfera indican el viento solar (SW), la “magnetofunda” (Sh), la magnetosfera externa (OM), la región de transición (TR) y la magnetosfera mediana (MM), identificadas por Staines *et al.*, (1996) y Cowely *et al.*, (1996). La magnetosfera externa, observada muchas veces debido al cambio de presión del viento solar entre 82 y 110 R_J , fue caracterizada por campos magnéticos que fueron dominantes al sur (B_ϕ dominante) y flujos de protones bajos pero constantes. Las velocidades en esa región fueron bajas también, típicamente $\sim 100 - 200 \text{ km s}^{-1}$, y fueron en la dirección opuesta a la rotación del planeta y hacia adentro del planeta radialmente (Staines *et al.*, 1996; Cowely *et al.*, 1996; Desai y Simnett, 1996). La velocidad de corrotación

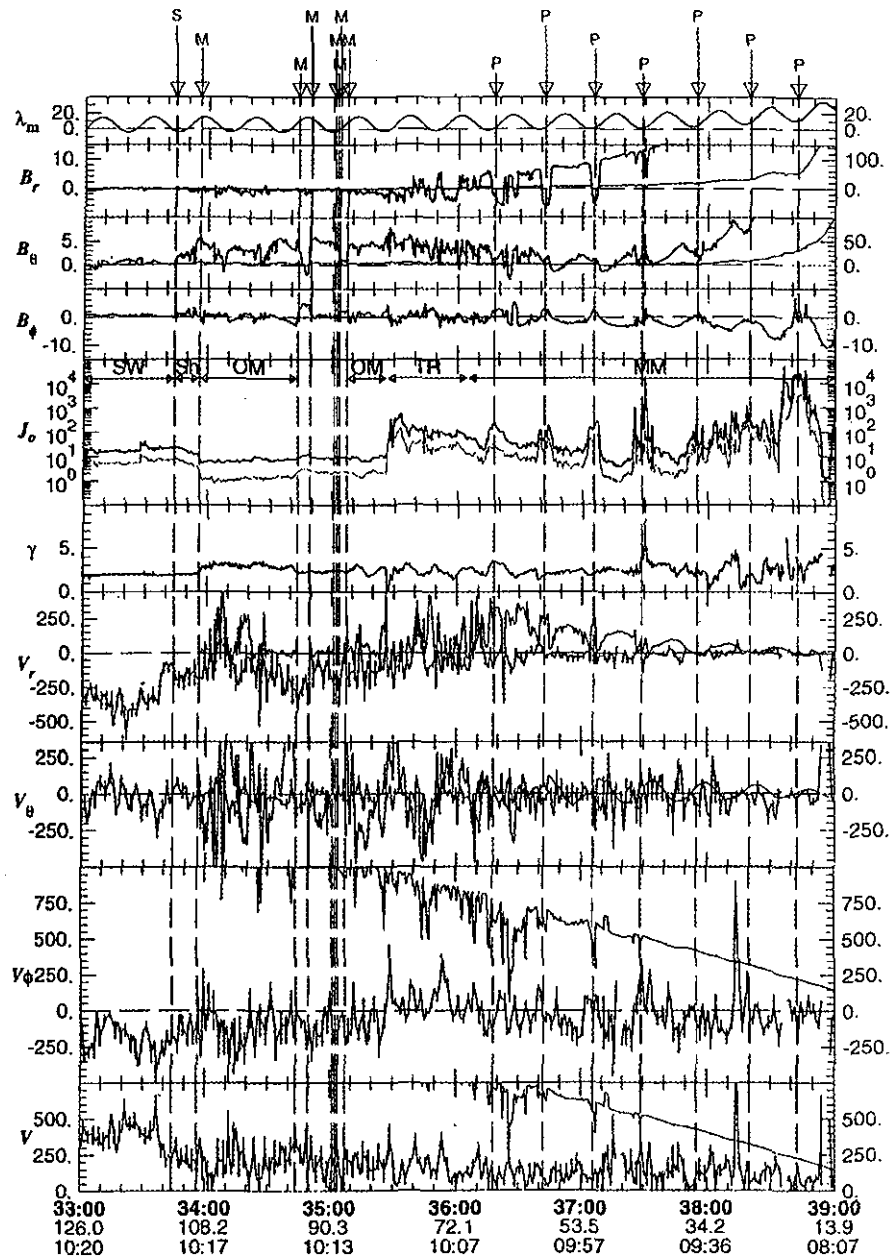


Figura 4.4. Datos de campo magnético y del flujo del plasma para la trayectoria hacia adentro de Ulises. De arriba hasta abajo se muestra; la latitud magnética de la nave, tres componentes del campo magnético (nT) en coordenadas magnéticas, el flujo omnidireccional de las partículas de energía \sim MeV para dos canales de los telescopios de anisotropía, el índice espectral de los iones, tres componentes de la velocidad perpendicular al campo magnético, en coordenadas magnéticas y su magnitud. Las líneas delgadas son las componentes de la velocidad de corrotación rígida perpendicular al campo magnético. Las líneas punteadas verticales indican; el choque de proa (S), la magnetopausa (M) y picos en el flujo (P). Los números al pie de la figura dan el número del día y la hora; la distancia radial de la nave al centro de Júpiter y el tiempo local (Laxton *et al.*, 1997).

rígida en esa región es $\sim 1200 \text{ km s}^{-1}$ por lo tanto, en ese caso esperaríamos una perturbación “atrasada” anticorrelacionada con B_r y la latitud magnética (B_ϕ negativo arriba del ecuador magnético y positivo abajo, B_r positivo arriba y negativo abajo). El campo azimutal observado fue pequeño y varió irregularmente sin ninguna correlación. Es posible que no hubiera mucho plasma confinado en la región ecuatorial en la magnetosfera externa. También es posible que otros efectos, como desviaciones del campo asociado con capas de límite magnetosféricas (por ejemplo, Edwards *et al.*, 1996) oscurecen ese efecto.

En la magnetosfera mediana, $\sim 71 R_J$, se observó que en la trayectoria hacia adentro, fue dominada por corrientes azimutales en el plano ecuatorial que produjeron campos magnéticos radiales y cambiaron el sentido cruzando el plano ecuatorial magnético. Tales cambios fueron observados durante los primeros tres encuentros de la hoja de corriente, en el día 36 y al principio del día 37. Después, solamente hubieron encuentros parciales. La hoja de corriente estuvo caracterizada por altos flujos de protones, mientras en las regiones a latitudes altas el flujo decayó a valores similares a los observados en la magnetosfera externa. Adentro de la hoja de corriente, el flujo fue positivo en la dirección azimutal y con un componente radial, pero con velocidades de $\sim 100 - 200 \text{ km s}^{-1}$ en comparación con $\sim 750 \text{ km s}^{-1}$ de la corrotación rígida. Afuera de la hoja de corriente, la velocidad se mantuvo pequeña, pero cambió al fluir en la dirección anticorrotación y se infirió que esas líneas mapeaban a la magnetosfera externa. Sin embargo, ahora podemos ver que una configuración “atrasada” está obviamente presente en el campo magnético, que es consistente con los flujos débiles observados y que éstas están asociadas con una componente azimutal que está correlacionada con B_r y la latitud magnética, como fue reportado por Dougherty *et al.*, 1993. Los valores de estos campos azimutales subieron constantemente con el acercamiento del planeta. Son estas perturbaciones las que serán analizadas más adelante.

4.2.3 Datos de Ulises: Trayectoria hacia afuera.

Los datos de la trayectoria hacia afuera, cerca del meridiano de anochecer, se muestran en la figura 4.5 para un intervalo de 6 días, del día 40 hasta el 45. La trayectoria ha sido dividida en las regiones

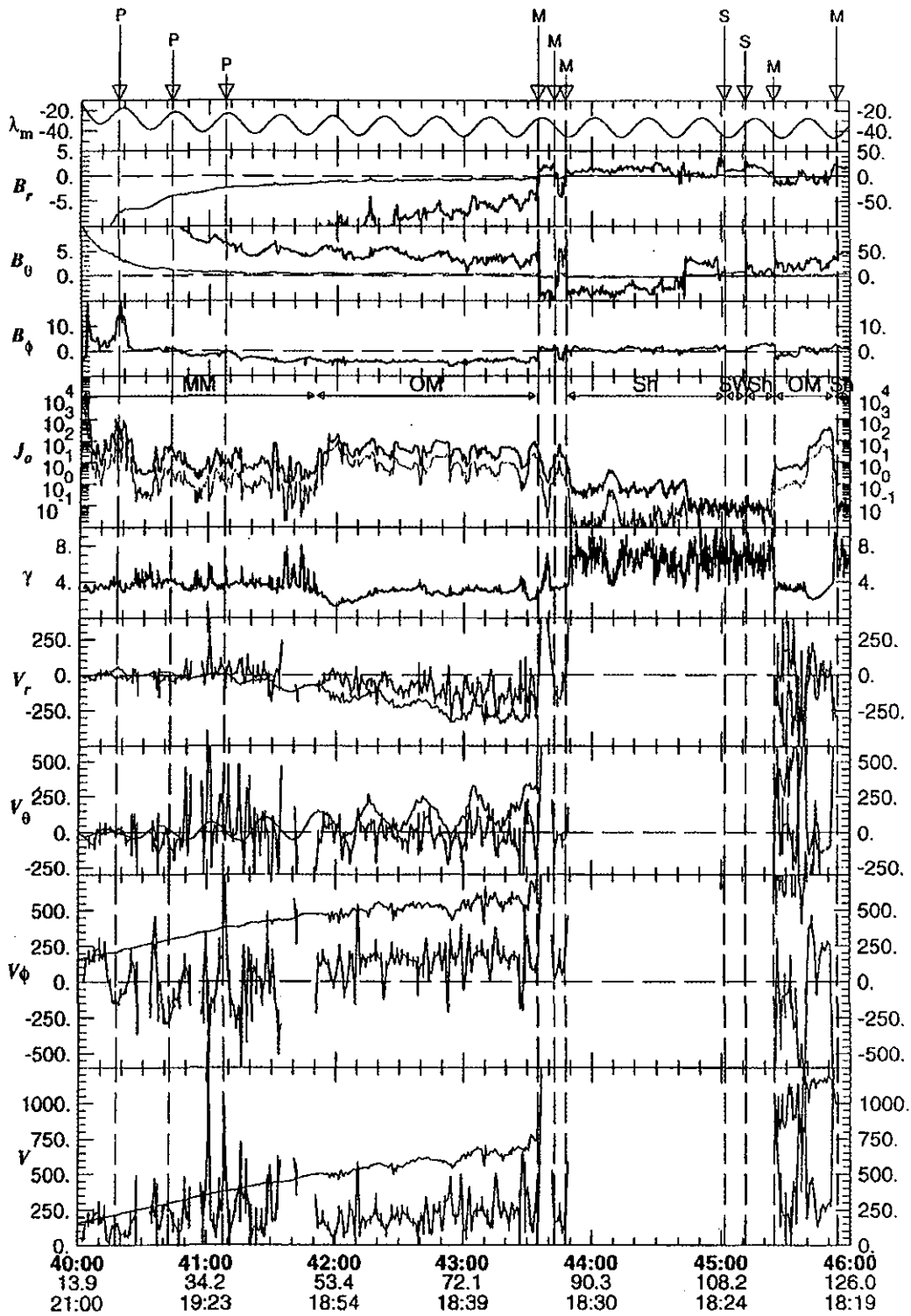


Figura 4.5. Datos del campo magnético y la velocidad para la trayectoria hacia fuera en el mismo formato de la figura 4.4 (Laxton *et al.*, 1997).

“mediana” y “externa” pero con cierta incertidumbre debido a las latitudes altas al sur. En la magnetosfera mediana, a distancias jovicéntricas de $\sim 15 - 50 R_J$, el flujo de protones y el campo magnético mostraron variaciones de 10 horas, lo que indica que la nave se movió entre regiones de flujo alto, cerca de la hoja de plasma y corriente, y flujos bajos afuera de la hoja a latitudes altas al sur. Otra vez, aunque la nave estaba a distancias jovicéntricas, menores a $50 R_J$, debido a las altitudes altas, las líneas de campo magnético mapeaban a la magnetosfera externa. Como en la magnetosfera de amanecer – medio día de la trayectoria hacia adentro, los flujos del plasma en estas dos regiones son en direcciones opuestas. En la región de flujo alto, a latitudes bajas, el flujo es anticorrotacional (hacia el Sol) y en la región de flujo bajo, a latitudes altas, el flujo es corrotacional (hacia la magnetocola). Las velocidades son similares de la trayectoria hacia adentro con valores de $100 - 250 \text{ km s}^{-1}$ que son menores por un factor de ~ 2 de la corrotación rígida. Como consecuencia de que la nave se quedó lejos de la hoja de corriente en la trayectoria hacia fuera, esperaríamos ver una firma “atrasada”, en general, modulada por las variaciones en velocidad y dirección del plasma, siendo más fuerte en regiones de anticorrotación y más débil en regiones de subcorrotación. Esa expectativa está observada al principio del día 40 con dos firmas grandes atrasadas (Dougherty *et al.*, 1993). La primera fue observada después de la región de flujo alto, de acercamiento mayor y la segunda en el siguiente pico de flujo a latitudes bajas. Según la figura 4.3, esas perturbaciones representan observaciones de la misma concha de líneas de campo magnético de la hoja de plasma en el plano ecuatorial mapeando a distancias de $\sim 60 R_J$. Los acercamientos a latitudes bajas subsiguientes mapean a distancias un poco más grandes a pesar de observar flujos similares, sólo pequeñas perturbaciones azimutales positivas fueron observadas y superimpuestas en un campo magnético negativo que estaba creciendo. Estas perturbaciones “adelantadas” no fueron predichas con base en los flujos observados, quedando subcorrotacional o anticorrotacionalmente durante el paso de Ulises por esa región. Más allá de $\sim 50 R_J$, el flujo se quedó subcorrotacional tal como se esperaría en una perturbación “atrasada”. En lugar de una perturbación “atrasada”, estaba presente una perturbación “adelantada” consistente, con un valor de $\sim 4 \text{ nT}$. Esta perturbación parece ser

debida a otro sistema de corriente que esta asociada con el acoplamiento de la atmósfera con la magnetosfera.

4.3 Relación teórica entre las perturbaciones azimutales y el flujo del plasma.

La discusión anterior muestra que hay una correspondencia básica entre plasma subcorrotacional (o anticorrotacional) y perturbaciones “atrasadas” en la magnetosfera media, en las trayectorias hacia adentro y hacia fuera, según los datos de Ulises. Esto indica que los efectos de acoplamiento de la atmósfera con la magnetosfera son importantes en estas regiones, aunque más allá de $\sim 30 R_J$, en la magnetosfera de la trayectoria hacia fuera, parece tener contribuciones del sistema de corriente de la magnetopausa – magnetocola.

La relación entre la velocidad del plasma y las perturbaciones azimutales en el campo magnético está fundamentada en algunas suposiciones simplificadas. Primero asumimos que tenemos un estado estático. El equilibrio entre la magnetosfera y la ionosfera se establece por la propagación de ondas de Alfvén a lo largo del campo magnético entre ellos. Segundo, suponemos el campo magnético como axialmente simétrico, sobre el eje dipolar, que está centrado en el centro del planeta, y que está inclinado a 9.6° del eje de rotación del planeta. Los vectores unitarios en las direcciones del dipolo y de rotación son \mathbf{m} y \mathbf{s} respectivamente. La Corrotación rígida está entonces dada por $\mathbf{V}_c = \Omega_J \mathbf{s} \times \mathbf{r}$, (ver figura 4.6) donde Ω_J es la velocidad angular del planeta (10 horas), y \mathbf{r} es el vector de posición relativo del centro del planeta. Las desviaciones de corrotación rígida son asociadas con un flujo rotacional adicional alrededor el eje del campo magnético, como una concha de tubos de flujo magnético simétricos axialmente que se mueve en el marco de referencia que está en reposo con respecto al planeta, alrededor de ese eje, con una velocidad angular ω (ω positivo significa supercorrotación). Por supuesto, otras conchas pueden rotar a diferentes velocidades.

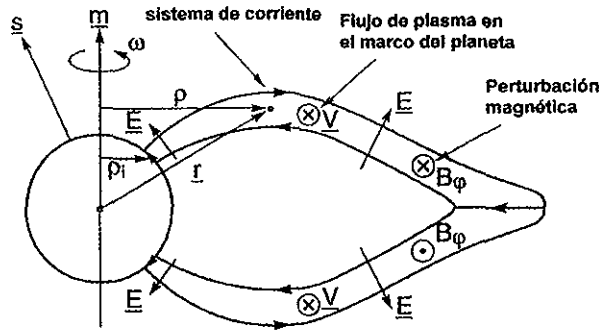


Figura 4.6. Sistema de corriente eléctrica y la perturbación azimutal asociada con la transferencia de momento angular de la ionosfera a la magnetosfera para un plasma que rota más rápido que el planeta. Esta figura es en el marco en reposo del planeta. Para la situación más común de subcorrotación, todas las direcciones serían en la dirección opuesta.

La velocidad total del plasma en cualquier punto se toma como $\mathbf{V} = \mathbf{V}_c + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}$, más (posiblemente) el movimiento arbitrario del plasma a lo largo del campo magnético. Esa rotación diferencial alrededor el eje del campo magnético está asociada con un campo eléctrico en el marco de referencia que se mueve con el planeta dado por

$$\mathbf{E}' = -(\mathbf{V} - \mathbf{V}_c) \times \mathbf{B} = -\boldsymbol{\omega}(\mathbf{m} \times \mathbf{r}) \times \mathbf{B}, \quad (4.1)$$

que, para ω positivo, da un campo eléctrico hacia el polo en la ionosfera, también mostrado en la figura 4.6. Asumiendo que las líneas del campo magnético en la ionosfera son casi verticales, con magnitud B_i ($\sim 1.0 \times 10^6$ nT), el campo eléctrico es casi horizontal y está dado por $E' = \omega \rho_i B_i$, donde ρ_i es la distancia perpendicular del eje dipolar al tubo de flujo del campo magnético en la ionosfera. Ese campo eléctrico da una corriente en la capa de Pedersen, en los hemisferios, asumiendo que la atmósfera neutra corrotta rígidamente, que está dada por, $J_p = \Sigma_p E_N$, donde Σ_p es la conductividad de Pedersen integrada por altura.

Esto da una expresión para la corriente de Pedersen integrada por altura (Amp/m) de la forma,

$$J_p = \Sigma_p \rho_i \omega B_i \quad (4.2)$$

Sin embargo, si la atmósfera neutra no corrota rígidamente con el planeta, se inducirá un viento del aire neutro en el marco del planeta en la dirección del flujo magnetosférico. En este caso, la conductividad de Pedersen podría ser menor que el valor verdadero (Huang y Hill, 1989). Los resultados presentados por Huang y Hill, 1989, indicaron que ese efecto puede ser significativo y los valores de la conductividad efectiva de Pedersen pueden ser muy bajos. Esto puede estar relacionado con los resultados de la capa polar de la magnetosfera joviana (Cowely *et al.*, 1993).

Para el caso de subcorrotación, la dirección del campo eléctrico y la corriente están en la dirección opuesta, eso es al sur hacia del ecuador. Ahora vamos a obtener una expresión para la perturbación azimutal debido a las desviaciones de corrotación con base en la conservación de momento angular a lo largo de las líneas del campo magnético.

El flujo de momento (momento/área/s) en el campo magnético asociado con la fuerza de tensión en el campo magnético se obtiene del tensor de Maxwell, $\mathbf{T} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{BB}$

La fuerza de tensión por unidad de volumen está dada por $\mathbf{F} = \nabla \cdot \mathbf{T}$ y esto nos da

$$\mathbf{F} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \cdot \mathbf{BB}, \quad (4.3)$$

la componente i de lo cual es, $F_i = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial x_j} B_i B_j$. Así, la torca por unidad de volumen está dada por,

$$\mathbf{t} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{r} \times \nabla \cdot \mathbf{BB} \quad (4.4)$$

Si el eje Z es el eje de rotación del planeta, entonces el vector de torca asociado con la rotación del planeta es solamente en la dirección z . Por lo tanto consideramos sólo la componente z en (4.4), que es,

$$t_z = \frac{1}{\mu_0} \nabla \cdot [(xB_y - yB_x)\mathbf{B}] \quad (4.5)$$

Esta es igual a la razón de cambio del momento angular y está en la forma de conservación, que está expresada por la divergencia del flujo de momento. Por lo tanto el flujo de momento angular en la dirección Z es,

$$\mathbf{F}_{Jz} = \frac{1}{\mu_0} (yB_x - xB_y) \mathbf{B} \quad (4.6)$$

En coordenadas polares, tenemos,

$$\mathbf{F}_{Jz} = -\frac{\rho B_\phi \mathbf{B}}{\mu_0} \quad (4.7)$$

Eso es, el flujo de momento angular azimutal, debido a la fuerza de tensión en el campo magnético opuesta a la dirección del campo magnético para B_ϕ positivo y a lo largo del campo magnético para B_ϕ negativo. Entonces, para el caso de subcorrotación, B_ϕ es positivo abajo del ecuador y negativo arriba. Así el flujo de momento fluye de la ionosfera a la magnetosfera en ambos hemisferios.

Si no hay absorción de momento por el plasma entre las regiones de “fuente” y “sumidero”, o equivalentemente, si no hay plasma entre las regiones de “fuente” y “sumidero”, entonces el flujo de momento angular se conserva a lo largo de las líneas del campo magnético. Si consideremos un tubo de flujo de área de sección transversal de corte A, entonces el flujo/s total sería $\frac{\rho B_\phi BA}{\mu_0}$. Pero

BA es el flujo magnético y es constante. Por lo tanto tenemos,

$$\frac{\rho B_\phi}{\mu_0} = \text{constante} \quad (4.8)$$

Esto es, el flujo de momento angular electromagnético por unidad de flujo magnético se conserva a lo largo de las líneas del campo magnético entre las regiones de “fuente” y “sumidero”. Esto da la relación de conservación,

$$\rho_i B_{\phi i} = \rho B_\phi, \quad (4.9)$$

donde i se refiere a la ionosfera. La corriente de Pedersen en la ionosfera produce un campo magnético azimutal, $B_{\phi_i} = \mu_o J_p$, donde J_p es la corriente de Pedersen integrado por altura. Esta da finalmente una expresión para la perturbación azimutal del campo magnético en la magnetosfera como,

$$B_{\phi} = \pm \mu_o \Sigma_P \frac{\rho_i^2}{\rho} B_i \omega \quad (4.10)$$

donde los signos + y - se refieren a las condiciones del norte y del sur de la región de la corriente ecuatorial, respectivamente, tal que si ω es negativo (subcorrotación), entonces B_{ϕ} es negativo arriba y positivo abajo. La ecuación (4.10) también puede ser derivada al aplicar la ley de Ampere a un sistema de corriente de la ionosfera a la magnetosfera, como se muestra en la figura 4.6 y que fue descrito antes, integrando azimutalmente a una distancia ρ del eje dipolar.

Esta discusión asume que en las líneas de campo magnético que pasan a través de la hoja de corriente, toda la masa del plasma y las corrientes eléctricas están confinadas cerca del plano ecuatorial. Sin embargo, si la masa del plasma (y el momento angular) está distribuida más uniformemente a lo largo de las líneas del campo magnético (y también estarán las corrientes eléctricas) en la magnetosfera, la perturbación azimutal del campo magnético en cualquier punto en la magnetosfera será reducida en comparación con la de la ecuación (4.10). Debido a la simetría, B_{ϕ} queda reducido a cero exactamente en el ecuador.

La fuerza de tensión del campo magnético ($\mathbf{J} \times \mathbf{B}$) asociada con las desviaciones del campo afuera de los planos meridionales que actúa acelerando al plasma magnetosférico en la dirección de rotación del planeta, mientras en la ionosfera está en la dirección opuesta; el momento angular es transferido de la ionosfera a la magnetosfera subcorrotando, (ecuación (4.7)).

La ecuación (4.10) muestra que en un punto en la magnetosfera (entre la fuente y sumidero) la perturbación azimutal es proporcional a la conductividad de Pedersen y la velocidad angular del plasma en el marco de referencia en reposo con el planeta. Los flujos discutidos en la sección previa, indican que las velocidades, en general, fueron pequeñas en comparación con la corrotación

rígida. En ese caso, $\omega \approx -\Omega_J$, que es aproximadamente constante, como fue asumido por Vasylunas, (1983) en su análisis de los datos en la trayectoria hacia afuera de Pionero y Viajero. Entonces, la ecuación (4.10) muestra que las perturbaciones azimutales decaen como ρ^{-1} , asumiendo que Σ_P no es una función de latitud fuerte, debido a que por un campo magnético ρ_i que es una función que decae lentamente con la distancia radial. Pero, ajustes empíricos previos de los datos de Pionero/Viajero, indican una variación menor que ρ^{-1} , variando como $\rho^{-0.7}$ (Goertz *et al.*, 1976; Vasylunas, 1983). El origen de esa diferencia será explicado en la sección que sigue.

4.4 Aplicación a los datos de Ulises.

Ahora se analizarán las perturbaciones observadas durante un intervalo de 3 días, del día 36 al 38, en la trayectoria hacia adentro, y los días 40 a 42 de la trayectoria hacia fuera. Estos intervalos fueron discutidos previamente por Dougherty *et al.*, (1993).

Lo más importante que necesitamos saber es la velocidad angular de las líneas del campo magnético alrededor del eje dipolar en el marco de referencia del planeta. Para hacer esto, necesitamos estimar la velocidad del plasma térmico en la magnetosfera. Los datos de Ulises sólo dan estimaciones de velocidad de los protones con MeV de energía. Entonces se necesita relacionar de alguna manera a la velocidad térmica del plasma.

Laxton *et al.*, 1996 desarrollaron un algoritmo para separar la anisotropía de primer orden, debida a los gradientes del flujo de anisotropía de primer orden, debida al flujo perpendicular del campo magnético (\mathbf{ExB}). La anisotropía perpendicular al campo magnético proporciona la velocidad de arrastre \mathbf{ExB} , que es independiente de la energía, y podemos obtener la velocidad perpendicular para el plasma térmico. La componente de esta velocidad que necesitamos es la componente azimutal. Primero transformamos al marco del planeta restando la componente perpendicular de la velocidad de corrotación y entonces obtenemos la componente φ . Sin embargo, debido a la presencia de B_φ , subestimamos la componente azimutal de la velocidad por un factor de $\cos^2 \alpha$ donde $\sin \alpha = |B_\varphi|/|B|$. Sin embargo, tomamos

$$\omega = \frac{V_{\perp\phi}}{\rho \cos^2 \alpha} \quad (4.11)$$

Ahora queremos estimar la perturbación azimutal esperada, usando la velocidad del plasma (obtenido de (4.11)) usando (4.10). Antes de hacerlo, se va a derivar un valor para la conductividad de Pedersen, de los cinco picos de la perturbación azimutal en la figura 4.4 para la trayectoria hacia adentro, utilizando (4.10). Este valor es entonces usado para estimar la perturbación azimutal en el campo magnético para las trayectorias hacia adentro y afuera. La figura 4.7 muestra la variación del pico de la perturbación azimutal afuera de la hoja de corriente por la trayectoria hacia adentro contra la distancia radial (R_J). Cada punto corresponde a un promedio de una hora por cada 5 rotaciones planetarias correspondientes a los picos azimutales de la región de la magnetosfera mediana. Un ajuste logarítmico a estos puntos, se muestra con la línea recta, obteniendo la formula empírica,

$$|B_{\phi}| = 470 \left(\frac{\rho}{R_J} \right)^{-1.4} \text{ nT} \quad (4.12)$$

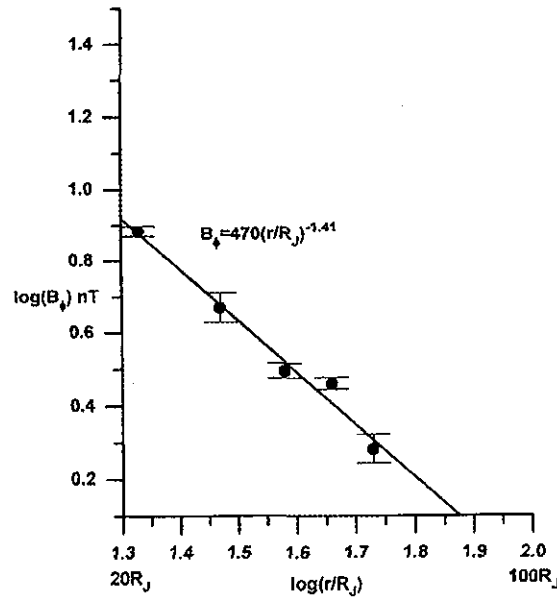


Figura 4.7. Variación del pico de la perturbación azimutal afuera de la hoja de corriente en la trayectoria hacia adentro de Ulises. La línea recta es un ajuste lineal.

Así la perturbación azimutal disminuye poco más rápido que ρ^{-1} o r^{-1} que es la misma a estas latitudes bajas. También disminuye más rápido con la distancia radial que las perturbaciones observadas por Pionero y Viajero. Usando estos valores, la velocidad del plasma, la distancia perpendicular de las líneas del campo magnético en la ionosfera del eje magnético y la posición de la nave espacial podemos obtener un valor para la conductividad de Pedersen usando la ecuación (4.10), asumiendo que todas las perturbaciones en el campo magnético son debidas al sistema de corriente del acoplamiento de la ionosfera con la magnetosfera. Si esa condición se cumple, se deben obtener valores consistentes de la conductividad. La tabla 1 muestra los promedios de una hora, de los parámetros usados en (4.10) junto con los valores derivados de Σ_p . Debe notarse que el valor de $\omega/\Omega_J = 0$ si el plasma corrotta rígidamente; $-1 < \omega/\Omega_J < 0$ si subcorrota; $\omega/\Omega_J > 1$ si supercorrota y $\omega/\Omega_J < -1$ si anticorrota. Podemos ver de la tabla que los valores de Σ_p son consistentes, en general, y así se refirma con la interpretación del origen de los perturbaciones azimutales en el campo magnético, con un valor de, $\Sigma_p = 0.136 \pm 0.028$ mho.

Sin embargo, en su análisis, Vasyliunas (1983) obtuvo un valor para la conductividad de Pedersen de 0.4 mho. Este valor es un factor de ~ 2.94 más pequeño del valor derivado en la ecuación (4.10) de los datos de Ulises y es importante determinar el origen de esta diferencia.

Time (hrs)	B_ϕ (nT)	ρ (R_J)	ρ_i (R_J)	ω/Ω_J	Σ_p (mho)
21.9±0.7	-2.17±0.16	53.2±0.2	0.212±0.116	-1.05±0.06	0.155±0.033
31.5±0.7	-3.16±0.05	45.4±0.1	0.222±0.092	-1.10±0.27	0.173±0.006
42.1±0.7	-2.97±0.35	37.6±0.1	0.243±0.013	-1.14±0.23	0.109±0.051
52.5±0.5	-4.35±0.58	29.4±___	0.259±0.097	-1.27±0.36	0.094±0.008
61.1±0.5	-7.51±0.2	21.3±___	0.238±0.060	-1.27±0.38	0.149±0.042

Tabla 1. Promedios de una hora de los parámetros usados en el cálculo de Σ_p y su desviación estándar durante los picos en B_ϕ .

Hay varios factores que influyen el valor de Σ_p . El primero de estos es la velocidad del plasma observado. De la tabla 1 podemos ver que $\omega/\Omega_J \sim -1.17$. Como se mencionó previamente, Vasyliunas asumió que $\omega/\Omega_J = -1$, lo que representa una velocidad cero en el marco de referencia inercial. Entonces este efecto es probablemente muy pequeño y un factor de ~ 2.3 todavía debe tomarse en cuenta. La segunda posibilidad es que los valores de ρ_i (calculados por el mapeo de las líneas del modelo del campo magnético, de Connerney, de la nave a la ionosfera) usados en el cálculo de Σ_p dan valores más grandes que los usados por Vasyliunas (1983). Los valores de Vasyliunas fueron obtenidos al integrar el flujo magnético hacia el plano ecuatorial usando el modelo de Gleeson - Axford (1976) del campo magnético afuera a $20 R_J$ y el modelo de Goertz *et al.*, (1976) a distancias más lejanas que $20 R_J$ (ver apéndice A). Habiendo repetido éste cálculo, la línea sólida en la figura 4.8 muestra la estimación teórica de B_ϕ de Vasyliunas contra la distancia radial usando los promedios de Σ_p y ω/Ω_J de la tabla 1, pero usando los valores de ρ_i de Vasyliunas.

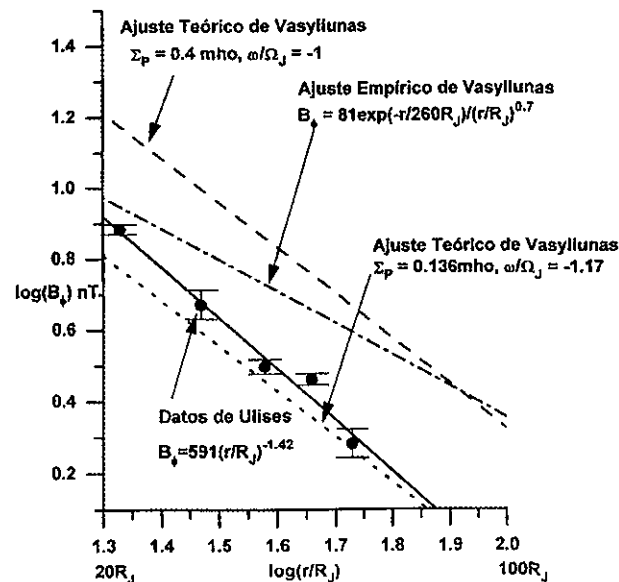


Figura 4.8. Comparación de los picos de la perturbación azimutal de los datos de Ulises en la trayectoria hacia adentro con estimaciones teóricas de la perturbación azimutal de Vasyliunas (1983) usando la ecuación (4.10) con $\Sigma_p = 0.136 \text{ mho}$ y $(\omega/\Omega_J) = -1.17$ (línea sólida), y $\Sigma_p = 0.4 \text{ mho}$ y $(\omega/\Omega_J) = -1$ (línea punteada). La otra línea punteada es el ajuste empírico de Vasyliunas (1983) los datos de Pionero/Viajero en el lado de noche-amanecer en sus trayectorias hacia fuera.

Esta curva, como puede verse, concuerda con los datos de Ulises (cuadros) mostrados en la figura 4.7. Por comparación la curva punteada en la figura, es el valor teórico de B_ϕ dado por Vasyliunas, usando su valor de $\Sigma_p = 0.4$ y $\omega/\Omega_J = -1$ como lo derivó él, para ajustar los datos de Pionero/Viajero en sus trayectorias hacia fuera, en el lado de noche. Esta curva es ~ 2.24 más grande que la curva sólida y claramente no se ajusta a los datos de Ulises. Este resultado es lógico; si sustituimos $\rho_i = R_J \sin \theta$ y $2B_J = B_i$ en la fórmula de B_ϕ del apéndice A, tenemos la ecuación (4.10). Y para valores similares de Σ_p , la variación en B_ϕ está dada por diferencias en ω y ρ_i , que hemos visto, son muy pequeñas.

Estas curvas sugieren que un tercer factor posible da la explicación más razonable para la diferencia en la conductividad. Esto es, que las observaciones observadas por Pionero 10 y Viajero 1 y 2 en sus trayectorias hacia fuera, fueron sistemáticamente más grandes que las observadas por Ulises.

Para investigar esto, la curva con puntos en la figura 4.8 muestra el ajuste empírico de Vasyliunas a los datos de Pionero y Viajero. Esta ajuste empírico está dada por,

$$|B_\phi| = 81e^{\left(\frac{-r}{260R_J}\right)} \left(\frac{r}{R_J}\right)^{-0.7} \text{ nT} \quad (4.13)$$

En su artículo Vasyliunas citó un resultado para la cantidad, B_ϕ/rB_r , entonces la fórmula citada aquí se multiplicó por rB_r con B_r que está dado por los valores del modelo empírico, determinado de los datos observados por Pionero en su trayectoria hacia fuera Goertz *et al.*, (1976). Eso es,

$$\frac{B_\phi}{rB_r} = \frac{1.44e^{\left(\frac{-r}{269R_J}\right)}}{160R_J} \text{ (Vasyliunas, 1983) y } B_r = \frac{9 \times 10^3 R_J^{1+a}}{r^{1+a}} \text{ (Goertz et al., 1976), con } a = 0.7. \text{ Si}$$

comparamos esta curva con los datos de Ulises podemos ver que los valores obtenidos fueron muy similares a distancias $\sim 20 R_J$, pero los datos de Ulises disminuyen con la distancia radial más rápido que los datos de Pionero y Viajero (aproximadamente a razón de $r^{-1.4}$ comparado con $r^{-0.7}$) así como a distancias $\sim 50 R_J$, los valores para la perturbación azimutal son un factor de ~ 2 más grandes que los valores de Ulises. La curva teórica de Vasyliunas ($\Sigma_p = 0.4$ y $\omega/\Omega_J = -1$) puede se vista al ajustar los datos de Pionero y Viajero a distancias más lejanas que $\sim 50 R_J$. Así, la diferencia en los valores

de la conductividad ha sido resuelta y es debida a los valores más grandes de B_ϕ observados a distancias grandes a los que Vasyliunas ajustó su fórmula teórica preferentemente. Los datos de la trayectoria hacia adentro son consistentes con un valor de la conductividad de $\Sigma_p = 0.136 \pm 0.028$ mho durante la magnetosfera media entre $\sim 20 - 60 R_J$. Valores similares se aplican a los datos de Pionero/Viajero en el lado de noche en la trayectoria hacia fuera a distancias de $\sim 20 - 30 R_J$, y que aumentan, aparentemente, a $\Sigma_p \approx 0.4$ mho más allá de $\sim 50 R_J$, si el plasma no se desvía de la condición $\omega/\Omega_J = -1$.

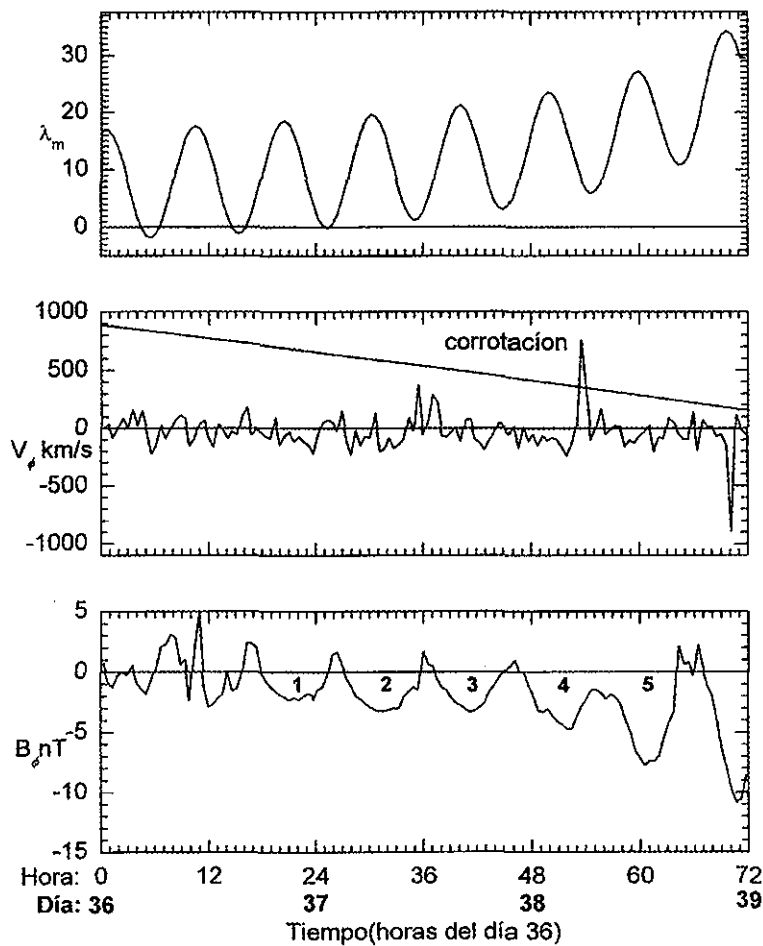


Figura 4.9(a). Campo magnético azimutal observado en la trayectoria hacia adentro comparado con la velocidad azimutal y la latitud magnética. Los picos de la perturbación son indicados por 1,2,etc. Se muestra la velocidad de corrotación rígida para la comparación con la velocidad azimutal. Los números al pie de la figura son la hora del principio del día 36 y el número del día. El eje x es tiempo por todos los paneles

Ahora calculamos la perturbación azimuthal esperada por las trayectorias hacia adentro (días 36 - 38) y hacia afuera (días 40 - 42) usando las velocidades del plasma derivadas y el promedio de la conductividad de la tabla 1; 0.136 ± 0.028 mho. Antes de hacerlo se muestra en la figura 4.9(a) resúmenes de la perturbación y la velocidad azimuthal, en coordenadas magnéticas, juntos con la latitud magnética. Los picos en la perturbación azimuthal son indicadas por los números 1,2,etc., y ocurren a latitudes altas al norte, afuera de la hoja de corriente. La velocidad azimuthal es subcorrotacional y de hecho es ~ 0 en el marco inercial.

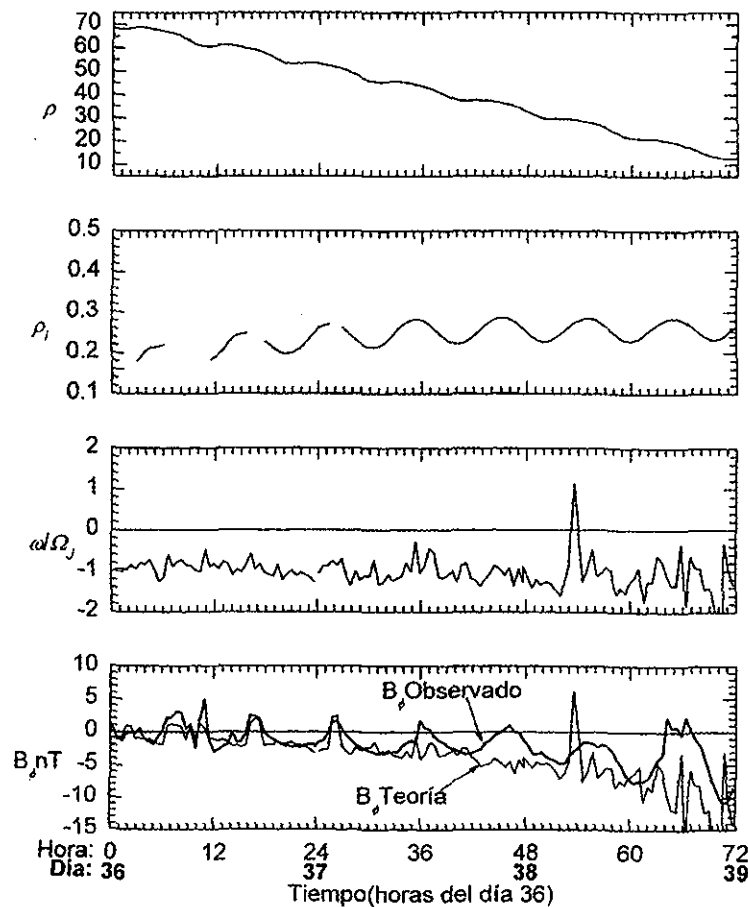
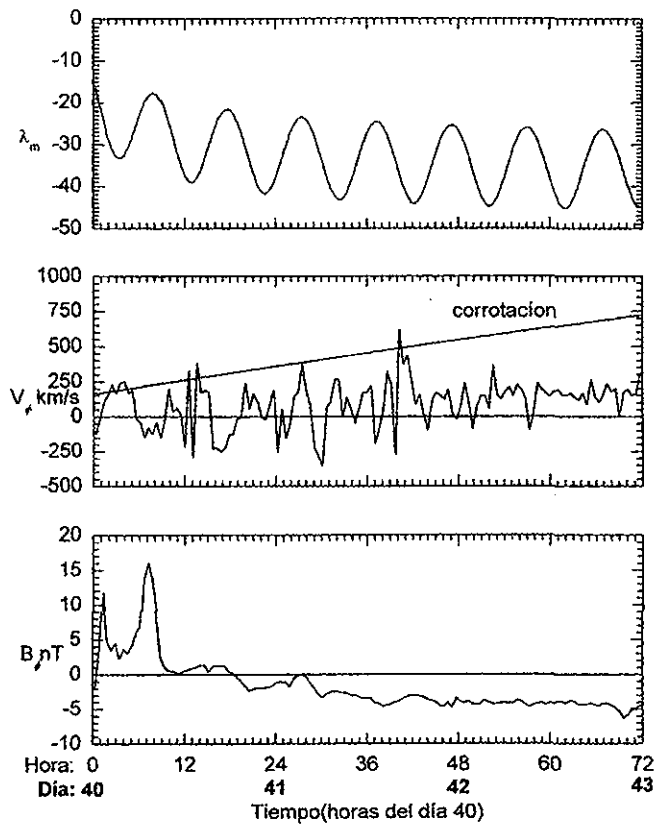


Figura 4.9(b). Comparación del campo azimuthal calculado por ecuación (4.10) y el campo observado. La grafica de arriba muestra la distancia perpendicular al eje dipolar de la nave en unidades de R_J . La siguiente grafica muestra la distancia de las líneas del campo magnético del eje dipolar en la ionosfera. La tercera grafica es la razón de la velocidad angular del plasma a la velocidad angular de Júpiter en el marco del planeta. La última grafica muestra la comparación de B_ϕ . El eje x es tiempo por todos los paneles

La figura 4.9(b) muestra la perturbación esperada comparada con la perturbación observada junto con otros parámetros usados en el cálculo de (4.10). La gráfica superior es la distancia perpendicular de la nave espacial del eje magnético. La siguiente gráfica muestra la distancia perpendicular de las líneas del campo magnético en la ionosfera del eje magnético en el hemisferio norte. Los espacios en los datos corresponden a tiempos cuando la nave espacial cruzó el ecuador magnético. A estos tiempos usamos la distancia perpendicular del eje magnético en el hemisferio al sur. La tercera gráfica muestra la razón ω/Ω_i que está entre ~ -1 y ~ -2 para todo el intervalo (anticorrotación). Finalmente, la última gráfica muestra la comparación de la perturbación teórica (línea rota) y la perturbación observada. Puede verse claramente que la perturbación teórica concuerda con la observada en las regiones de flujo bajo a latitudes altas, afuera o al borde de la hoja de corriente ecuatorial. Adentro de la hoja de corriente los valores observados son más pequeños que los calculados debido a que la nave espacial está adentro de la región de “sumidero” del flujo de momento angular.

Ahora veremos la trayectoria hacia afuera. Otra vez mostramos, en primer lugar, los mismos parámetros como antes, en la figura 4.10(a) pero para la trayectoria hacia afuera. También tomamos el valor de Σ_p calculado en la trayectoria hacia adentro; 0.136 ± 0.028 mho. La velocidad del plasma es también menor a la de corrotación, aunque hay momentos de flujo corrotacional. Aquí la nave espacial fue localizada a latitudes altas al sur, afuera de la hoja de corriente (figura 4.3), y de aquí esperaríamos que estuviera localizada muy lejos de las regiones de sumidero de momento angular, y corrientes eléctricas radiales, en el sector de medianoche - anochecer. Consecuentemente, con tal de que no exista la presencia de otros efectos, entonces esperaríamos ver una concordancia continua entre la perturbación observada y la perturbación calculada por la ecuación (4.10), con las perturbaciones, B_ϕ , siendo moduladas por los cambios en la velocidad angular del plasma, ω , y más lentamente por los cambios en ρ y ρ_i , cuando la nave se movió hacia fuera del planeta. Entonces, los campos calculados en la magnetosfera mediana muestran modulaciones grandes de ~ 10 horas, cuando la nave se movió entre regiones de flujo del plasma hacia el Sol (anticorrotando) en las

regiones de flujo alto, a latitudes bajas, y regiones de cuasi-corrotación o subcorrotación en las regiones de flujo bajo a latitudes altas.



TESIS CON FALLA DE ORIGEN

Figura 4.10(a). Campo magnético azimutal para la trayectoria hacia fuera comparado con la latitud magnética, la velocidad azimutal y la velocidad de corrotación rígida.

Se esperan grandes campos magnéticos azimutales en las regiones anteriores, decayendo con distancia radial, con campos más débiles entre estas regiones. Comparando las perturbaciones calculadas con las observadas por la trayectoria hacia afuera, figura 4.10(b), que está en el mismo formato de la figura 4.9(a) pero para la trayectoria hacia afuera, podemos ver que hay una buena concordancia para las primeras dos perturbaciones grandes atrasadas observadas en la superficie externa de la hoja de plasma al principio del intervalo, las que son también consistentes con un valor de la conductividad de Pedersen del ~ 0.136 mho. A distancias más largas, $> \sim 20 R_J$, la

concordancia entre la teoría y observación no está muy bien. Esto es, el modelo de las perturbaciones azimutales

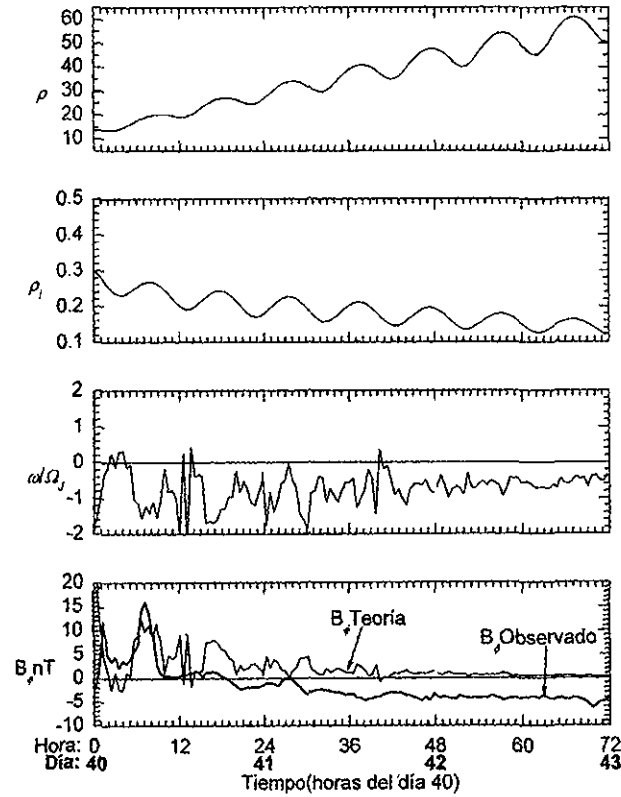


Figura 4.10(b). Comparación del campo azimutal calculado y observado por la trayectoria hacia fuera. La figura contiene los mismos parámetros de la figura 4.9(a).

en el campo magnético, con base en el intercambio de momento angular entre la ionosfera y la magnetosfera, no explica el desarrollo gradual de la configuración adelantada en el campo magnético (componente azimutal negativo) en la parte exterior de la magnetosfera mediana. Sin embargo, aun teniendo en cuenta este efecto, las perturbaciones azimutales observadas durante el segundo y el tercer picos (P) en el flujo del plasma, son más pequeños que los calculados. Por ejemplo, durante el segundo pico la perturbación azimutal calculada es ~ 8 nT, mientras que al tener en cuenta un campo negativo significante de fondo de ~ 2 nT, las perturbaciones positivas observadas parecen ser no mayores que $\sim 3 - 4$ nT.

Finalmente, en la magnetosfera externa de la trayectoria hacia fuera, los flujos alcanzan valores más o menos constantes de subcorrotación (hacia la magnetocola), como ω/Ω_i , similarmente, alcanzan valores más o menos constantes de ~ 0.7 a 0.9 . Los campos magnéticos calculados así son positivos (atrasados) con una magnitud de ~ 1 nT y son completamente diferentes de los campos negativos observados (adelantados) de ~ 4 nT, aunque el flujo es subcorrotacional. La conclusión es que estos campos adelantados se deben a otro sistema de corriente eléctrica, posiblemente la que está asociada con la magnetopausa y la magnetocola.

4.5 Resumen.

Aquí las perturbaciones azimutales en el campo magnético, observadas por la nave espacial Ulises durante su paseo por la magnetosfera joviana, han sido examinadas y comparadas con estimaciones teóricas con base en el intercambio de momento angular, de la ionosfera a la magnetosfera, usando los valores del flujo de plasma magnetosférico observado, que fueron calculados de los datos de protones de energías ~ 1 MeV. También, los resultados fueron comparados con un análisis correspondiente, presentado por Vasyliunas (1983), de los datos en las trayectorias hacia fuera, en el sector amanecer-medio día, de las naves Pionero 10 y Viajero 1 y 2.

Se ha encontrado que en la trayectoria hacia adentro, en el sector amanecer-medio día, las perturbaciones azimutales despliegan una configuración llamada "atrasada", consistente en la magnetosfera mediana, la que es consistente con un flujo de plasma que es subcorrotacional/anticorrotacional. Estas perturbaciones tienen un máximo afuera de la hoja de corriente-plasma donde el plasma anticorrota. Dentro de la hoja de plasma-corriente las perturbaciones son reducidas en magnitud porque la nave estaba localizada dentro del sumidero del flujo magnético angular de la ionosfera, o equivalentemente, estaba localizada dentro de la región de flujo de corriente eléctrica radial. Las perturbaciones máximas observadas afuera de la hoja de corriente decayeron con la distancia radial aproximadamente como, $r^{-1.4}$ y concuerdan con un valor de la conductividad de Pedersen de 0.136 ± 0.028 mho. Este valor de la conductividad es más de 2 veces menor del valor que fue calculado por Vasyliunas en su análisis de los datos de

Pionero/Viajero, en la trayectoria hacia fuera en el sector de amanecer-media noche. Comparaciones de las perturbaciones observadas por Ulises y las observadas por Pionero/Viajero muestran que son comparables a distancias de $\sim 20-30 R_J$, pero las perturbaciones de Pionero/Viajero decaen más lento con la distancia radial, más o menos como $r^{-0.7}$, haciéndose mayor que los valores observados por Ulises a distancias radialmente más grandes. Las curvas teóricas de Vasyliunas fueron ajustadas preferencialmente a estos valores y por eso dedujo un valor ~ 2 veces más grande que la conductividad de Pedersen.

Aunque ha sido aclarado el origen de la diferencia entre el valor de Σ_P obtenido por Ulises y por Pionero/Viajero (B_ϕ mayor a distancias largas en los datos de Pionero/Viajero) este no ha sido explicado. Hay unas explicaciones. La primera es que la conductividad de Pedersen sí aumenta con la latitud en la ionosfera, y produce este efecto. Sin embargo, el rango de latitudes observadas por Ulises es $\sim 9^\circ$ ($\sin^{-1} \rho_l$ da la colatitud de las líneas del campo en la ionosfera), en el lado día y noche, y no había mucha variación de Σ_P en el lado día, en la trayectoria hacia adentro. Entonces, este efecto no debe de ser muy importante. Otra posibilidad es que el plasma, observado por Pionero/Viajero, aumentó su anticorrotación con la distancia radial. Pero, de la tabla 1 podemos ver que esto implicaría valores de $\omega/\Omega_J \approx -2$ a $50 R_J$ (Σ_P constante = 0.136mho) para producir $|B_\phi| \approx 4.2$ nT (magnitud observada por Pionero/Viajero). Esto corresponde a velocidades anticorrotacionales (hacia la magnetocola) > 1000 km s $^{-1}$ en el marco inercial. La comparación de las velocidades observadas por Ulises, implica que esto tampoco sea probable. La tercera posibilidad es que, a distancias más grandes, de $\sim 30 R_J$ en el lado de noche, la perturbación azimutal contiene contribuciones del sistema de corriente de la magnetopausa-magnetocola. Considerando las observaciones de Ulises en el lado de noche (B_ϕ negativo abajo del ecuador), esto pueda ser muy probable y requiere más estudio.

Los máximos en la perturbación azimutal en la trayectoria hacia adentro fueron observados en la magnetosfera mediana, en líneas de campo magnético cercanas, pero afuera de la hoja de corriente-plasma. De la trayectoria (figura 4.3) y la naturaleza del flujo, estas líneas del campo magnético son inferidas al mapear a distancias más largas, aunque la nave estaba más cerca del planeta.

Observaciones directas de las perturbaciones en el campo magnético, en la magnetosfera externa, sin embargo, muestran que fueron pequeñas y variaron irregularmente y no tenían ninguna correlación con la componente radial ni la latitud magnética de la nave. Se asumió que la razón es que la distribución del plasma a lo largo de estas líneas (y por lo tanto el sumidero de flujo de momento angular) no está concentrado en el ecuador, tal como la nave estaba, continuamente, dentro del sumidero distribuido con la consecuencia de la disminución de la perturbación. Otros factores que contribuyen son la disminución de la perturbación con distancia del planeta ($\propto 1/\rho$) y los efectos de otros procesos competidores, como la desviación del campo a la magnetopausa (Edwards *et al.*, 1996).

En la trayectoria hacia fuera a latitudes altas al sur, cerca del meridiano de anochecer, dos buenos ajustes fueron obtenidos a las dos firmas “atrasadas” al principio del intervalo usando el valor $\Sigma_p = 0.136$ mho que fue determinado de los datos de la trayectoria hacia adentro. Estas perturbaciones ocurrieron en las regiones de latitudes bajas de alto flujo en la superficie externa de la hoja de corriente-plasma de la magnetosfera mediana. En estas regiones el flujo resultó ser anticorrotacional (hacia al sol) y dieron perturbaciones “atrasadas” grandes. Los flujos en las regiones de intensidades bajas, a latitudes altas, fueron corrotacional (hacia la magnetocola), pero con velocidades cercanas a la de corrotación y consecuentemente dieron perturbaciones más pequeñas, como fue observado. En los ciclos planetarios subsiguientes, las magnitudes de las perturbaciones azimutales fue mucho más pequeñas que las esperadas de los datos del flujo usando el análisis de arriba.

La discrepancia principal en la trayectoria hacia fuera, sin embargo, fue la observación del desarrollo de una configuración en el campo magnético “adelantada”, consistentemente, empezando a $\sim 30 R_J$ y extendiendo a la magnetopausa. Esta observación no tiene contraparte con la teoría, debido a que el flujo fue subcorrotacional o anticorrotacional consistentemente durante la trayectoria hacia fuera. Las perturbaciones azimutales calculadas con base en este flujo subcorrotacional fueron positivas (al sur del ecuador) con una magnitud de ~ 1 nT (usando $\Sigma_p = 0.136$ mho) en comparación con las perturbaciones observadas de ~ -4 nT. Entonces, las perturbaciones azimutales observadas

más allá de $\sim 30 R_J$ no pueden estar asociadas con los efectos del acoplamiento de la ionosfera-magnetosfera y se supone que están asociadas con el sistema de corriente de la magnetopausa-magnetocola. Estos resultados parece ser que resuelven la controversia del origen de las perturbaciones observadas cerca del meridiano amanecer-anochece: los efectos del acoplamiento de la ionosfera-magnetosfera son importantes cerca del planeta, mientras a distancias más largas ($> 30 R_J$) los efectos del sistema de corriente de la magnetopausa-magnetocola llegan a ser más importantes. Esta conclusión esta de acuerdo con la comparación de las perturbaciones observadas por Ulises y por Pionero-Viajero: las perturbaciones observadas por Pionero-Viajero fueron más grandes en el sector amanecer-media noche.

Capítulo 5: El Potencial Vectorial de la Hoja de Corriente en la Magnetosfera Joviana.

En el capítulo anterior se usaron los datos obtenidos del modelo magnético de la hoja de corriente en la magnetosfera de Júpiter para el cálculo de las perturbaciones azimutales. Se intenta, en este capítulo, derivar una expresión analítica para el potencial vectorial de esta hoja, a partir del modelo usado por Connerney *et al.*, (1981).

5.1 Introducción.

Aunque el modelo de la hoja de corriente ecuatorial de Júpiter fue formulado hace casi veinte años, (Connerney *et al.*, 1981) en respuesta a las observaciones del campo magnético de las misiones de los naves espaciales Pionero y Viajero, todavía se usa en varios estudios de la magnetosfera de Júpiter. Por ejemplo, ha sido usado para estudiar la distribución del plasma a lo largo de las líneas del campo magnético en el toro de Io, (Maurice *et al.*, 1997), también para estudiar imágenes del plasma del toro de Io, (Schneider y Trauger, 1995), ordenar e interpretar observaciones de iones energéticos (MeV), (Cowely *et al.*, 1996; Laxton *et al.*, 1997, 1999; Anglin *et al.*, 1997), modelar la dependencia latitudinal del campo en la magnetosfera media (Bunce y Cowely, 2000), estimar la contribución de corrientes externas en estudios de campo interno (Dougherty *et al.*, 1996; Connerney *et al.*, 1996), investigar el mapeo de auroras jovianas dentro de la magnetosfera (Gérard *et al.*, 1994; Satoh *et al.*, 1994; Clark *et al.*, 1998; Connerney *et al.*, 1998; Prangé *et al.*, 1997; Dougherty *et al.*, 1998) y mapear firmas de los datos de ondas, partículas y del campo entre la magnetosfera y la ionosfera (Ladreitner *et al.*, 1994; Zhang *et al.*, 1995; Prangé *et al.*, 1997; Dougherty *et al.*, 1998).

En este modelo la hoja de corriente ecuatorial se toma como un disco anular semi-infinito, de ancho medio, que es constante, donde la corriente azimutal varía con el inverso de la distancia al eje de simetría. El potencial y el campo de una hoja finita, extendida entre dos radios fijos, puede ser encontrado al agregar otra hoja de corriente semi-infinita, que se extiende, del segundo radio al

infinito, a la primera, en que la corriente fluye en la otra dirección. El plano de la hoja puede tomarse paralelo al plano ecuatorial magnético o puede ser encontrado por ajustes de los datos, como Connerney *et al.*, (1982).

Connerney *et al.*, (1981) obtuvieron una solución exacta para el potencial vectorial de una hoja de corriente de la forma mencionada arriba en términos de integrales sobre funciones de Bessel de las cuales se encontraron expresiones integrales al tomar el rotacional del potencial. Estas integrales fueron evaluadas numéricamente para proveer la base de resultados del modelo. También, Connerney *et al.*, (1981) presentaron expresiones analíticas por los componentes del campo con base de aproximaciones de las integrales (versiones corregidas las cuales aparecen en el Apéndice de Acuña *et al.*, (1983) y éstas han formado la base de aplicaciones subsiguientes del modelo. Sin embargo, hasta ahora no se han presentado aproximaciones para el potencial vectorial en este modelo, y es la intención de este capítulo hacerlo. El conocimiento del potencial vectorial es útil por tres razones principales. Primero, el campo magnético derivado de un potencial vectorial está garantizado de no tener una divergencia. Aproximaciones sucesivas al potencial vectorial de este modo dan aproximaciones sucesivas al campo magnético que están garantizadas de no tener una divergencia en cada etapa. En este contexto, es una ventaja tener campos los cuales obedecen las leyes fundamentales de la física cuando aplicamos aproximaciones en modelos físicos. Segundo, en el caso axisimétrico, el potencial vectorial está relacionada con la función de flujo \mathbf{F} . Las líneas del campo magnético entonces son obtenidas de los contornos $\mathbf{F} = \text{constante}$, sin la necesidad de integración numérica. Tercera, en forma de potencial, es fácil generalizar el campo al caso que no sea axisimétrico, tal que se pueden incorporar desviaciones de la hoja de corriente de planaridad debido a retrasos de propagación (de rotación del planeta) y otros efectos (Khurana, 1992, 1997).

5.2 El potencial vectorial del modelo de Connerney *et al.*

5.2.1 Fórmulas Integrales.

En coordenadas cilíndricas (ρ, φ, z) , el potencial vectorial de un campo axisimétrico $\mathbf{B}(\rho, z)$ está dado por $\mathbf{A}(\rho, z) = A(\rho, z)\hat{\varphi}$, donde las componentes del campo dadas por $\mathbf{B} = \text{curl}\mathbf{A}$, son

$$B_\rho = -\frac{\partial A}{\partial z} \text{ y } B_z = \frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho A)}{\partial \rho}. \quad (5.1 \text{ a, b})$$

La función de flujo para tal campo está dada por $\Phi = \rho A$, tal que una línea del campo magnético está dada por $\Phi = \text{constante}$ (por un campo axisimétrico), y el flujo magnético por radián de azimut entre las líneas del campo \mathbf{F} y $\mathbf{F} + d\mathbf{F}$ es $d\Phi = d\mathbf{F}$. Connerney *et al.*, (1981) obtuvieron el potencial vectorial (en forma integral) para una hoja de corriente axisimétrica, que se extiende de $\rho = a$ y ∞ y que tiene ancho medio D (con el centro a $z = 0$) en la cual la densidad de corriente está dada por $\mathbf{j}(\rho) = (I_0/\rho)\hat{\varphi}$ y así decae inversamente con la distancia del eje magnético. Su solución para el potencial vectorial, en forma integral, está dada por

$$A^\pm(\rho, z) = \mu_0 I_0 \int_0^\infty \frac{d\lambda}{\lambda^2} J_1(\rho\lambda) J_0(a\lambda) \sinh(D\lambda) e^{\mp z\lambda} \quad (5.2)$$

donde el signo de arriba es válido para $z > D$ y el signo de abajo es válido para $z < D$, mientras dentro de la hoja, para $|z| \leq D$, tenemos

$$A^i(\rho, z) = \mu_0 I_0 \int_0^\infty \frac{d\lambda}{\lambda^2} J_1(\rho\lambda) J_0(a\lambda) (1 - e^{-D\lambda} \cosh(z\lambda)) \quad (5.3)$$

Connerney *et al.*, (1981) obtienen expresiones integrales para el campo por la aplicación de las ecuaciones (5.1 a, b) a (5.2) y (5.3) (ve apéndice 2). Se nota en Connerney *et al.*, (1982) que la segunda función de Bessel en (5.3) es de primer orden, pero debe de ser de orden cero, como aquí. Las ecuaciones (5.2) y (5.3) pueden ser integradas numéricamente para obtener el potencial, y las componentes del campo, y algunos resultados se presentarán en la sección 5.3. Sin embargo, se pueden desarrollar aproximaciones analíticas en dos regímenes, correspondiendo a valores de ρ que

son pequeños comparados con a y que son grandes comparados con a . Estos regímenes serán investigados y después comparados con los valores numéricos.

5.2.2 Aproximación para ρ grande.

Las aproximaciones que son válidas para distancias que están lejos del borde interna de la hoja de corriente a $\rho = a$ son útiles para modelar el campo en la magnetosfera mediana donde el campo de la hoja domina. Primero se obtendrá el potencial arriba de la hoja, para $|z| > D$, usando (5.2) y después el potencial abajo de la hoja, para $|z| < D$, usando que $A^+(\rho, z) = A^-(\rho, -z)$, de la simetría de la hoja de corriente.

Para $\rho > a$

$$J_0(\lambda a) \approx 1 - \frac{\lambda^2 a^2}{4}, \quad (\text{Gradshtyn y Ryzhik, 1965}) \quad (5.4)$$

Este da una expresión por A^+ como,

$$A^+ = \frac{\mu_0 I_0}{4} \left\{ \int_0^\infty \frac{J_1(\lambda \rho)}{\lambda^2} \left[e^{-\lambda(z-D)} - e^{-\lambda(z+D)} \right] d\lambda - \int_0^\infty \frac{J_1(\lambda \rho) a^2}{4} \left[e^{-\lambda(z-D)} - e^{-\lambda(z+D)} \right] d\lambda \right\} \quad (5.5)$$

Primero se considera el termino 2. Usando el resultado (Gradshtyn y Ryzhik, 1965)

$$\int_0^\infty e^{-\alpha x} J_\nu(\beta x) dx = \frac{\beta^{-\nu} \left[\sqrt{\alpha^2 + \beta^2} - \alpha \right]^\nu}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \quad (5.6)$$

tenemos que por $\beta = \rho$, $x = \lambda$ y $\alpha = (z - D)$,

$$\int_0^\infty \frac{J_1(\lambda \rho) a^2}{4} \left[e^{-\lambda(z-D)} - e^{-\lambda(z+D)} \right] d\lambda = \frac{a^2}{4\rho} \left[\frac{(z+D)}{\sqrt{(z+D)^2 + \rho^2}} - \frac{(z-D)}{\sqrt{(z-D)^2 + \rho^2}} \right] \quad (5.7)$$

Ahora se considera el termino 1. De (5.6) tenemos que

$$\int_0^{\infty} e^{-pt} J_1(at) dt = \frac{1}{a} \left[1 - \frac{p}{\sqrt{p^2 + a^2}} \right] \quad (5.8)$$

Si integramos (5.8) con respecto a p de 0 a p' dos veces obtenemos

$$\int_0^{\infty} \frac{(1 - e^{-pt})}{t^2} J_1(at) dt = \frac{1}{2a} \left[p\sqrt{p^2 + a^2} + a^2 \ln \left[\frac{p + \sqrt{p^2 + a^2}}{a} \right] - p^2 \right] \quad (5.9)$$

En la relación (5.9) el resultado $\int_0^{\infty} J_1(at) \frac{dt}{t} = 1$ fue usado. Entonces por $\lambda = t, p = (z - D)$ y $a = \rho$ el

término 1 está dado por

$$\int_0^{\infty} \frac{J_1(\lambda\rho)}{\lambda^2} \left[e^{-\lambda(z-D)} - e^{-\lambda(z+D)} \right] d\lambda = \frac{1}{2\rho} \left\{ \begin{array}{l} z+D)\sqrt{(z+D)^2 + \rho^2} - (z-D)\sqrt{(z-D)^2 + \rho^2} \\ -4Dz + \rho^2 \ln \left[\frac{(z+D) + \sqrt{(z+D)^2 + \rho^2}}{(z-D) + \sqrt{(z-D)^2 + \rho^2}} \right] \end{array} \right\} \quad (5.10)$$

y, finalmente,

$$A^{\pm} = \frac{\mu_0 I_0}{2} \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2\rho} \left[(z+D)\sqrt{(z+D)^2 + \rho^2} - (z-D)\sqrt{(z-D)^2 + \rho^2} \right] \\ + \frac{\rho}{2} \ln \left[\frac{(z+D) + \sqrt{(z+D)^2 + \rho^2}}{(z-D) + \sqrt{(z-D)^2 + \rho^2}} \right] \mp \frac{2Dz}{\rho} \\ - \frac{\alpha^2}{4\rho} \left[\frac{(z+D)}{\sqrt{(z+D)^2 + \rho^2}} - \frac{(z-D)}{\sqrt{(z-D)^2 + \rho^2}} \right] \end{array} \right\} \quad (5.11)$$

Las componentes del campo son obtenidas de (5.1 a, b), y usando las relaciones, $B_z(\rho, z) = B_z(\rho, -z)$ y $B_\rho(\rho, z) = -B_\rho(\rho, -z)$, tenemos que el campo arriba y abajo del ecuador

está dado por

$$B_{\rho}^{\pm} = \frac{\mu_0 I_0}{2} \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{\rho} \left[\sqrt{(z-D)^2 + \rho^2} - \sqrt{(z+D)^2 + \rho^2} \right] \\ - \frac{\alpha^2 \rho}{4} \left[\frac{1}{[(z-D)^2 + \rho^2]^{3/2}} - \frac{1}{[(z+D)^2 + \rho^2]^{3/2}} \right] \\ \pm \frac{2D}{\rho} \end{array} \right\} \quad (5.12)$$

$$B_z^{\pm} = \frac{\mu_0 I_0}{2} \left\{ \begin{array}{l} \ln \left[\frac{(z+D) + \sqrt{(z+D)^2 + \rho^2}}{(z-D) + \sqrt{(z-D)^2 + \rho^2}} \right] \\ - \frac{\alpha^2}{4} \left[\frac{(z-D)}{[(z-D)^2 + \rho^2]^{3/2}} - \frac{(z+D)}{[(z+D)^2 + \rho^2]^{3/2}} \right] \end{array} \right\} \quad (5.13)$$

El potencial vectorial y las componentes del campo dentro de la hoja son obtenidos de la ecuación (5.3) y usando los resultados anteriores obtenemos,

$$A^i = \frac{\mu_0 I_0}{2} \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2\rho} \left[(z+D)\sqrt{(z+D)^2 + \rho^2} - (z-D)\sqrt{(z-D)^2 + \rho^2} \right] \\ + \frac{\rho}{2} \ln \left[\frac{(z+D) + \sqrt{(z+D)^2 + \rho^2}}{(z-D) + \sqrt{(z-D)^2 + \rho^2}} \right] - \frac{(z^2 + D^2)}{\rho} \\ - \frac{\alpha^2}{4\rho} \left[\frac{(z+D)}{\sqrt{(z+D)^2 + \rho^2}} - \frac{(z-D)}{\sqrt{(z-D)^2 + \rho^2}} \right] \end{array} \right\} \quad (5.14)$$

$$B_{\rho}^i = \frac{\mu_0 I_0}{2} \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{\rho} \left[\sqrt{(z-D)^2 + \rho^2} - \sqrt{(z+D)^2 + \rho^2} \right] \\ - \frac{\alpha^2 \rho}{4} \left[\frac{1}{[(z-D)^2 + \rho^2]^{3/2}} - \frac{1}{[(z+D)^2 + \rho^2]^{3/2}} \right] \\ + \frac{2z}{\rho} \end{array} \right\} \quad (5.15)$$

$$B_z^i = \frac{\mu_0 I_0}{2} \left\{ \begin{aligned} & \ln \left[\frac{(z+D) + \sqrt{(z+D)^2 + \rho^2}}{(z-D) + \sqrt{(z-D)^2 + \rho^2}} \right] \\ & - \frac{\alpha^2}{4} \left[\frac{(z-D)}{[(z-D)^2 + \rho^2]^{\frac{3}{2}}} - \frac{(z+D)}{[(z+D)^2 + \rho^2]^{\frac{3}{2}}} \right] \end{aligned} \right\} \quad (5.16)$$

tal como, el potencial para $\rho > a$ y para toda z ,

$$A(\rho, z) = \frac{\mu_0 I_0}{2} \left\{ \begin{aligned} & \frac{1}{2\rho} \left[(z+D)\sqrt{(z+D)^2 + \rho^2} - (z-D)\sqrt{(z-D)^2 + \rho^2} \right] \\ & + \frac{\rho}{2} \ln \left[\frac{(z+D) + \sqrt{(z+D)^2 + \rho^2}}{(z-D) + \sqrt{(z-D)^2 + \rho^2}} \right] - \frac{1}{\rho} \begin{cases} 2Dz & z \geq D \\ (z^2 + D^2) & |z| \leq D \\ -2Dz & z \leq -D \end{cases} \\ & - \frac{\alpha^2}{4\rho} \left[\frac{(z+D)}{\sqrt{(z+D)^2 + \rho^2}} - \frac{(z-D)}{\sqrt{(z-D)^2 + \rho^2}} \right] \end{aligned} \right\} \quad (5.17)$$

$$B_\rho(\rho, z) = \frac{\mu_0 I_0}{2} \left\{ \begin{aligned} & \frac{1}{\rho} \left[\sqrt{(z-D)^2 + \rho^2} - \sqrt{(z+D)^2 + \rho^2} \right] \\ & - \frac{\alpha^2 \rho}{4} \left[\frac{1}{[(z-D)^2 + \rho^2]^{\frac{3}{2}}} - \frac{1}{[(z+D)^2 + \rho^2]^{\frac{3}{2}}} \right] \\ & + \frac{2}{\rho} \begin{cases} D & z \geq D \\ z & |z| \leq D \\ -D & z \leq -D \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (5.18)$$

y

$$B_z(\rho, z) = \frac{\mu_0 I_0}{2} \left\{ \begin{aligned} & \ln \left[\frac{(z+D) + \sqrt{(z+D)^2 + \rho^2}}{(z-D) + \sqrt{(z-D)^2 + \rho^2}} \right] \\ & - \frac{\alpha^2}{4} \left[\frac{(z-D)}{[(z-D)^2 + \rho^2]^{\frac{3}{2}}} - \frac{(z+D)}{[(z+D)^2 + \rho^2]^{\frac{3}{2}}} \right] \end{aligned} \right\} \quad (5.19)$$

5.2.3 Aproximación para ρ pequeña.

Las aproximaciones que son válidas cerca del eje magnético, dentro del borde interior de la hoja de corriente, a $\rho = a$ son útiles para modelar la contribución externa al campo del planeta. Para $\rho < a$ podemos aproximar la función de Bessel del primer orden como,

$$J_1(\lambda, \rho) \approx \frac{\lambda\rho}{2} - \frac{(\lambda\rho)^3}{16} \quad (\text{Gradshtyn y Ryzhik, 1965}) \quad (5.20)$$

Otra vez usamos (5.2) para calcular A^+ y después de la simetría calculamos A^- . Con la sustitución de (5.20) en (5.2) obtenemos

$$A^+ = \frac{\mu_0 I_0 \rho}{4} \int_0^\infty J_0(\lambda a) \left[e^{-\lambda(z-D)} - e^{-\lambda(z+D)} \right] \frac{d\lambda}{\lambda} - \frac{\mu_0 I_0 \rho^3}{32} \int_0^\infty J_0(\lambda a) \left[e^{-\lambda(z-D)} - e^{-\lambda(z+D)} \right] \lambda d\lambda \quad (5.21)$$

De la ecuación (5.6)

$$\int_0^\infty J_0(at) e^{-pt} dt = \frac{1}{\sqrt{p^2 + a^2}} \quad (5.22)$$

Si integramos (5.22) con respecto a p de o a p' encontramos que el término 1 está dado por

$$\int_0^\infty J_0(\lambda a) \left[e^{-\lambda(z-D)} - e^{-\lambda(z+D)} \right] \frac{d\lambda}{\lambda} = \rho \ln \left[\frac{(z+D) + \sqrt{(z+D)^2 + a^2}}{(z-D) + \sqrt{(z-D)^2 + a^2}} \right] \quad (5.23)$$

También de (5.22)

$$\frac{\partial}{\partial \rho} \int_0^\infty e^{-pt} J_0(at) dt = \int_0^\infty t e^{-pt} J_0(at) dt = \frac{p}{(p^2 + a^2)^{3/2}} \quad (5.24)$$

y de ésta, el termino 2 esta dado por

$$\int_0^\infty J_0(\lambda a) \left[e^{-\lambda(z-D)} - e^{-\lambda(z+D)} \right] \lambda d\lambda = \rho^3 \left[\frac{(z-D)}{[(z-D)^2 + a^2]^{3/2}} - \frac{(z+D)}{[(z+D)^2 + a^2]^{3/2}} \right] \quad (5.25)$$

Entonces, estos resultados dan una expresión por el potencial vectorial arriba y abajo del ecuador magnético, para toda z para $\rho < a$

$$A(\rho, z) = \frac{\mu_0 I_0}{2} \left\{ \begin{array}{l} \frac{\rho}{2} \ln \left[\frac{(z+D) + \sqrt{(z+D)^2 + a^2}}{(z-D) + \sqrt{(z-D)^2 + a^2}} \right] \\ - \frac{\rho^3}{16} \left[\frac{(z-D)}{[(z-D)^2 + a^2]^{3/2}} - \frac{(z+D)}{[(z+D)^2 + a^2]^{3/2}} \right] \end{array} \right\} \quad (5.26)$$

con componentes del campo magnético

$$B_\rho(\rho, z) = \frac{\mu_0 I_0}{2} \left\{ \begin{array}{l} \frac{\rho}{2} \left[\frac{1}{\sqrt{(z-D)^2 + a^2}} - \frac{1}{\sqrt{(z+D)^2 + a^2}} \right] \\ + \frac{\rho^3}{16} \left[\frac{[a^2 - 2(z-D)^2]}{[(z-D)^2 + a^2]^{3/2}} - \frac{[a^2 - (z+D)^2]}{[(z+D)^2 + a^2]^{3/2}} \right] \end{array} \right\} \quad (5.27)$$

$$B_z(\rho, z) = \frac{\mu_0 I_0}{2} \left\{ \begin{array}{l} \ln \left[\frac{(z+D) + \sqrt{(z+D)^2 + a^2}}{(z-D) + \sqrt{(z-D)^2 + a^2}} \right] \\ - \frac{\rho^2}{4} \left[\frac{(z-D)}{[(z-D)^2 + a^2]^{3/2}} - \frac{(z+D)}{[(z+D)^2 + a^2]^{3/2}} \right] \end{array} \right\} \quad (5.28)$$

Las expresiones para las componentes del campo, ecuaciones (5.18), (5.19), (5.27) y (5.28) son diferentes de las aproximaciones dadas por Connerney *et al.*, (1981)(ver apéndice 2). Connerney *et al.*, no expandieron las funciones de Bessel al mismo orden, tal como no obtuvieron el segundo término por B_ρ en (5.27) y aproximaron el término \ln , en (5.19) por $z \gg D$ como $\frac{2D}{\sqrt{z^2 + \rho^2}}$ y (5.28) como $\frac{2D}{\sqrt{z^2 + a^2}}$. Las expresiones por el campo magnético, que han sido derivadas de expresiones analíticas del potencial vectorial, tienen que $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$. Este está debido a $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ y $\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{A}) = 0$. Por el uso de las aproximaciones al término, \ln , las expresiones de Connerney *et al.*, (1981) tienen que $\nabla \cdot \mathbf{B} \neq 0$.

Las expresiones por el potencial vectorial se aplican a una hoja de corriente que se extiende de a a ∞ . Por una hoja que se extiende de a a R , donde R es la distancia al borde exterior, restamos una hoja de R a ∞ de la primera, a a ∞ . Las expresiones por este potencial están dadas en apéndice 3.

También tenemos de notar que el potencial total es la combinación del potencial de la hoja de corriente finita y el potencial del dipolo, $A_{\varphi_{total}}(\rho, z) = A_{\varphi_{dipolo}}(\rho, z) + A_{\varphi_{a \rightarrow R}}(\rho, z)$, donde

$$A_{\varphi_{dipolo}}(\rho, z) = \frac{M\rho}{(\rho^2 + z^2)^{3/2}}$$

5.3 Comparación de los valores numéricos y analíticos.

Aquí compararemos los valores calculados de las aproximaciones del potencial vectorial y del campo magnético, con los valores calculados de integración numérica de las integrales correspondientes. En la figura 5.1 las líneas sólidas muestran el potencial normalizado, A' , obtenido de las formulas integrales, ecuaciones (5.2) y (5.3), dibujando contra la distancia radial normalizada, ρ' , para varios valores de la distancia a lo largo el eje magnético, z' .

El potencial vectorial ha sido normalizado a $\left(\frac{\mu_0 I}{2}\right)R_J$, mientras las distancias han sido

normalizadas a R_J . Los resultados se muestran para una hoja de corriente semi-infinita y los parámetros; a , D , y $\left(\frac{\mu_0 I}{2}\right)$ están tomados de los obtenidos del ajuste a los datos de Pionero y

Viajero por Connerney *et al.*, (1981). Esto es, $a = 5 R_J$, $D = 2.5 R_J$, y $\left(\frac{\mu_0 I}{2}\right) = 225\text{nT}$. De arriba

hasta abajo, se observan las curvas para $z' = 0$, usando ecuación (5.3) y $z' = 5, 10$ y 15 , usando ecuación (5.2). Las curvas punteadas muestran los valores obtenidos de las fórmulas analíticas

correspondientes, donde la aproximación por ρ pequeña dada por la ecuación (5.26) se muestra para $\rho' \leq 5$ y la aproximación para ρ grande, está dada por la ecuación (5.17) se muestra para $\rho' \geq 5$.

Puede verse que las aproximaciones son generalmente muy cercanas a los valores computados numéricamente, con las desviaciones mayores ocurriendo cerca de $\rho' \approx 5$ y para z' más pequeño.

Efectivamente, la pequeña diferencia entre los valores aproximados y los valores numéricos es invisible a $z' = 10$ y 15 y a ρ' pequeño y grande a $z' = 0$ y 5 .

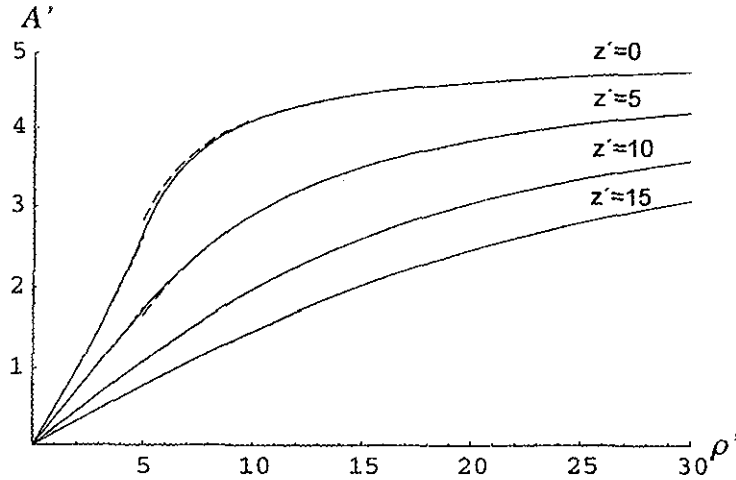


Figura 5.1 Variación del potencial vectorial (normalizado) con ρ' para valores de $z' = 0, 5, 10$ y 15 para las expresiones aproximadas (líneas punteadas) y para las expresiones integrales (líneas sólidas).

En la figura 5.2(a) se muestra el error fraccional de los valores aproximados contra z' a $\rho' = 5$, donde el error es un máximo. El error fraccional está definido como

$$f_A = \left(\frac{A_{\text{aprox}}}{A_{\text{num}}} - 1 \right), \quad (5.29)$$

donde A_{aprox} es el valor de la aproximación analítica, y A_{num} es el valor obtenido de la evaluación de la integral relevante. La línea sólida corresponde a la aproximación para ρ pequeña, mientras la línea punteada corresponde a la aproximación para ρ grande. Los mayores valores del error ocurren cerca del centro de la hoja de corriente a $z' = 0$, y tienen valores máximos de $\sim 6\%$ para la aproximación ρ grande y como $\sim 2\%$ para la aproximación ρ pequeña. Afuera de $\rho' = 5$ el error fraccional decae para ρ más grande y para ρ más pequeña, para las aproximaciones relevantes, como se muestra en la figura 5.2(b).

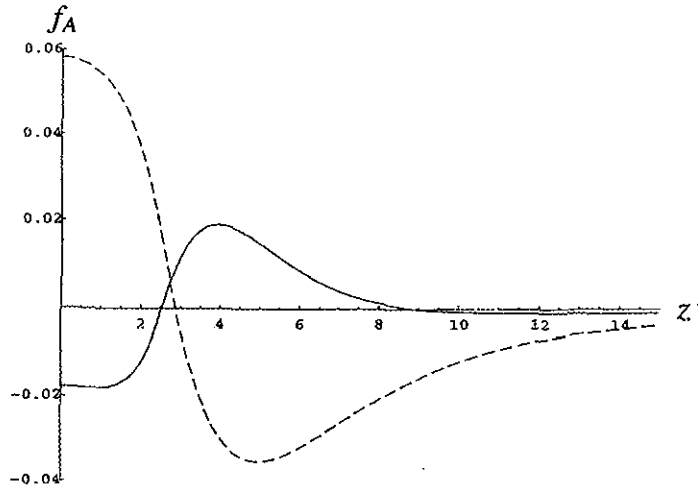


Figura 5.2(a). El error fraccional del potencial vectorial para la aproximaciones ρ grande (línea punteada) y ρ pequeña (línea sólida) como función de z' a $\rho' = 5$.

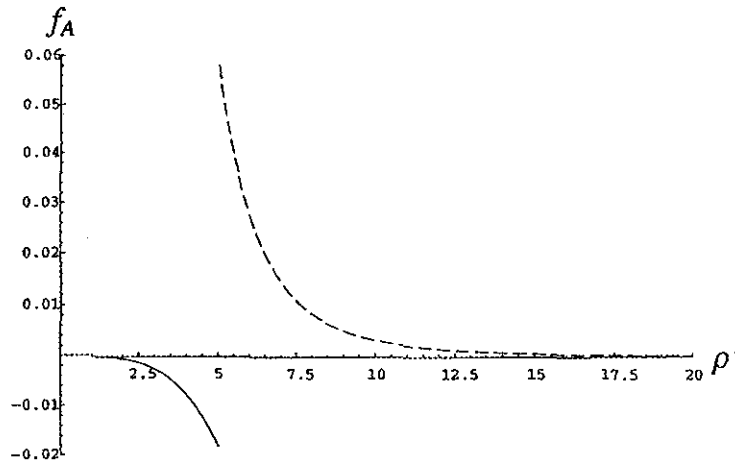


Figura 5.2(b). El error fraccional para ρ pequeña (línea sólida) y ρ grande (línea sólida) como función de ρ' a $z' = 0$

Esta figura muestra f_A contra ρ' a $z' = 0$ para la aproximación ρ pequeño (línea sólida) y para la aproximación ρ grande (línea punteada). De esta figura podemos ver que el error es menos de 1% para la aproximación ρ pequeña para $\rho' \leq 4$, y menos de 0.1% por $\rho' \leq 2.5$. Similarmente, el error en la aproximación para ρ grande decae a menos de 1% para $\rho' \geq 8$, a menos de 0.1% para $\rho' \geq 14$.

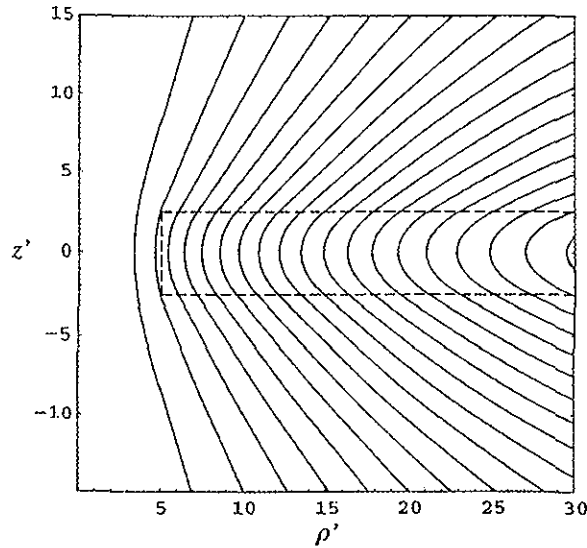


Figura 5.3(a). Líneas del campo magnético del modelo de la hoja de corriente. Las líneas son contornos de $\mathbf{F} = \rho A$ constante. La línea punteada es la hoja de corriente. Las distancias han sido normalizadas a R_J .

Entonces, podemos ver que las expresiones para el potencial vectorial, las ecuaciones (5.17) y (5.26) representan excelentes aproximaciones al potencial vectorial del modelo de Connerney *et al.*, 1981). Las líneas del campo magnético derivadas de las aproximaciones del potencial vectorial, dadas por los contornos de $\mathbf{F}(\rho, z) = \rho A(\rho, z)$, se muestran en la figura 5.3. La figura 5.3(a) muestra las líneas del campo magnético para la hoja de corriente, solo para una hoja finita de ancho medio $D = 2.5 R_J$ entre distancias radiales, $a = 5 R_J$ y $R = 50 R_J$. Los límites de la hoja de corriente están indicados por las líneas punteadas. El efecto de la terminación de la hoja de corriente a distancia radial, R es obtenida al restar la aproximación ρ pequeña con R en lugar de a (apéndice 3) y éste ha sido restado de la aproximación ρ pequeña, para $\rho' < 5$ y de la aproximación ρ grande, para $\rho' > 5$ en la figura 5.3(a). De la izquierda a la derecha. Los contornos corresponden a $\mathbf{F}' = 5$ a 95, donde \mathbf{F}' ha sido normalizada a $\left(\frac{\mu_0 I_0}{2}\right) R_J^2$. El eje $\rho = 0$ corresponde a la línea de campo magnético con $\mathbf{F}' = 0$.

Hay una discontinuidad cuando cambiamos de la aproximación ρ pequeña a ρ grande a través de $\rho' = 5$, pero, podemos ver de la figura 5.3(a) que este efecto es insignificante.

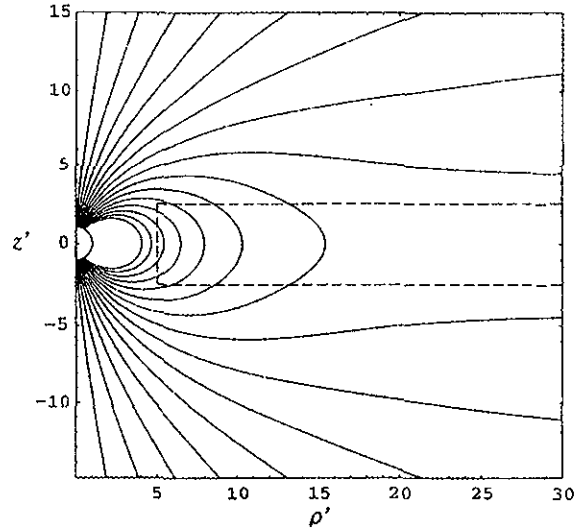


Figura 5.3(b). Líneas del campo magnético del dipolo más la hoja de corriente.

La figura 5.3(b) muestra las líneas del campo magnético por la hoja de corriente combinadas con las líneas del dipolo, por el caso en que el eje de la hoja y del dipolo están alineados. Los parámetros son estos de Connerney *et al.*, mencionados arriba, mientras la razón del parámetro de la hoja de corriente al campo magnético del planeta está tomado ser $\left(\frac{\mu_0 I_0}{2B_J}\right) = \left(\frac{225}{420,000}\right)$. Las líneas de campo magnético se muestran de 0° a 30° co-latitud en incrementos de 2° . Otra vez, la discontinuidad a $\rho' = 5$ no tiene ningún efecto en las líneas de campo magnético.

Finalmente se considera las componentes del campo magnético, B_ρ y B_z , para una hoja semi-infinita con los parámetros de arriba. La figura 5.4 muestra B_ρ normalizada contra ρ' por $z' = 2.5, 5, 10$ y 15 (de arriba hasta abajo). El valor de B_ρ es cero al centro de la hoja. Las componentes del campo magnético han sido normalizados a $\left(\frac{\mu_0 I_0}{2}\right)$ y las distancias han sido normalizadas a R_J , como antes. Las líneas sólidas muestran los valores obtenidos por la integración de las ecuaciones (A2.1) del apéndice 2, mientras las líneas punteadas muestran las aproximaciones ρ pequeña y ρ grande, en los regiones $\rho' \leq 5$ y $\rho' \geq 5$ respectivamente, ecuaciones (5.27) y (5.18). De esta figura podemos ver que las aproximaciones dan buen acuerdo con los valores de la integración, salvo cerca de $\rho' = 5$ y para z pequeña (cerca de la hoja de corriente).

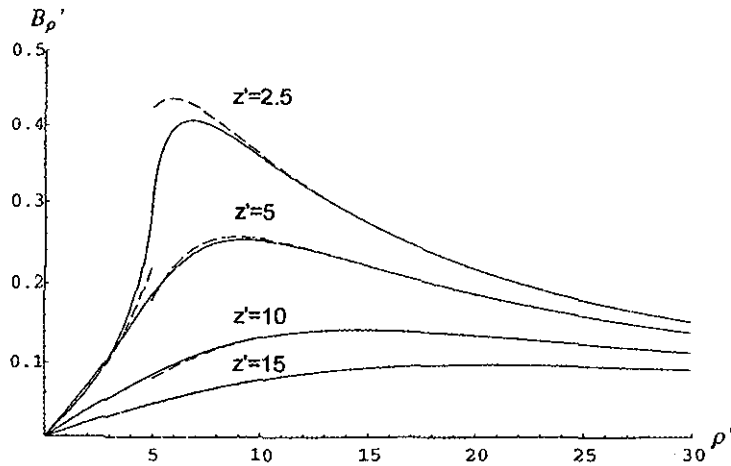


Figura 5.4. Componente radial normalizada del campo magnético de la hoja de corriente como función de ρ' por $z' = 2.5, 5, 10$ y 15 . Las líneas sólidas representan los valores de las aproximaciones y las líneas punteadas representan los valores de integración numérica.

En la figura 5.5(a) se muestra el error fraccional de B_{ρ} por las aproximaciones ρ pequeña y grande (líneas sólida y punteadas respectivamente) contra z' a $\rho' = 5$. De esta figura podemos ver que el error fraccional por la aproximación ρ grande tiene un máximo a $\sim 40\%$ al borde de la hoja de corriente ($z' = 2.5$) y el error por la aproximación ρ pequeña tiene un máximo de $\sim 20\%$, al borde de la hoja. El error fraccional entonces decae con z' y es menos de $\sim 10\%$ para $z' \geq 4$. La figura 5.5(b) se muestra B'_{ρ} contra ρ' por $z' = 2.5$ y decae con ρ' y es $< 10\%$ para la aproximación ρ pequeña (línea sólida) para $\rho' \leq 4$, y a menos de $\sim 1\%$ para $\rho' \leq 2.5$. Para la aproximación ρ grande (línea punteada) el error es menos de 10% para $\rho' \geq 6$, y es menos de 1% para $\rho' \geq 10$.

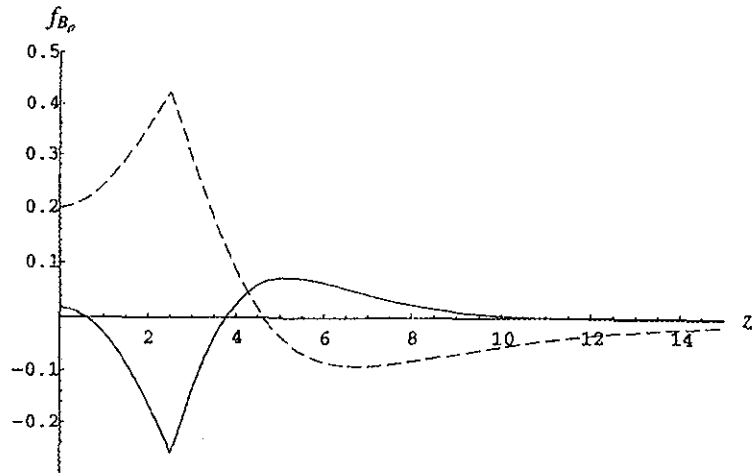


Figura 5.5(a) Error fraccional de B_ρ para ρ grande (línea punteada) y para ρ pequeña (línea sólida) como función de z' a $\rho' = 5$

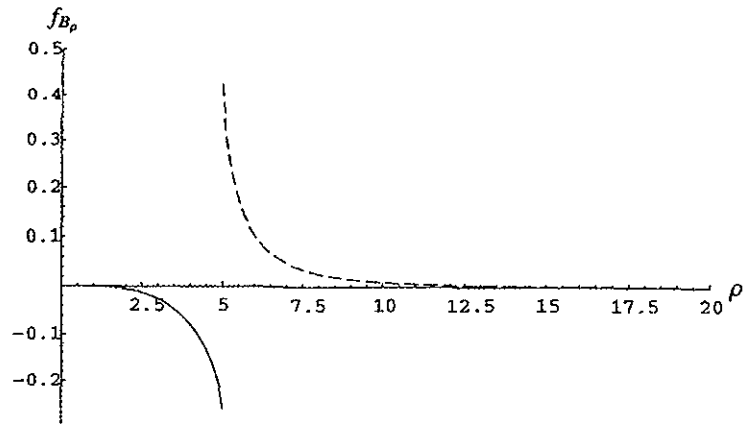


Figura 5.5(b). Error fraccional de B_ρ para ρ grande (línea punteada) y para ρ pequeña (línea sólida) como función de ρ' a $z' = 0$.

Similarmente, la figura 5.6 se muestra B'_z contra ρ' por $z' = 0, 5, 10$ y 15 (de arriba hasta abajo). La línea sólida muestra los valores obtenidos por la integración de las ecuaciones (A2.2), mientras la línea punteada muestra los valores de las aproximaciones, para ρ pequeña ($\rho' \leq 5$) y grande ($\rho' \geq 5$), ecuaciones (5.28) y (5.17), respectivamente. Otra vez las aproximaciones están de acuerdo con los

valores computados numéricamente. La figura 5.7(a) se muestra el error fraccional por la aproximación de B'_z contra z' por $\rho' = 5$.

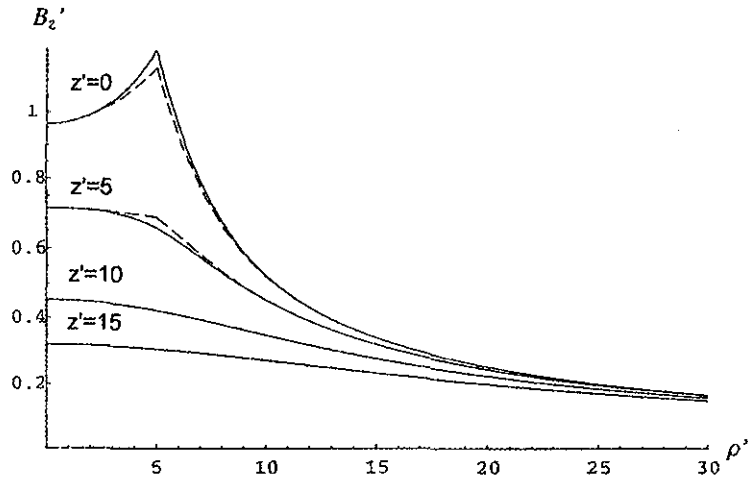


Figura 5.6 La componente axial del campo magnético de la hoja de corriente para las aproximaciones (líneas punteadas) y para la integración numérica (líneas sólidas) para $z' = 0, 5, 10$ y 15 .

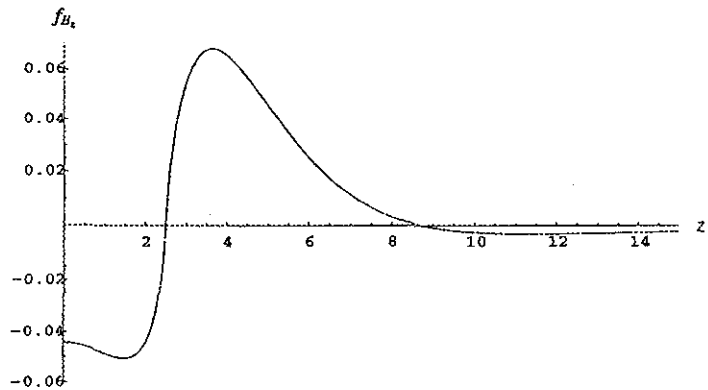


Figura 5.7(a) Error fraccional de la componente axial del campo magnético de la hoja de corriente como función de z' a $\rho' = 5$. Solamente se muestra una curva desde las dos aproximaciones (ρ grande y ρ pequeña) dan valores idénticos por toda z' a este valor de ρ' ($\rho' = a'$)

Se muestra solamente una curva porque las aproximaciones ρ pequeña y ρ grande, (ecuaciones (5.28) y (5.17)) da valores idénticas para toda z' a este valor de ρ' , eso es, $\rho' = \alpha' = 5$. El error está $\sim 5\%$ por $z' \leq 5$ y decae a menos de 1% por $z' \geq 7$. La figura 5.7(b) se muestra el error fraccional de B'_z contra ρ' a $z' = 0$ y podemos ver que se decae a menos de $\sim 1\%$ por la aproximación ρ pequeña (línea sólida) para $\rho' \leq 3$, y para la aproximación ρ grande (línea punteada) para $\rho' \geq 9$.

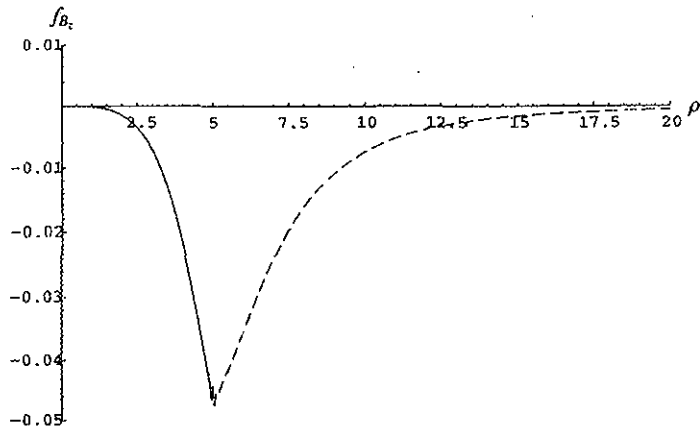


Figura 5.7(b) Error fraccional de la componente axial para las aproximaciones ρ grande (línea punteada) y ρ pequeña (línea sólida) como función de ρ' a $z' = 0$.

5.4 Resumen.

La intención de este capítulo ha sido proveer aproximaciones analíticas por el potencial vectorial, A_ϕ , del modelo de Connerney *et al.*, (1981) de la hoja de corriente ecuatorial, en la magnetosfera de Júpiter. Dos aproximaciones han sido derivadas, que son válidas para distancias radiales pequeña y grande, relativas al borde interior de la hoja, a . Estas aproximaciones han sido comparadas con valores numéricos derivados de las integrales para el potencial vectorial de Connerney *et al.*, (1981). Se ha mostrado que las aproximaciones están en un buen acuerdo con los valores integrales en los regiones donde son válidas. Los errores fraccionales maximizan a unos por cientos cerca del borde

interior, $\rho = a$, pero decaen a valores pequeños a distancias mayores. También, se han presentado mapas de las líneas del campo magnético con base de la función de flujo, $\mathbf{F} = \rho A$.

Aproximaciones analíticas correspondientes para los componentes del campo magnético, también han sido derivadas para $\text{rot}(A_\varphi)$ y tienen que la divergencia es cero. Estos campos han sido comparados, también, con los resultados numéricos de las integrales y están en buen acuerdo. Los errores máximos son de ~ 10 's de por ciento y ocurren, para la componente radial, cerca de los bordes de la hoja de corriente, pero decaen a distancias mayores y menores. Los errores en la componente z son de un orden de magnitud menor.

Las aproximaciones para el potencial vectorial son muy útiles para mapear las líneas del modelo del campo magnético y para crear componentes del campo que no tienen divergencia. En forma de potencial, el modelo también puede ser generalizado para incluir una hoja de corriente que no es plana y líneas de campo magnético que están desviadas de los planos meridionales. Esto puede ser visto al escribir el modelo axisimétrico, $\mathbf{B} = \text{curl}(A_\varphi)$ en forma de potencial de Euler, eso es, $\nabla(\rho A) \times \nabla\varphi$, e intersecciones de $\rho A = \text{constante}$ y $\varphi = \text{constante}$ de líneas de campo magnético. Si usamos las formas de A de arriba pero con $(z \rightarrow z_0(\rho, \varphi))$ donde $z_0(\rho, \varphi)$ es la posición de centro de la hoja de corriente, a (ρ, φ) , relativo al ecuador magnético, obtenemos en campo general en que la posición del centro de la hoja de corriente puede variar. Además, si permitimos $\varphi \rightarrow g(\rho, \varphi, z)$, las desviaciones de planos meridianos pueden ser incorporadas.

Discusión y Conclusiones

1. Discusión.

Existen algunas cuestiones referentes a los resultados de los capítulos anteriores. La primera es referente a la velocidad del plasma en el marco del planeta usada en capítulo 4. La segunda es referente a la conexión entre las perturbaciones azimutales y el potencial vectorial.

1.1. Incertidumbre en la velocidad del plasma.

Las perturbaciones azimutales en el campo magnético derivadas en capítulo 4, con base en las desviaciones de corrotación del plasma magnetosférico, utilizaron velocidades de volumen derivadas de flujos de \sim MeV iones, obtenidos del experimento de los Telescopios de Anisotropía (TA's) (Staines *et al.*, 1993, 1996; Laxton *et al.*, 1997). Estas velocidades indican que el plasma anticorrota en la magnetosfera externa en el lado del día, con valores de $V_\phi \sim 250$ km/s, que corresponden a un valor de $\omega/\Omega_J \sim -1.1 - -1.4$ en el marco del planeta. La componente radial resultó ser negativa, esto es, hacia adentro del planeta, con $V_r \sim -200$ km/s. Estas velocidades fueron discutidas en capítulo 2. A distancias más cerca del planeta, a latitudes altas, (regiones de las perturbaciones azimutales) el flujo fue en la dirección de corrotación pero con una magnitud muy pequeña. Los valores de ω/Ω_J en esta región fueron ~ -1 , correspondiente a 0 en el marco inercial. Estas velocidades, sin embargo, han sido cuestionadas por Hawkins *et al.*, 1998, quienes derivaron velocidades de volumen de iones de keV- MeV usando datos del experimento HI-SCALE abordo de Ulises. Las velocidades derivadas por Hawkins *et al.*, indican que el plasma corrota en la magnetosfera externa en el lado de día con $V_\phi \sim 100 - 200$ km/s, correspondiendo a $\omega/\Omega_J \sim -0.8$ en el marco del planeta. Más cerca al planeta, a latitudes altas, el flujo llega a ser poco más fuerte con $\omega/\Omega_J \sim -0.7 - -0.5$. Estas velocidades están, obviamente, en contradicción con las velocidades obtenidas por Staines *et al.*, y Laxton *et al.*, y por lo tanto se usaron en el capítulo 4. Esencialmente,

la implicación de los resultados de Hawkins *et al.*, es que las velocidades de los TA's están en la dirección incorrecta.

Sin embargo, otros autores también han observado flujo anticorrotacional en la magnetosfera externa, en el lado de día. Desai y Simnett, (1996) han observado flujo anticorrotacional de iones de energía keV – MeV usando datos del experimento HI-SCALE, como Hawkins *et al.* También, Phillips *et al.*, (1993a, b) observaron flujo anticorrotacional de electrones térmicos usando datos del experimento Solar Wind Plasma (SWOOPS). Además, Desai y Simnett (1999) han comentado sobre los resultados de Hawkins *et al.*, y sugieren que han malinterpretado los datos de la anisotropía y derivaron un flujo del plasma hacia fuera del planeta y flujo débil en la dirección de corrotación, en vez de un flujo anticorrotacional. También, Desai y Simnett (1999) sugieren que debido a la contaminación de los canales de iones por electrones, fueron derivadas velocidades de volumen incorrectamente usando el efecto de Compton – Getting, la cual, en combinación de la mal interpretación de la anisotropía, resultaron en la diferencia entre los resultados de Hawkins *et al.*, y Desai y Simnett.

Por lo tanto, se cree que las velocidades de los TA's, usadas en capítulo 4, proveen estimaciones confiables de las velocidades actuales en la magnetosfera de Júpiter.

1.2. Relación entre la perturbación azimutal y el potencial vectorial.

El cálculo de las perturbaciones azimutales, obtenidas en el capítulo 4, usó la distancia perpendicular de las líneas del campo magnético en la ionosfera del eje magnético, ρ_i . Esta distancia es obtenida, normalmente, por la integración de las líneas del campo magnético modelo, encontradas por la nave, de la posición de la nave hasta la ionosfera. El modelo usado en capítulo 4 fue el modelo de Connerney *et al.*, (1981) y la distancia ρ_i es obtenida de la relación $\rho_i A_{i\phi} = \rho A_\phi$, donde i significa calculado en la ionosfera. El término $A_{i\phi}$ debe contener la contribución del potencial vectorial de la hoja de corriente, pero el potencial de la hoja en la ionosfera es de $\sim 95\rho_i$ nTm, mientras que el potencial del dipolo en la ionosfera es de $\sim 4 \times 10^5 \rho_i$ nTm. Entonces, la contribución de la hoja es despreciable y usamos sólo el potencial del dipolo.

Ahora, si sustituimos las expresiones por A_φ del capítulo 5 en la ecuación (4.10), obtenemos una expresión para las perturbaciones azimutales en términos del potencial vectorial como,

$$B_\varphi = 2\mu_0 \sum_p \rho A_\varphi \omega \quad (\text{D.1})$$

Al derivar (E.1) se usó que $A_\varphi = \rho_i B_J$, donde B_J es el campo del dipolo en la superficie del planeta en el ecuador, y $B_i = 2B_J$. Esta última relación es válida sólo por un radio del polo de R_J . Sin embargo, debido al achatamiento del polo, el radio es $0.94R_J$ tal como $B_i = \frac{2B_J}{(0.94)^3}$. Pero, notamos que la cantidad que aparece en la ecuación (4.10) es $\rho_i^2 B_i$ que es proporcional al flujo magnético a través de un anillo de radio ρ_i y es constante a lo largo del campo. Entonces no importando a cual distancia calculamos B_i (R_J o $0.94R_J$) debemos calcular B_i y ρ_i a la misma distancia.

2. Conclusiones.

2.1. Perturbaciones azimutales.

Usando los datos del campo magnético y de las anisotropías de partículas de energía de \sim MeV, obtenidos por la nave espacial Ulises, fue obtenida una estimación de la perturbación azimutal en el campo magnético con base en desviaciones de corrotación del plasma magnetosférico. Estas perturbaciones fueron comparadas con las que fueron observadas en los datos del campo magnético que fueron reportadas por Dougherty *et al.*, 1993. Primero, un valor de la conductividad de Pedersen fue calculado con base en las perturbaciones observadas en el lado de día en la trayectoria hacia adentro. Este valor (0.136 mho) fue del orden de \sim 2 veces más pequeño que el valor (0.4 mho) obtenido por Vasyliunas de los datos de Pionero/Viajero. Repitiendo el cálculo teórico de Vasyliunas (Apéndice 1) y comparando el resultado con su ajuste empírico de las perturbaciones azimutales de Pionero/Viajero y las perturbaciones de Ulises, se encontró que la diferencia fue debida a las perturbaciones azimutales más grandes a distancias grandes observadas por

Pionero/Viajero a las que la teoría fue ajustada. Usando el valor de la conductividad, derivado de las perturbaciones de la trayectoria hacia adentro, se encontró una buena concordancia entre las perturbaciones calculadas con base en la teoría de transferencia de momento de la ionosfera a la magnetosfera y las perturbaciones observadas a altas latitudes al norte en la trayectoria hacia adentro de Ulises. En la trayectoria hacia afuera, una buena aproximación fue inicialmente observada a distancias pequeñas, pero a distancias grandes ninguna concordancia fue observada. En esta región, las perturbaciones calculadas fueron en el sentido contrario a las que fueron observadas. Se sugirió que esta diferencia se debía a las perturbaciones azimutales que resultaron del sistema de corriente de la magnetocola – magnetopausa. Entonces, se concluyó que las fuentes de momento de la rotación del planeta y del viento solar, operan al mismo tiempo en la magnetosfera de Júpiter pero en las regiones interiores de la magnetosfera, la transferencia de momento del planeta domina mientras que en las regiones externas la transferencia de momento del viento solar domina. Este resultado parece resolver la añeja controversia referente a las perturbaciones azimutales en el meridiano amanecer – anochecer que no podía ser resuelta antes de la misión de Ulises (única misión que había atravesado el lado anochecer).

2.2. El potencial vectorial de la hoja de corriente.

Connerney *et al.*, 1983 obtuvieron aproximaciones analíticas para el campo magnético de la hoja de corriente, ubicada en el plano ecuatorial de la magnetosfera de Júpiter, de expresiones integrales obtenidas de $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ de una expresión integral del potencial vectorial. Sin embargo, Connerney *et al.*, no obtuvieron una expresión analítica para el potencial vectorial. Aquí (capítulo 5) fueron obtenidas unas aproximaciones analíticas para el potencial para distancias pequeñas y grandes comparadas con la distancia del borde interior de la hoja del eje magnético. Las expresiones analíticas para el potencial vectorial tienen dos ventajas. La primera es que las componentes del campo magnético, derivadas de este potencial, se garantiza que tienen $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ (las aproximaciones del campo magnético, derivadas por Connerney *et al.*, no tienen $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$). La segunda es que ρA (potencial de Euler) es constante a lo largo del campo. En la aproximación axisimétrica (como en el

modelo de la hoja de Connerney *et al.*,) podemos mapear las líneas del campo magnético de la hoja de corriente. Estas aproximaciones del potencial y de las componentes del campo magnético mostraron, con un error porcentual no mayor de ~ 10 , una buena concordancia con las expresiones integrales de Connerney *et al.* El error máximo en las aproximaciones apareció en el borde interno de la hoja de corriente.

Apéndice 1: Perturbación Azimutal Teórica de Vasyliunas(1983).

Se intenta en este apéndice reproducir el cálculo de Vasyliunas (1983), que usó para obtener su ajuste teórico a los datos de Pionero/Viajero descrito en capítulo 4.

Vasyliunas (1983) derivó una expresión para la perturbación azimutal en la magnetosfera joviana con base en las desviaciones de corrotación del plasma como,

$$\frac{B_{\phi}}{rB_r} = (\omega - \Omega_J)\mu_0\chi\Sigma \quad (\text{A1.1})$$

donde

$$\chi = \frac{2B_J(R_J \sin\theta)^2}{r^2 B_r} \quad (\text{A1.2})$$

es una cantidad adimensional que mapea el campo magnético entre el plano ecuatorial y la ionosfera (Vasyliunas 1983), $B_J = \frac{M}{R_J^3}$ es el campo magnético de la superficie del planeta al ecuador, y

$M = 4.2 \times 10^5 \text{ nT } R_J^3$. De la igualdad de flujo magnético dentro de áreas correspondientes de la ionosfera y el plano ecuatorial, Vasyliunas obtuvo la relación:

$$B_J(R_J \sin\theta)^2 = \frac{M}{r} - \int_{R_J}^r (B_d - B_z) r dr \quad (\text{A1.3})$$

donde $B_d = \frac{-M}{r^3}$ es el campo dipolar a una distancia r en el plano ecuatorial. Esta es, la componente z del dipolo, donde $B_{zd} = \frac{M(2z^2 - \rho^2)}{(\rho^2 + z^2)^{5/2}}$ y en el ecuador $\rho = r$ y $z = 0$. Los modelos del

campo magnético usados por Vasyliunas en (A.1) son el modelo de Gleeson-Axford (GA), (1976) para $r < 20 R_J$ y el modelo de Goertz (G) (1976) por $r > 20 R_J$. El modelo de Gleeson-Axford es;

$$B_z = \frac{-M}{r^3} \left[1 - \frac{K_1 r^3}{(a_1^2 + r^2)^{3/2}} - \frac{K_2 r^3 (2a_2^2 - r^2)}{3(a_2^2 + r^2)^{5/2}} \right] \quad (\text{A1.4})$$

El modelo de Goertz *et al.*, es:

$$B_r = \frac{9 \times 10^3 R_J^{1+a}}{r^{1+a}} \text{ nT}, \quad B_z = \frac{-M}{r^3} + \left(\frac{ab'_o CD}{r^{2+a}} \right) \quad (\text{A1.5})$$

donde $b'_o = 9 \times 10^3 \text{ nT} R_J^{1+a}$, (Vasyliunas 1983), $C = 10$ (modelo $C = 10$ de Goertz), $a = 0.7$, y $D = 1 R_J$, (Goertz, 1976). Vasyliunas no menciona explícitamente cuales valores son para los parámetros que usó, pero para obtener su resultado se infirió que tomó $K_1 = 1$, $K_2 = 0$ y $a_1 = 20.4 R_J$. Esto lo probaremos abajo. Entonces, necesitamos integrar (A.1) de R_J a $20 R_J$ usando el modelo de Gleeson-Axford y de $20 R_J$ a r usando el modelo de Goertz. Entonces tenemos;

$$\sin^2 \theta = \frac{R_J}{r} - \frac{1}{B_J R_J^2} \int_{R_J}^{20 R_J} (B_d - B_{z_{GA}}) r dr - \frac{1}{B_J R_J^2} \int_{20 R_J}^r (B_d - B_{z_G}) r dr \quad (\text{A1.5})$$

Recordando que $M = B_J R_J^3$ y haciendo la sustitución, $u = (a_1^2 + r^2)$, obtenemos;

$$\sin^2 \theta = 0.0402764201 - 0.214285714 \left(\frac{R_J}{r} \right)^{0.7} + \frac{R_J}{r} \quad (\text{A1.7})$$

Vasyliunas acotó valores de $\chi = 2$ a $r = 25 R_J$ y $\chi = 1$ a $r = 100 R_J$. A estas distancias (A.7) da $\chi = 2.05$ a $25 R_J$ y $\chi = 0.97869$ a $100 R_J$. Este concuerda con los valores de Vasyliunas y justifica los valores de los parámetros elegidos.

La perturbación azimutal teórica de Vasyliunas está dada por;

$$B_\phi = \frac{\mu_o \Sigma (\omega - \Omega_J) 2 B_J R_J^2 \sin^2 \theta}{r} \quad (\text{A1.8})$$

donde $\sin^2 \theta$ está dado por (A.7). Aquí $(\omega - \Omega_J)$ es la velocidad del plasma en el marco de referencia del planeta y es equivalente a ω en capítulo 4. Este es equivalente a la ecuación (4.10) puesto que $\rho_i = R_J \sin \theta$ y $r = \rho$ en el plano ecuatorial.

Apéndice 2: Campo Magnético en Forma Integral y Aproximaciones Analíticas de Connerney *et al.*, (1981).

Las expresiones integrales por el campo magnético de la hoja de corriente de Connerney *et al.*, (1981) están dadas por

$$B_{\rho}^{\pm}(\rho, z) = \pm \mu_0 I_0 \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda} J_1(\rho\lambda) J_0(a\lambda) \sinh(D\lambda) e^{\mp z\lambda} \quad (\text{A2.1})$$

$$B_z^{\pm}(\rho, z) = \mu_0 I_0 \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda} J_0(\rho\lambda) J_0(a\lambda) \sinh(D\lambda) e^{\mp z\lambda} \quad (\text{A2.2})$$

$$B_{\rho}^i(\rho, z) = \mu_0 I_0 \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda} J_1(\rho\lambda) J_0(a\lambda) \sinh(z\lambda) e^{-D\lambda} \quad (\text{A2.3})$$

$$B_z^i(\rho, z) = \mu_0 I_0 \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda} J_0(\rho\lambda) J_0(a\lambda) (1 - e^{-D\lambda} \cosh(z\lambda)) \quad (\text{A2.4})$$

Al sustituir las aproximaciones de las funciones de Bessel, dadas en el capítulo 5, en las regiones de $\rho < a$ y $\rho > a$, Connerney *et al.*, obtuvieron las siguientes aproximaciones del campo magnético, para, todo z , por una hoja de corriente finita que se extiende de distancias radiales, a hasta R

$\rho < a$

$$B_{\rho}(\rho, z) = \left(\frac{\mu_0 I_0}{2} \right) \left(\frac{\rho}{2} \right) \left[\frac{1}{\sqrt{(z-D)^2 + a^2}} - \frac{1}{\sqrt{(z+D)^2 + a^2}} \right] \quad (\text{A2.5})$$

$$B_z(\rho, z) = \left(\frac{\mu_0 I_0}{2} \right) \left\{ \frac{2D}{\sqrt{(z^2 + a^2)}} - \left(\frac{\rho^2}{4} \right) \left[\frac{(z-D)}{[(z-D)^2 + a^2]^{\frac{3}{2}}} - \frac{(z+D)}{[(z+D)^2 + a^2]^{\frac{3}{2}}} \right] \right\} - B_z' \quad (\text{A2.6})$$

$\rho > a$

$$B_\rho(\rho, z) = \left(\frac{\mu_0 I_0}{2} \right) \left\{ \frac{1}{\rho} \left[\sqrt{(z-D)^2 + \rho^2} - \sqrt{(z+D)^2 + \rho^2} \right] + \frac{2}{\rho} \begin{cases} D & z \geq D \\ z & |z| \leq D \\ -D & z \leq -D \end{cases} \right. \\ \left. - \frac{a^2 \rho}{4} \left[\frac{1}{[(z-D)^2 + \rho^2]^{3/2}} - \frac{1}{[(z+D)^2 + \rho^2]^{3/2}} \right] \right\} \quad (\text{A2.7})$$

$$B_z(\rho, z) = \left(\frac{\mu_0 I_0}{2} \right) \left\{ \frac{2D}{\sqrt{z^2 + \rho^2}} - \frac{a^2}{4} \left[\frac{(z-D)}{[(z-D)^2 + \rho^2]^{3/2}} - \frac{(z+D)}{[(z+D)^2 + \rho^2]^{3/2}} \right] \right\} - B'_z \quad (\text{A2.8})$$

donde $B'_z = \left(\frac{\mu_0 I_0}{2} \right) \frac{1}{10}$ es la corrección de Connerney para la terminación de la hoja de corriente en el borde externo, R . Connerney *et al.*, 1981 asumieron que para distancias radiales que son pequeñas en comparación con R , el campo magnético de la hoja semi-infinita, que se extiende desde R hasta infinito, puede ser aproximado por un campo vertical constante, y está dado por B'_z . Obtuvieron la expresión para B'_z usando la ecuación (A2.6), sin B'_z , con R en vez de a , que es la componente z para una hoja que se extiende desde R hasta infinito. Para $\rho \ll R$ el primer término domina, y no es una función fuerte de z , y lo tomaron como una constante, con el valor en el ecuador ($z = 0$). Para $R \sim 50 R_J$ obtuvieron la expresión para B'_z de arriba. Las correcciones totales para las componentes del campo magnético de una hoja de corriente finita están dadas en el apéndice 3.

Apéndice 3: Potencial Vectorial para una Hoja de Corriente de a a R .

Las expresiones para el potencial vectorial, obtenidas en el capítulo 5, solamente se aplican a una hoja semi-infinita, que se extiende desde a hasta ∞ . Aquí se presentarán expresiones para una hoja de corriente, finita, que se extiende desde a hasta R , donde a y R son los bordes interno y externo, respectivamente, de la hoja. Esto es efectuado por la adición de dos hojas, una que se extiende desde a hasta ∞ y una que se extiende desde R hasta ∞ , donde la corriente en la segunda, está en la dirección opuesta a la primera. El potencial vectorial será dado por tres regiones; $\rho < a < R$, $a < \rho < R$ y $\rho > R > a$, que corresponden a la magnetosfera interna, mediana y externa, respectivamente.

$\rho < a < R$.

El potencial para $\rho < a$ está dado por la ecuación (5.26) y el potencial para $\rho < R$ está dado por (5.26), también, pero con R en lugar de a , tal como,

$$A_{\phi}(\rho, z) = \frac{\mu_0 I_0}{2} \left\{ \begin{array}{l} \frac{\rho}{2} \ln \left[\frac{(z+D) + \sqrt{(z+D)^2}}{(z-D) + \sqrt{(z-D)^2}} \right] \\ - \frac{\rho^3}{16} \left[\frac{(z-D)}{[(z-D)^2 + a^2]^{\frac{3}{2}}} - \frac{(z+D)}{[(z+D)^2 + a^2]^{\frac{3}{2}}} \right] \\ - \frac{\rho}{2} \ln \left[\frac{(z+D) + \sqrt{(z+D)^2 + R^2}}{(z-D) + \sqrt{(z-D)^2 + R^2}} \right] \\ + \frac{\rho^3}{16} \left[\frac{(z-D)}{[(z-D)^2 + R^2]^{\frac{3}{2}}} - \frac{(z+D)}{[(z+D)^2 + R^2]^{\frac{3}{2}}} \right] \end{array} \right\} \quad (\text{A3.1})$$

Las componentes del campo magnético son construidas de la misma manera, tal como,

$$B_{\rho}(\rho, z) = \frac{\mu_0 I_0}{2} \left\{ \begin{aligned} & \frac{\rho}{2} \left[\frac{1}{\sqrt{(z-D)^2 + a^2}} - \frac{1}{\sqrt{(z+D)^2 + a^2}} \right] \\ & + \frac{\rho^3}{16} \left[\frac{a^2 - 2(z-D)^2}{[(z-D)^2 + a^2]^{3/2}} - \frac{a^2 - 2(z+D)^2}{[(z+D)^2 + a^2]^{3/2}} \right] \\ & - \frac{\rho}{2} \left[\frac{1}{\sqrt{(z-D)^2 + R^2}} - \frac{1}{\sqrt{(z+D)^2 + R^2}} \right] \\ & - \frac{\rho^3}{16} \left[\frac{R^2 - 2(z-D)^2}{[(z-D)^2 + R^2]^{3/2}} - \frac{R^2 - 2(z+D)^2}{[(z+D)^2 + R^2]^{3/2}} \right] \end{aligned} \right\} \quad (\text{A3.2a})$$

$$B_z(\rho, z) = \frac{\mu_0 I_0}{2} \left\{ \begin{aligned} & \ln \left[\frac{(z+D) + \sqrt{(z+D)^2 + a^2}}{(z-D) + \sqrt{(z-D)^2 + a^2}} \right] \\ & - \frac{\rho}{2} \left[\frac{(z-D)}{[(z-D)^2 + a^2]^{3/2}} - \frac{(z+D)}{[(z+D)^2 + a^2]^{3/2}} \right] \\ & - \ln \left[\frac{(z+D) + \sqrt{(z+D)^2 + R^2}}{(z-D) + \sqrt{(z-D)^2 + R^2}} \right] \\ & + \frac{\rho}{2} \left[\frac{(z-D)}{[(z-D)^2 + R^2]^{3/2}} - \frac{(z+D)}{[(z+D)^2 + R^2]^{3/2}} \right] \end{aligned} \right\} \quad (\text{A3.2b})$$

$a < \rho < R$.

El potencial para $\rho > a$ está dado por ecuación (5.17) y el potencial para $\rho < R$ está dado por ecuación (5.26) con R en lugar de a

$$A_{\rho}(\rho, z) = \frac{\mu_0 I_0}{2} \left\{ \begin{aligned} & \frac{1}{2\rho} \left[(z+D)\sqrt{(z+D)^2 + \rho^2} - (z-D)\sqrt{(z-D)^2 + \rho^2} \right] \\ & - \frac{1}{2\rho} \begin{bmatrix} Dz & z \geq D \\ z^2 + D^2 & |z| \leq D \\ -Dz & z \leq -D \end{bmatrix} + \frac{\rho}{2} \ln \left[\frac{(z+D) + \sqrt{(z+D)^2 + \rho^2}}{(z-D) + \sqrt{(z-D)^2 + \rho^2}} \right] \\ & - \frac{a^2}{4\rho} \left[\frac{(z+D)}{\sqrt{(z+D)^2 + \rho^2}} - \frac{(z-D)}{\sqrt{(z-D)^2 + \rho^2}} \right] \\ & - \frac{\rho}{2} \ln \left[\frac{(z+D) + \sqrt{(z+D)^2 + R^2}}{(z-D) + \sqrt{(z-D)^2 + R^2}} \right] \\ & + \frac{\rho^3}{16} \left[\frac{(z-D)}{[(z-D)^2 + R^2]^{\frac{3}{2}}} - \frac{(z+D)}{[(z+D)^2 + R^2]^{\frac{3}{2}}} \right] \end{aligned} \right\} \quad (\text{A3.4})$$

$$B_{\rho}(\rho, z) = \frac{\mu_0 I_0}{2} \left\{ \begin{aligned} & \frac{1}{\rho} \left[\sqrt{(z-D)^2 + \rho^2} - \sqrt{(z+D)^2 + \rho^2} \right] \\ & \frac{2}{\rho} \begin{bmatrix} D & z \geq D \\ z & |z| \leq D \\ -D & z \leq -D \end{bmatrix} \\ & - \frac{a^2 \rho}{4} \left[\frac{1}{[(z-D)^2 + \rho^2]^{\frac{3}{2}}} - \frac{1}{[(z+D)^2 + \rho^2]^{\frac{3}{2}}} \right] \\ & - \frac{\rho}{2} \left[\frac{1}{\sqrt{(z-D)^2 + R^2}} - \frac{1}{\sqrt{(z+D)^2 + R^2}} \right] \\ & - \frac{\rho^3}{16} \left[\frac{R^2 - 2(z-D)^2}{[(z-D)^2 + R^2]^{\frac{5}{2}}} - \frac{R^2 - 2(z+D)^2}{[(z+D)^2 + R^2]^{\frac{5}{2}}} \right] \end{aligned} \right\} \quad (\text{A3.5a})$$

$$B_z(\rho, z) = \frac{\mu_0 I_0}{2} \left\{ \begin{aligned} & \ln \left[\frac{(z+D) + \sqrt{(z+D)^2 + \rho^2}}{(z-D)^2 + \sqrt{(z-D)^2 + \rho^2}} \right] \\ & - \frac{a^2}{4} \left[\frac{(z-D)}{[(z-D)^2 + \rho^2]^{3/2}} - \frac{(z+D)}{[(z+D)^2 + \rho^2]^{3/2}} \right] \\ & - \ln \left[\frac{(z-D) + \sqrt{(z+D)^2 + R^2}}{(z-D) + \sqrt{(z-D)^2 + R^2}} \right] \\ & + \frac{\rho^2}{4} \left[\frac{(z-D)}{[(z-D)^2 + R^2]^{3/2}} - \frac{(z+D)}{[(z+D)^2 + R^2]^{3/2}} \right] \end{aligned} \right\} \quad (\text{A3.5b})$$

$\rho > R > a$.

El potencial para $\rho > a$ está dado por ecuación (5.17) y para $\rho > R$ por (5.17) también pero con R en lugar de a .

$$A_\phi(\rho, z) = \frac{\mu_0 I_0}{2} \left[\frac{(R^2 - a^2)}{4\rho} \right] \left[\frac{(z-D)}{\sqrt{(z-D)^2 + \rho^2}} - \frac{(z+D)}{\sqrt{(z+D)^2 + \rho^2}} \right] \quad (\text{A3.6})$$

$$B_\rho(\rho, z) = \frac{\mu_0 I_0}{2} \left[\frac{\rho^2(R^2 - a^2)}{4} \right] \left[\frac{1}{[(z-D)^2 + \rho^2]^{3/2}} - \frac{1}{[(z+D)^2 + \rho^2]^{3/2}} \right] \quad (\text{A3.7a})$$

$$B_z(\rho, z) = \frac{\mu_0 I_0}{2} \left[\frac{(R^2 - a^2)}{4} \right] \left[\frac{(z-D)}{[(z-D)^2 + \rho^2]^{3/2}} - \frac{(z+D)}{[(z+D)^2 + \rho^2]^{3/2}} \right] \quad (\text{A3.7b})$$

Referencias.

- Acuña, M.H.**, K.W. Behannon, and J.E.P. Connerney, Jupiter's magnetic field and magnetosphere, in *Physics of the Jovian Magnetosphere* (edited by A.J. Dessler), p.1. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1983.
- Anglin, J.D.**, J.R. Burrows, J.L. Mu, and M.D. Wilson, Trapped energetic ions in Jupiter's inner magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **102**, 1, 1997.
- Behannon, K.W.**, L.F. Burlaga, and N.F. Ness, The Jovian magnetotail and its current sheet, *J. Geophys. Res.*, **86**, 8385, 1981.
- Carbary, J.F.**, S.M. Krimigis, E.P. Keith, G. Gloeckler, W.I. Axford, and T.P. Armstrong, Ion Anisotropies in the Outer Jovian Magnetosphere, *J. Geophys. Res.* **86**, 8285, 1982.
- Clark, J.T.**, G. Ballester, J. Trauger, J. Ajello, W. Pryor, K. Tobiska, J.E.P. Connerney, G.R. Gladstone, J.H. Waite, Jr., L. Ben Jaffel, and J.C. Gérard, Hubble Space Telescope imaging of Jupiter's UV aurora during the Galileo orbiter mission, *J. Geophys. Res.*, **103**, 20217, 1998.
- Connerney, J.E.P.**, M.H. Acuña, and N.F. Ness, Modeling the Jovian current sheet and inner magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **86**, 8370, 1981.
- Connerney, J.E.P.**, M.H. Acuña, and N.F. Ness, Voyager 1 assessment of Jupiter's planetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, **87**, 3623, 1982.
- Connerney, J.E.P.**, M.H. Acuña, and N.F. Ness, Octopole model of Jupiter's magnetic field from Ulysses observations, *J. Geophys. Res.*, **101**, 27453, 1996.
- Connerney, J.E.P.**, M.H. Acuña, N.F. Ness, and T. Satoh, New models of Jupiter's magnetic field constrained by the Io flux tube footprint, *J. Geophys. Res.*, **103**, 11929, 1998.
- Cowley, S.W.H.**, The plasma environment of the Earth, *Contemp. Physics*, **32**, 235, 1991.
- Cowley, S.W.H.**, A. Balogh, M. K. Dougherty, T.M. Edwards, R.J. Forsyth, R.J. Hynds, and K. Staines, Ulysses Observation of Antisunward Flow on Polar Cap Field Lines, *Planet. Space, Sci.* **41**, 987, 1993.
- Cowley, S.W.H.**, A. Balogh, M. K. Dougherty, T.M. Edwards, R.J. Forsyth, R.J. Hynds, N.F. Laxton, and K. Staines, Plasma flow in the Jovian magnetosphere and related magnetic effects: Ulysses observations, *J. Geophys. Res.*, **101**, 15197, 1996.
- Desai, M.I.**, and G.M. Simnett, Solar wind driven flows in the Jovian magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **101**, 13115, 1996.

- Desai, M.I.**, and G.M. Simnett, Comment on "Bulk Flows of Hot Plasma in the Jovian Magnetosphere: A Model of Anisotropic Fluxes of Energetic Ions" by S.E. Hawkins III, F. Cheng, and, L.J. Lanzerotti, *J. Geophys. Res.*, (en prensa 1999).
- Dougherty, M.K.**, D.J. Southwood, A. Balogh, and E.J. Smith, Field-aligned currents in the Jovian magnetosphere during the Ulysses flyby, *Planet. Space Sci.*, **41**, 32, 1993.
- Dougherty, M.K.**, A. Balogh, D.J. Southwood, and E.J. Smith, Ulysses, assessment of the Jovian planetary field, *J. Geophys. Res.*, **101**, 24929, 1996.
- Dougherty, M.K.**, M.W. Dunlop, R. Prangé, and D. Rego, Correspondence between field aligned currents observed by Ulysses and HST auroral emission, *Planet. Space Sci.*, **46**, 532, 1998.
- Edwards. T.M.**, A. Balogh, S.W.H. Cowley, G. Erdos, P. Ferrando, R.J. Forsyth, R.J. Hynds, C. Rastoin, and K. Staines, Energetic Ion and Electron Observations at Jupiter's Magnetopause: Implications for Magnetopause location and Boundary Coupling Processes, *Planet. Space, Sci.* **44**, 371, 1996.
- Fairfield, D.H.**, Average magnetic field configuration of the outer magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **73**, 7329, 1968.
- Gérard, J.C.**, V. Dols, R.Prangé, and F. Paresce, The morphology of the north Jovian ultraviolet aurora observed by the Hubble Space Telescope, *Planet. Space Sci.*, **42**, 905, 1994.
- Gleeson, L.J.**, and W.I. Axford, An analytical model illustrating the effects of rotation on a magnetosphere containing low energy plasma, *J. Geophys. Res.*, **81**, 3403, 1976.
- Goertz, C.K.**, D.E. Jones, B.A. Randall, E.J. Smith, and M.F. Thomsen, Evidence for open field lines in Jupiter's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **81**, 3393, 1976.
- Hawkins. S.E., III**, A.F. Cheng, and L.J. Lanzerotti, Bulk flows of hot plasma in the Jovian magnetosphere: A model of anisotropic fluxes of energetic ions, *J. Geophys. Res.*, **103**, 20031, 1998.
- Haynes. P.L.**, A. Balogh, M.K. Dougherty, D.J. Southwood, and A. Fazakerley, Null Fields in the Outer Jovian Magnetosphere: Ulysses Observations, *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 405, 1994.
- Hill, T.W.**, Inertial limit on corotation, *J. Geophys. Res.*, **84**, 6554, 1979.
- Huang, T.S.**, and T.W. Hill, Corotation lag of the Jovian Atmosphere, ionosphere, and atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **94**, 3761, 1989.
- Jones, D.E.**, B.T. Thomas, and J.G. Melville II, Equatorial disk and dawn-dusk currents in the frontside magnetosphere of Jupiter: Pioneer 10 and 11, *J. Geophys. Res.*, **86**, 1601, 1981.

- Kane, M.,** B.J. Mauk, E.P. Keith, and S.M. Krimigis, A Convected K Distribution Model for Hot Ions in the Jovian Magnetodisc, *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 1435, 1992.
- Khurana, K.K.,** M.G. Kivelson, Inference of the angular velocity of plasma in the Jovian magnetosphere from the sweepback of magnetic field, *J.Geophys. Res*, **98**, 67, 1993.
- Khurana, K.K.,** A generalised hinged magnetodisk model of Jupiter's nightside current sheet, *J.Geophys. Res*, **97**, 6269, 1992.
- Khurana, K.K.,** Euler potencial models of Jupiter's magnetic field, *J.Geophys. Res*, **102**, 11295, 1997.
- Krimigis. S.M.,** and E. C. Roelof, Low Energy Particle Population, in *Physics of the Jovian Magnetosphere*, (edited by. A. J. Desler, Cambridge University Press, Cambridge, UK, p. 106, 1983.
- Ladreiter, H.P.,** P. Zarka, and A. Lecacheux, Direction finding study of jovian hectometric and broad-band kilometric radio emissions, - evidence for their auroral origin, *Planet. Space Sci.*, **45**, 1143, 1997.
- Laxton, N.F.,** A. Balogh, S.W.H. Cowley, M.W. Dunlop, R.J. Forsyth, R.J. Hynds, and K. Staines, Origins of the first order anisotropy of ~ 1 MeV protons in the Jovian magnetosphere during the Ulysses flyby: flux gradients and plasma flows, *Planet. Space Sci.*, **45**, 1143, 1997.
- Maurice, S.,** M. Blanc, R. Prangé, and E.C. Sittler, Jr., The magnetic field-aligned electric field and its effects on the particle distribution in the magnetospheres of Jupiter and Saturn, *Planet. Space Sci.*, **45**, 1449, 1997.
- McDonald. F. B.,** A. W. Schardt, and J. H. Trainor, Energetic Protons in the Jovian Magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **86**, 2579, 1979.
- McNutt, R.L., Jr.,** J.W. Belcher, J.D. Sullivan, F. Bagnel, and H.S. Bridge, Departure from rigid corotation of plasma in Jupiter's dayside magnetosphere, *Nature*, **280**, 803, 1979.
- Ness, N.F.,** M.H. Acuña, R.P. Lepping, L.F. Burlaga, W.W. Behannon, and F.M. Neubauer, Magnetic field studies at Jupiter by Voyager 1: preliminary results, *Science*, **204**, 982, 1979a.
- Ness, N.F.,** M.H. Acuña, R.P. Lepping, L.F. Burlaga, W.W. Behannon, and F.M. Neubauer, Jupiter's magnetic tail, *Nature*, **280**, 799, 1979b.
- Ness, N.F.,** M.H. Acuña, R.P. Lepping, L.F. Burlaga, W.W. Behannon, and F.M. Neubauer, Magnetic field studies at Jupiter by Voyager 2: preliminary results, *Science*, **206**, 966, 1979c.
- Parks. G.K.,** *Physics of Space Plasmas: An Introduction*. Addison Wesley 1991.

- Parish, J.L.,** C.K. Goertz, and M.F. Thomsen, Azimuthal magnetic field at Jupiter, *J.Geophys. Res.*, **85**, 4152, 1980.
- Phillips. J.L.,** S.J. Bame, M.F. Thomsen, B.E. Goldstein, and E.J. Smith, Ulysses Plasma Observations in the Jovian Magnetosheath, *J. Geophys. Res.*, **98**, 21189, 1993.
- Prangé, R.,** I. Engle, M. Dunlop, S. Maurice, and d. Rego, Magnetic mapping of auroral signatures of comet SL9 in the jovian magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, **45**, 1315, 1997.
- Prangé, R.,** D. Rego, L. Pallier, J.E.P. Connerney, P. Zarka, and J. Queindec, Detailed study of FUV Jovian auroral features with the post-COSTAR HST faint object camera, *J.Geophys. Res.*, **103**, 20195, 1998.
- Sands, M.R.,** and R.L. McNutt, Plasma bulk flow in Jupiter's dayside middle magnetosphere, *J.Geophys. Res.*, **86**, 8319, 1988.
- Satoh, T.,** J.E.P. Connerney, and R. Baron, Emission source model of Jupiter's H_3^+ aurorae: a generalised inverse analysis of images, *Icarus*, **122**, 1, 1996.
- Schneider, N.M.,** and J.T. Trauger, The structure of the Io torus, *Astrophys. J.*, **450**, 450, 1995.
- Simpson, J.A.,** J.D. Anglin, A. Balogh, J.R. Burrows, S.W.H. Cowley, P. Ferrando, B. Heber, R.J. Hynds, H. Kunow, R.G. Marsden, R.B. McKibben, R. Muller-Mellin, A. Raviart, T.R. Sanderson, K. Staines, K.P. Wenzel, M.D. Wilson, and M. Zhang, energetic Charged Particle Phenomena in the Jovian Magnetosphere: First Results from the Ulysses Cospin Collaboration, *Science*, **257**, 1543, 1992.
- Smith. E.J.,** L.Jr. Davis, and D.E. Jones, Jupiter's Magnetic Field and Magnetosphere, in *Jupiter*, (edited by. T. Gehrels), p. 778. Univ. Arizona Press, Tuscon, AZ, 1976.
- Smith. E.J.,** K.P. Wenzel, D.E. Page, Ulysses at Jupiter: An Overview of the Encounter, *Science*, **275**, 1503, 1992.
- Staines. K.,** A. Balogh, S.W.H. Cowley, T.M. Edwards, R.J. Forsyth, and R.J. Hynds, Ulysses Observations of Noncorotational Flows in the Outer Dayside Jovian Magnetosphere, *Planet. Space, Sci.*, **41**, 931, 1993.
- Staines. K.,** A. Balogh, S.W.H. Cowley, T.M. Edwards, R.J. Forsyth, and R.J. Hynds, An Overview of the Anisotropy Telescope Observations of MeV Ions During the Ulysses Jupiter Encounter, *Planet. Space, Sci.*, **44**, 341, 1996.
- Thomsen, M.F.,** and C.K. Goertz, Reply, *J.Geophys. Res.*, **86**, 7798, 1981.

Van Allen, J.A., High Energy Particles in the Jovian Magnetosphere, in *Jupiter*, (edited by T. Gehrels), p. 928. Univ. Arizona Press, Tucson, AZ, 1976.

Vasavada, A.R., A.H. Bouchez, A.P. Ingersoll, B. Little, and C.D. Anger, Jupiter's visible aurora and Io footprint, *J. Geophys. Res.*, **104**, 27133, 1999.

Vasyliunas, V.M., Plasma distribution and flow, in *Physics of the Jovian Magnetosphere* (edited by A.J. Dessler), p. 395, Cambridge Univ. Press, Cambridge, Uk, 1983.

Vogt, R.E., W.R. Cook, A.C. Cummings, T.L. Garrard, N. Gehrels, Voyager1: Energetic ions and electrons in the Jovian magnetosphere. *Science* **204**, 1003, 1979a.

Vogt, R.E., W.R. Cook, A.C. Cummings, T.L. Garrard, N. Gehrels, Voyager1: Energetic ions and electrons in the Jovian magnetosphere. *Science* **206**, 984, 1979b.