

Tesis de Posgrado

Electrodinámica de la termósfera ecuatorial

Louro, Alfredo Amado

1987

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Louro, Alfredo Amado. (1987). Electrodinámica de la termósfera ecuatorial. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2083_Louro.pdf

Cita tipo Chicago:

Louro, Alfredo Amado. "Electrodinámica de la termósfera ecuatorial". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1987.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2083_Louro.pdf

Tesis
2083
Ej. 2

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

Tema de Tesis

ELECTRODINAMICA DE LA TERMOSFERA ECUATORIAL

Autor

Alfredo Amado Louro

Directora de Tesis

Dra. Silvia Duhau

Lugar de trabajo:

Departamento de Ciencias Físicas

Tesis presentada para optar al título de Doctor en Ciencias Físicas

1987

Tesis 2083 -
Ej. 2

AGRADECIMIENTOS

Al finalizar con esta tesis mis estudios, deseo agradecer a quienes me guiaron y acompañaron: a mis padres, Alfredo Louro y Angélica Castiñeiras, por su cariño y su ejemplo; a mi esposa, Cristina Azpiazu, por su ilimitado apoyo y afecto; a mis maestros, Cecil Boothroyd y Per Carlson, por haberme iniciado en el placer de aprender; a mi directora, Silvia Duhau, por su enseñanza generosa; y a los integrantes del Laboratorio de Aeronomía y Geomagnetismo, por su cálida amistad.

Gracias también a Ezequiel Leschiutta por su eficaz colaboración con este trabajo.

Para Agustín
y Mercedes

INDICE

1. Introducción	1
2. Ecuaciones de transporte de la atmósfera neutra y el plasma ionosférico	6
2.1 Introducción	6
2.2 Ecuaciones de transporte	6
2.3 Ecuaciones ionosféricas	9
2.4 El tensor de conductividad eléctrica	13
2.5 Variación de $\vec{\sigma}$ con la altura: regiones E y F de la ionósfera	15
2.6 La ecuación de movimiento de la atmós- fera neutra	16
3. Las corrientes en la región E de la ionós- fera	18
3.1 Introducción	18
3.2 El modelo de capa	18
3.3 La corriente vertical en la región E	20
4. La termósfera ecuatorial	23
4.1 Introducción	23
4.2 La región F de la ionósfera	23
4.2.1 Ecuaciones de transporte	23
4.2.2 La dinámica de la región F ecua- torial	26
4.2.3 El intercambio de corriente en- tre las regiones E y F	29

4.3 La atmósfera neutra	30
5. La base de la región F	33
5.1 Introducción	33
5.2 Ecuaciones en la base de la región F	33
5.3 Parámetros	38
5.4 Resultados y discusión	40
5.4.1 La velocidad iónica zonal	40
5.4.2 Estimación del efecto de despre- ciar fuerzas en las ecuaciones de movimiento ionosféricas	41
5.4.3 El viento neutro zonal	45
5.4.4 La densidad de corriente normal	45
6. El viento neutro zonal a alturas de la re- gión F ecuatorial	47
6.1 Introducción	47
6.2 Ecuaciones de la atmósfera neutra	47
6.3 Parámetros	50
6.4 Cálculos y discusión de los resultados	51
7. Las corrientes eléctricas meridionales en la región F ecuatorial	56
7.1 Introducción	56
7.2 El campo magnético generado por las corrientes eléctricas meridionales	56
7.3 Resultados y discusión	58
8. Síntesis de resultados y conclusiones	60

Apéndice	62
Referencias	65
Tablas	70
Figuras	72

CAPITULO 1: INTRODUCCION

Entre los 60 y 1000 km de altura aproximadamente se extiende la ionósfera, formada por la fotoionización por el sol de las moléculas de la atmósfera neutra. De acuerdo a la distribución en altura de la densidad electrónica, se distinguen tradicionalmente tres regiones o capas: la región D (60 - 90 km), E (90 - 120 km) y F (120 - 1000 km). Esta última es la de mayor contenido electrónico, con una densidad electrónica máxima del orden de 10^{12} m^{-3} durante el día y 10^{11} m^{-3} durante la noche. La región F de la ionósfera coincide aproximadamente con la termósfera, la región de la atmósfera neutra donde la temperatura es esencialmente constante con la altura. A título comparativo, corresponde mencionar que a la altura del máximo de concentración electrónica de la región F, la densidad numérica de moléculas neutras es del orden de 10^{14} m^{-3} . Para mayor ilustración, la Figura 1.1 muestra un esquema de la densidad electrónica (Banks y Kockarts, 1973) y la densidad y temperatura neutras en la atmósfera superior (Jacchia, 1977, con un valor típico de la temperatura exosférica de 1000 K).

La termósfera se halla en equilibrio hidrostático en la dirección vertical, mientras que en el plano horizontal está sujeta principalmente a la fuerza de gradiente de presión, la de Coriolis (despreciable a bajas latitudes) y el arrastre debido a las colisiones con los iones. La ionósfera, en cambio, está gobernada esencialmente por el campo magnético terrestre, y el campo eléctrico que se genera en su seno, debido nuevamen-

te a las colisiones entre iones y moléculas neutras.

La ionósfera y la atmósfera neutra se hallan, por lo tanto, acopladas dinámicamente a través del efecto de las colisiones. A su vez, la distribución espacial de la composición y densidad de la ionósfera también se ve afectada por el movimiento de las partículas cargadas. Diversos modelos teóricos han sido elaborados para estudiar aspectos parciales del sistema atmósfera-ionósfera, y en particular en la región ecuatorial que presenta, como se verá, características especiales que la diferencian de otras latitudes. Así por ejemplo, Anderson (1973) estudió la formación de la región F ecuatorial, resolviendo la ecuación de continuidad de iones y electrones utilizando modelos empíricos de velocidades neutra e iónica. Otros autores (Geisler, 1966, 1967; Kohl y King, 1967; Challinor 1968, 1969, 1970; Ill y otros, 1975; Harris y Mayr, 1975) han desarrollado modelos teóricos de la dinámica de la termosfera, introduciendo las velocidades iónicas como dato externo al modelo, e inversamente, otros (Stening, 1968, 1969; Volland, 1971; Tarpley, 1970; Richmond y otros, 1976; Zalesak, 1982) han modelado velocidades iónicas y corrientes, parametrizando el campo de velocidades de la atmósfera neutra.

Rishbeth (1971a, b) y Heelis y otros (1974) modelaron en cambio la llamada dinámica de la región F ecuatorial, resolviendo simultáneamente las ecuaciones de movimiento del gas neutro y el ionizado, dada la distribución de densidad electrónica. Estos modelos, sin embargo, se basaban en una descripción inadecuada

cuada del sistema de corrientes en esa región de la ionósfera, al suponer que el intercambio de corriente eléctrica entre las regiones E y F se produce solamente en la dirección paralela al campo magnético terrestre, debido a que la conductividad eléctrica es mucho mayor en esa dirección.

La presencia del campo geomagnético implica que la conductividad eléctrica de la ionósfera no es isótropa. La conductividad en la dirección paralela al campo es muy predominante, y de las componentes normales al campo predominará la de Hall (normal al campo eléctrico) o la de Pedersen (paralela al campo eléctrico) según que el cociente entre la frecuencia de colisión ión-neutro y la girofrecuencia iónica, ν_{in}/ω_i , sea respectivamente mucho mayor o menor que la unidad. Debido a que la densidad neutra, y por lo tanto también ν_{in} , decrecen exponencialmente con la altura (ver Figura 1.1) mientras que ω_i no sufre mayores variaciones, predomina la conductividad de Hall a alturas inferiores (aproximadamente región E) y la de Pedersen a alturas superiores (región F). La predominancia de la conductividad paralela conduce a la suposición usual de que ésa sea también la dirección preferencial para la corriente. Sin embargo, ésto no es necesariamente válido siempre: en la zona ecuatorial, por la simetría del campo magnético, la corriente paralela tiende a cero, y es sabido que en la región E, donde predomina la conductividad de Hall, surge entonces una fuerte corriente en la dirección este-oeste, denominada "electrochorro ecuatorial"; Duhau (1978) propuso que también

en la región F podía ser importante la corriente normal a las líneas de campo magnético, y Duhau y Iouro (1980, 1983a) mostraron mediante un modelo simple del acoplamiento eléctrico entre las regiones E y F ecuatoriales que a la altura de la transición entre las dos regiones ionosféricas, la corriente normal predomina sobre la paralela. Mediciones in situ realizadas con el satélite Magsat (Maeda y otros, 1985) muestran que esto es válido en un amplio rango de alturas y latitudes en la región F cercana al ecuador.

En este trabajo se presenta un modelo teórico de la dinámica de la ionósfera y la atmósfera neutra a alturas de la región F ecuatorial, que predice simultáneamente las velocidades zonales iónica y neutra y el sistema de corrientes meridionales a toda hora del día. El modelo incorpora la nueva condición sobre la corriente en la interfase entre las regiones E y F descrita recién; esta condición conduce a una notoria simplificación de las ecuaciones pertinentes, y en particular, según se verá, el campo eléctrico en la región F queda determinado por su valor en la base, y consiguientemente, la velocidad iónica y la fuerza de arrastre iónico sobre el gas neutro también. En el capítulo 2 se presentan las ecuaciones de transporte relevantes al sistema ionósfera-atmósfera. El capítulo 3 resume la información existente sobre corrientes meridionales en la región E, necesaria para definir condiciones de contorno para las ecuaciones de la región F del modelo. En el capítulo 4 se deducen las ecuaciones de transporte particularizadas para

las condiciones de la región F ecuatorial. En el capítulo 5 se presenta un modelo dinámico de la base de la región F, y se calculan las velocidades neutra y iónica en la dirección zonal, así como la corriente que fluye entre las regiones E y F. En los siguientes dos capítulos se estudia el efecto sobre la región F de las condiciones en la base determinadas en el capítulo anterior: en el capítulo 6 se calcula el campo de velocidad neutra en la región F ecuatorial, comparando los resultados con observaciones in situ de Wharton y otros (1984), y finalmente, en el capítulo 7, se calcula el sistema de corrientes meridionales en la región F alrededor del ecuador, comparándose también con las observaciones in situ de Magsat mencionadas antes. Las conclusiones que se extraen de este trabajo se presentan en el capítulo 8.

**CAPITULO 2: ECUACIONES DE TRANSPORTE DE LA
ATMOSFERA NEUTRA Y EL PLASMA IONOSFERICO**

2.1 Introducción

En este capítulo se establecen las ecuaciones de transporte básicas aplicables a la atmósfera superior que luego habrán de resolverse bajo condiciones de contorno apropiadas. En la sección 2.2 se introducen las ecuaciones de transporte analizando en especial los términos que incluyen el efecto de las colisiones entre partículas. En la sección 2.3 se presenta un modelo aproximado de un fluido para el plasma ionosférico, analizándose cuidadosamente las condiciones de validez de las aproximaciones introducidas. Las ecuaciones de la sección 2.3 son aplicadas al cálculo de la conductividad eléctrica del gas ionosférico en la sección 2.4, y la variación con la altura de la conductividad eléctrica permite distinguir dos zonas diferentes, coincidentes con las regiones E y F de la nomenclatura ionosférica tradicional, lo que se discute en la sección 2.5.

2.2 Ecuaciones de transporte

Los fenómenos que hemos de estudiar - vientos, campo eléctricos y corrientes - son de una escala temporal (\gtrsim media hora) mucho mayor que los tiempos de colisión entre partículas (algunos segundos), de modo que son válidas las ecuaciones de la hidrodinámica, en particular las de continuidad y conservación del impulso:

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot (\rho_s \bar{u}_s) = \frac{\delta \rho_s}{\delta t} \quad (2.1)$$

$$\rho_s \left(\frac{\partial \bar{u}_s}{\partial t} + \bar{u}_s \cdot \bar{\nabla} \bar{u}_s \right) + \bar{\nabla} \cdot \bar{P}_s + \rho_s \frac{\bar{F}_s}{m_s} = \frac{\delta \bar{P}_s}{\delta t} \quad (2.2)$$

Aquí el subíndice s designa cada especie (neutra (n), ionizada, (i) o electrones libres (e)); ρ es la densidad, \bar{u} la velocidad, \bar{P} el tensor intrínseco de la presión, \bar{F} la fuerza externa, fuerza no inercial o campo autoconsistente:

$$\bar{F}_n = m_n \left[\bar{g} + 2\bar{\Omega} \times \bar{u}_n - \bar{\Omega} \times (\bar{\Omega} \times \bar{r}) \right] \quad (2.3)$$

donde m es la masa, \bar{g} es la aceleración de la gravedad, $\bar{\Omega}$ es la velocidad angular terrestre y \bar{r} es la posición geocéntrica, y

$$\bar{F}_{i,e} = q_{i,e} (\bar{E} + \bar{u}_{i,e} \times \bar{B}) + m_{i,e} \bar{g} \quad (2.4)$$

donde q es la carga eléctrica, \bar{E} es el campo eléctrico autoconsistente y \bar{B} es el campo magnético total (campo terrestre más el generado por las corrientes ionosféricas). Los términos $\delta \rho / \delta t$ y $\delta \bar{P} / \delta t$ representan las variaciones en las correspondientes variables debidas a fuentes y sumideros o colisiones entre partículas de distintas especies.

Las variaciones de densidad $\delta \rho_s / \delta t$ sólo contribuyen a las ecuaciones para iones y electrones: se generan partículas cargadas libres por fotoionización de moléculas neutras,

y se pierden por recombinación.

Las variaciones de impulso $\delta\bar{p}/\delta t$ son debidas a colisiones elásticas entre partículas de distintas especies, y suelen expresarse como:

$$\frac{\delta\bar{p}_s}{\delta t} = \int_s \sum_{p \neq s} v_{sp} (\bar{u}_p - \bar{u}_s) \quad (2.5)$$

donde v_{sp} es la frecuencia de colisión para transferencia de impulso (ver p. ej. Rishbeth y Garriott, 1969). Morse (1966) ha mostrado la validez de (2.5) para distintos potenciales de interacción cuando los gases involucrados están en equilibrio separadamente, y las velocidades relativas cumplen que el número de Mach para difusión, definido como

$$M_d^{(p,s)} = \frac{|\bar{u}_p - \bar{u}_s|}{\sqrt{c_p^2 + c_s^2}} \quad (2.6)$$

donde c_p y c_s son velocidades térmicas, sea mucho menor que 1. Con valores típicos aproximados de $T_s \sim 10^3$ K y $|u_p - u_s| \sim 50$ m/s, resulta que $M_d \sim 2,5 \times 10^{-4}$ para colisiones entre iones y electrones o entre electrones y neutros, y $M_d \sim 5 \times 10^{-3}$ para colisiones entre iones y neutros.

La jerarquía de ecuaciones de transporte se cerrará despreciando los términos no diagonales del tensor de la presión en (2.2), y parametrizando la presión escalar. En el caso de los componentes ionizados, estos son considerados usualmente suficientemente poco densos como para considerar la ionósfera como

un plasma frío, ignorando totalmente el efecto del gradiente de presión (ver p. ej. Rishbeth y Garriott, 1969) o cuando éste es incluido, se supone siempre que la presión es escalar (ver p. ej. Banks y Kockarts, 1973, Maeda, 1977, 1981). En el caso de la atmósfera neutra, algunos autores de modelos dinámicos han incluido un término viscoso del tipo Navier-Stokes (p. ej. Blum y Harris, 1973, 1975; Heelis y otros, 1974; Clairemidi, 1979), mientras otros han desestimado la fuerza viscosa por completo (p. ej. Rishbeth, 1971b; Volland, 1976). Rishbeth (1972) estimó la importancia relativa de la fuerza viscosa sobre la atmósfera neutra, hallando que podía ser apreciable en la termosfera superior (por encima de los 300 km). Debe tenerse en cuenta, sin embargo, que la estimación del gradiente de la velocidad suponía una escala vertical característica para ésta igual a la escala vertical de la densidad de la atmósfera, aproximadamente entre 50 y 100 km; sin embargo, mediciones in situ de vientos neutros (Wharton y otros, 1984) han mostrado por el contrario muy escasa variación con la altura (del orden de 5 m/s cada 100 km, lo que da una escala vertical de 1000 km para velocidades típicas del orden de 50 m/s), lo que tornaría despreciable el efecto de la fuerza viscosa (véase también el resultado del cálculo del presente trabajo en la sección 6.4).

2.3 Ecuaciones ionosféricas

Como se verá en la sección 5.3, se puede considerar una

única especie simplemente ionizada en las ecuaciones dinámicas de las regiones E y F ionosféricas con muy buena aproximación. Entonces, introduciendo la velocidad media

$$\bar{V} = \int_{S_i} \bar{u}_i + \int_{S_e} \bar{u}_e \quad (2.7)$$

y la densidad de corriente

$$j = e(n_i \bar{u}_i - n_e \bar{u}_e) \quad (2.8)$$

de las ecuaciones de movimiento (2.2) se obtienen las siguientes ecuaciones de un fluido:

Ecuación de movimiento

$$\begin{aligned} \int_{S_i} \frac{d\bar{u}_i}{dt} + \int_{S_e} \frac{d\bar{u}_e}{dt} &= \int_{S_i} \bar{F}_i + \int_{S_e} \bar{F}_e \\ &= (\int_{S_i} + \int_{S_e} \gamma_{en}) \bar{u} + \left[\int_{S_i} \gamma_{in} \left(\frac{S_e}{e} n_i \right) \right. \\ &\quad \left. - \int_{S_e} \gamma_{en} \right] \int_{S_i} \bar{u}_i - \int_{S_e} \bar{u}_e \quad (2.9) \end{aligned}$$

Ley de Ohm

$$\begin{aligned}
 & -\frac{\partial \bar{j}}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot (\bar{V} \bar{j} + \bar{j} \bar{V} - f_q \bar{V} \bar{V}) - \left(\frac{n_i}{m_i} + \frac{n_e}{m_e} \right) e^2 \bar{E} - \\
 & - \left(\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_i} \right) \frac{e^2 f_m}{m_e + m_i} \bar{V} \times \bar{B} + \left(\frac{m_i}{m_e} - \frac{m_e}{m_i} \right) \frac{e \bar{j} \times \bar{B}}{m_e + m_i} - \\
 & - \frac{e}{\bar{\nabla}} \cdot \left(\bar{P}_i \frac{m_e}{m_i} - \bar{P}_e \right) = e (n_i v_{in} - n_e v_{en}) \bar{l} \\
 & - \frac{n_i n_e e f_m \bar{V}}{n_e f_i + n_i f_e} \left[v_{in} - v_{en} \frac{f_q}{e} \left(\frac{v_{ie}}{n_e} + \frac{v_{ei}}{n_i} \right) \right] \\
 & - \bar{j} \frac{f_e n_i v_{in} - f_i n_e v_{en} + (f_e - f_i)(n_i v_{ie} + n_e v_{ei})}{n_e f_i + n_i f_e} \quad (2.10)
 \end{aligned}$$

En el caso del sistema que nos ocupa, estas ecuaciones pueden simplificarse mucho mediante las siguientes consideraciones:

- 1) Los fenómenos que se estudiarán aquí son de bajas frecuencias, con tiempos característicos del orden de 1 hora, y en consecuencia las derivadas temporales son despreciables. Así, con los valores típicos consignados en la Tabla 1,

$$\left| f_m \frac{d\bar{V}}{dt} \right| / \left| \bar{j} \times \bar{B} \right| \sim 10^{-6} \quad 10^{-4}$$

en la ecuación de movimiento, y en la ley de Ohm, estimando la magnitud de los términos

$$\frac{\partial \bar{j}}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot (\bar{V} \bar{j} + \bar{j} \bar{V})$$

como del orden $\partial \bar{j} / \partial t$, se encuentra que $\left| \frac{\partial \bar{j}}{\partial t} \right| / \left| \frac{n_e e^2}{m_e} \bar{V} \times \bar{B} \right| \sim 10^{-10}$

- 2) Las longitudes características de los fenómenos a estudiarse son mucho mayores que la longitud de Debye, por lo que rige con muy buena aproximación la cuasineutralidad. Esto implica que $\rho_q \ll n_i e \delta$ o $n_e e$ y en consecuencia se puede observar que los términos que contienen ρ_q pueden ser omitidos.
- 3) La masa electrónica es mucho menor que la iónica.
- 4) El término

$$\frac{j \cdot (j_e - j_i) (n_i v_{ie} + n_e v_{ei})}{n_e j_i + n_i j_e} \approx -j v_{ei}$$

por las aproximaciones 2) y 3), se desprecia frente a

$$\left(\frac{m_i}{m_e} - \frac{m_e}{m_i} \right) \frac{e j \times \bar{B}}{m_e + m_i} \quad j \omega_c$$

por ser $v_{ei} \ll \omega_e$, como se desprende de la Tabla 2.

- 5) La presión es considerada isótropa

$$\bar{P} = nk, \quad \bar{I} \quad (2.11)$$

de acuerdo con el análisis de la sección 2.2.

- 6) Debe notarse también que el campo \bar{B} equivale sólo al geomagnético (3×10^{-5} T) que supera ampliamente al campo generado por las corrientes ionosféricas, del orden de las decenas de nT (ver p. ej. el capítulo 7 de este trabajo).

Con estas aproximaciones, las ecuaciones (2.9) y (2.10) se reducen a:

$$\bar{\mathbf{j}} \times \bar{\mathbf{B}} - \frac{\bar{\mathbf{F}}}{\mathbf{B}} = n_i e \left(\frac{v_{in}}{\omega_i} + \frac{v_{en}}{\omega_e} \right) (\bar{\mathbf{v}} - \bar{\mathbf{u}}) + \frac{v_{in} - v_{en}}{\omega_e} \bar{\mathbf{j}} \quad (2.12)$$

$$\frac{\bar{\mathbf{F}}}{\mathbf{B}} + \bar{\mathbf{v}} \times \hat{\mathbf{b}} = \frac{1}{n_i e} \bar{\mathbf{j}} \times \hat{\mathbf{b}} + \frac{\bar{\mathbf{F}}}{\mathbf{B}} + \frac{v_{en}}{n_i e \omega_e} \frac{m_i}{m_e} v_{in} \bar{\mathbf{j}} + \frac{v_{in} - v_{en}}{\omega_e} (\bar{\mathbf{v}} - \bar{\mathbf{u}}) \quad (2.13)$$

donde se han introducido las fuerzas

$$\bar{\mathbf{F}} = n_i m_i \bar{\mathbf{g}} + \bar{\nabla} P$$

$$\bar{\mathbf{f}} = n_i e m_e \bar{\nabla} P_e \quad (2.14)$$

que dan cuenta de los efectos de la gravedad y las fuerzas de gradiente de presión. Debe notarse que es usual ignorar estas fuerzas (ver p. ej. Maeda, 1977), si bien no es posible demostrar que son despreciables a priori. En lo que sigue se desestimarán las correcciones ocasionadas por las fuerzas (2.14) y en la sección 5.4.2 se estimará su efecto sobre la componente este-oeste de la velocidad iónica, que es de interés para el modelo que se presentará aquí.

2.4 El tensor de conductividad eléctrica

En un sistema que se mueve con la velocidad del viento neutro, el campo eléctrico se escribe como:

$$\vec{E}' = \vec{E} + \vec{u} \times \vec{B} \quad (2.15)$$

y de las ecuaciones (2.12) y (2.13), ignorando las fuerzas (2.15), se puede despejar

$$\vec{j} = \vec{\sigma} \cdot \vec{E}' \quad (2.16)$$

donde $\vec{\sigma}$ es el tensor de conductividad eléctrica que, en un sistema de coordenadas magnéticas (l, n, ϕ) (ver Figura 2.1) donde $\vec{B} = B\hat{l}$, tiene la siguiente expresión

$$\vec{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_1 & \sigma_2 & 0 \\ -\sigma_2 & \sigma_1 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{bmatrix}$$

donde

$$\sigma_0 = n_i e^2 \left(\frac{1}{m_e v_{en}} + \dots \right) \text{ (conductividad directa)}$$

$$\sigma_1 = n_i e^2 \left[\frac{v_{en}}{m_e (\omega_e^2 + v_{en}^2)} \quad \frac{v_{in}}{m_i (\omega_i^2 + v_{in}^2)} \right] \text{ (Pedersen) } \quad (2.17)$$

$$\sigma_2 = n_i e^2 \left[\frac{\omega_e}{m_e (\omega_e^2 + v_{en}^2)} \quad \frac{\omega_i}{m_i (\omega_i^2 + v_{in}^2)} \right] \text{ (Hall)}$$

En un sistema de coordenadas esféricas (ver Figura 2.1), la conductividad eléctrica se expresa como:

$$\bar{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_{nr} & \sigma_{n\theta} & \sigma_{n\phi} \\ \sigma_{\theta r} & \sigma_{\theta\theta} & \sigma_{\theta\phi} \\ \sigma_{\phi r} & \sigma_{\phi\theta} & \sigma_{\phi\phi} \end{bmatrix}$$

donde

$$\begin{aligned} \sigma_{nr} &= \sigma_0 \operatorname{sen}^2 I + \sigma_1 \operatorname{cos}^2 I \\ \sigma_{r\theta} &= \sigma_{\theta r} = (\sigma_0 - \sigma_1) \operatorname{cos} I \operatorname{sen} I \\ \sigma_{r\phi} &= -\sigma_{\phi r} = -\sigma_2 \operatorname{cos} I \\ \sigma_{\theta\theta} &= \sigma_0 \operatorname{cos}^2 I + \sigma_1 \operatorname{sen}^2 I \\ \sigma_{\theta\phi} &= -\sigma_{\phi\theta} = \sigma_2 \operatorname{sen} I \\ \sigma_{\phi\phi} &= \sigma_1 \end{aligned} \quad (2.18)$$

e I es el ángulo de inclinación magnética.

2.5 Variación de $\bar{\sigma}$ con la altura: regiones E y F de la ionósfera

Puesto que las frecuencias de colisión ν_{en} y ν_{in} son proporcionales a la densidad neutra, que varía fuertemente con la altura, así como la densidad electrónica, también las componentes de $\bar{\sigma}$ deben exhibir una fuerte variabilidad con la altura. La figura 2.2 muestra los valores de σ_1 y σ_2 en función de la altura calculados por Baker y Martyn (1953) utilizando valores representativos de las variables involucradas. Se observa que de las conductividades transversales, σ_2 predomina notoriamente sobre σ_1 en la zona comprendida entre los 90 y

140 km aproximadamente, mientras que la relación se invierte por encima de los 140 km. Esta relación permite definir dos zonas de comportamiento electrodinámico diferente, que coinciden aproximadamente con las regiones ionosféricas E y F.

2.6 La ecuación de movimiento de la atmósfera neutra

En el caso de la atmósfera neutra, la ecuación de movimiento (2.2) es:

$$\int n \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \cdot \nabla \bar{u} \right) + \nabla \cdot \bar{P}_n + \int n_i \left[\bar{g} + 2\bar{\Omega} \times \bar{u} - \bar{\Omega} \times (\bar{\Omega} \times \bar{r}) \right]$$

$$= \frac{\delta \bar{p}_n}{\delta t} = \int n_i \nu_{ni} (\bar{u}_i - \bar{u}) + \int n_e \nu_{ne} (\bar{u}_e - \bar{u}) \quad (2.19)$$

Los términos de colisiones pueden expresarse en función de \bar{v} y \bar{j} de la siguiente manera:

$$\frac{\delta \bar{p}_n}{\delta t} = (\sum_i \nu_{ni} + \sum_e \nu_{ne}) \bar{u} + \frac{\sum_i \nu_{ni} n_e - \sum_e \nu_{ne} n_i}{n_e \sum_i + n_i \sum_e} \bar{v}$$

$$+ \frac{\bar{j}}{e} \cdot \frac{\sum_e \nu_{ne} n_i - \sum_i \nu_{ni} n_e}{\sum_i n_e + \sum_e n_i} \quad (2.20)$$

Considerando nuevamente la presión isótropa en virtud del análisis de la sección 2.2, y aplicando la condición de cuasineutralidad, (2.19) se puede escribir:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \cdot \nabla \bar{u} &= - \frac{1}{\rho_n} \nabla P_n - \bar{g} - 2\bar{\Omega} \times \bar{u} + \\
- \bar{\Omega} \times (\bar{\Omega} \times \bar{r}) &+ \frac{1}{\rho_n} \left[n_i (m_i v_{in} + m_e v_{en}) (\bar{v} - \bar{u}) \right. \\
&+ \left. m_e (v_{in} - v_{en}) \frac{\bar{v}}{e} \right] \qquad (2.21)
\end{aligned}$$

CAPITULO 3: LAS CORRIENTES EN LA REGION E DE
LA IONOSFERA

3.1 Introducción

En este capítulo se analizan modelos teóricos y observaciones experimentales de las corrientes eléctricas en la región E de la ionósfera ecuatorial como preparación para establecer más adelante la condición de contorno apropiada para la corriente en el límite inferior de la región F. En la sección 3.2 se describe el modelo de capa de Baker y Martyn (1953) que sirve de base para los modelos teóricos posteriores de la región E. En la sección 3.3 se discute el sistema solenoidal de corrientes con corriente vertical no nula que se forma a latitudes ecuatoriales.

3.2 El modelo de capa

Para explicar algunas discrepancias en tempranos modelos de la conductividad eléctrica en la ionósfera, Baker y Martyn (1953) elaboraron lo que se dió en llamar "modelo de capa de la región E", que se basa en la premisa de que esta región puede considerarse como una capa conductora esférica de espesor despreciable que rodea a la tierra. Llamando \bar{J} a la corriente que circula en esa capa, ésta se expresa en función del campo eléctrico integrando en altura la ecuación (2.18). Si se considera que el campo eléctrico varía muy poco a lo ancho de la capa, entonces

$$\sum \vec{L} \cdot \vec{E} \quad (3.1)$$

donde $\bar{\Sigma}$ es la conductividad integrada en altura:

$$\bar{\Sigma} = \int_{\text{capa E}} \bar{\sigma} dr \quad (3.2)$$

Como la corriente horizontal es mucho mayor que la vertical en la región E, como se verá abajo, por lo tanto en primera aproximación se puede considerar que $J_r = 0$. De esta condición se elimina E_r en (3.1), y resulta finalmente:

$$\begin{aligned} J_\theta &= \Sigma'_{\theta\theta} E_\theta + \Sigma_{\theta\phi} E_\phi \\ J_\phi &= \Sigma'_{\phi\theta} E_\theta + \Sigma'_{\phi\phi} E_\phi \end{aligned} \quad (3.3)$$

con

$$\begin{aligned} \Sigma'_{\theta\theta} &= \frac{\Sigma_0 \Sigma_1}{\Sigma_0 \sin^2 I + \Sigma_1 \cos^2 I} \\ \Sigma_{\theta\phi} &= \Sigma'_{\phi\theta} = - \frac{\Sigma_0 \Sigma_2 \sin I}{\Sigma_0 \sin^2 I + \Sigma_1 \cos^2 I} \\ \Sigma'_{\phi\phi} &= \Sigma_1 \frac{\Sigma_2^2}{\Sigma_0 \sin^2 I + \Sigma_1 \cos^2 I} \end{aligned}$$

donde I es el ángulo de inclinación magnética. Nótese en particular que en el ecuador, donde $I = 0$,

$$\Sigma_{\theta\theta} = \Sigma_0 ; \quad \Sigma_{\theta\phi} = -\Sigma_{\phi\theta} = 0 ;$$

$$\Sigma_{\phi\phi} = \Sigma_1 + \frac{\Sigma_2^2}{\Sigma_1} \quad \Sigma_{13} \quad (3.4)$$

donde Σ_{13} es la llamada conductividad de Cowling (integrada en altura), de manera que:

$$J_{\phi} = \Sigma_{13} E_{\phi} \quad (3.5)$$

y además Σ_{13} es el valor máximo en latitud de la componente $\Sigma_{\phi\phi}$. Esta corriente en la dirección este-oeste en el ecuador se denomina "electrochorro ecuatorial".

3.3 La corriente vertical en la región E

Varios autores han desarrollado con posterioridad modelos de la región E para estudiar las corrientes en el ecuador. Untiedt (1967) eliminó la hipótesis de espesor despreciable de la capa E, y permitió que $j_r \neq 0$ en sus ecuaciones. Para calcular las corrientes eléctricas en la región E integró la ecuación de continuidad

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0 \quad (3.6)$$

donde \vec{j} está dado por la expresión (2.25), y tanto las conductividades como el campo eléctrico están dados como parámetros.

Sin embargo, utilizó conductividades que se anulan a los 70 y 300 km de altura, e impuso como condición de contorno que $j_r = 0$ a los 500 km de altura.

Con su modelo, Untiedt predijo la existencia de un sistema solenoidal de corrientes en el plano meridional, comprendido naturalmente entre los límites de altura fijados para que la conductividad no se anulase. La máxima densidad de corriente vertical en el ecuador predicha por este modelo era de $5 \times 10^{-7} \text{ Am}^{-2}$ aproximadamente un orden de magnitud inferior a la densidad máxima del electrochorro, y se producía a los 120 km de altura, en acuerdo con la suposición de que la corriente horizontal predomina sobre la vertical en la región E. Por el carácter solenoidal de este sistema de corrientes, el campo magnético generado por ellas no sería detectable en la superficie terrestre. Musmann y Seiler (1978) informaron sobre una serie de 6 lanzamientos de cohetes hasta una altura máxima de 220 km alrededor del mediodía en Natal, Brasil (aproximadamente 380 km al sudeste del ecuador magnético). Los campos magnéticos medidos indicaron en efecto la existencia de un sistema meridional de corrientes como el predicho por Untiedt.

Sugiura y Poros (1969) elaboraron sobre el modelo de Untiedt introduciendo un modelo más preciso del campo geomagnético (Untiedt lo había representado como un campo dipolar), y obtuvieron resultados similares.

CAPITULO 4: LA TERMOSFERA ECUATORIAL

4.1 Introducción

En este capítulo se presentan las ecuaciones de transporte para el gas ionizado y el neutro particularizadas para la zona de la región F ecuatorial. En la sección 4.2 se trata el componente ionizado, estudiándose cómo la región F está conectada con la región E subyacente, y analizándose la condición de contorno para la corriente en la base de la región F.

El acoplamiento entre la ionósfera y la atmósfera neutra debido a las colisiones entre partículas de ambas especies obliga a la resolución simultánea de la ecuación de movimiento neutra. Esta es analizada en la sección 4.3.

4.2 La región F de la ionósfera

4.2.1 Ecuaciones de transporte

Las ecuaciones (2,12) y (2,13) para la velocidad media de la ionósfera y la densidad de corriente pueden simplificarse si se considera además del hecho de que en toda la ionósfera vale que

$$V_{\text{ion}} \ll v_{\text{ce}} \quad (4.1)$$

(ver p. ej. Rishbeth y Garriott, 1969), en la región F

$$\frac{V_{\text{ion}}}{\omega_p} \ll 1 \quad (4.2)$$

Entonces se obtiene, a primer orden en v_{in}/ω_i :

$$\bar{j} \times \hat{b} = n_i e \frac{v_{in}}{\omega_i} (\bar{V} - \bar{u}) \quad (4.3)$$

• y

$$\frac{\bar{E}}{B} + \bar{V} \times \hat{b} = \frac{v_{in}}{\omega_i} (\bar{V} - \bar{u}) \quad (4.4)$$

Más aún, con excepción de la base de la región F, vale con muy buena aproximación la aproximación de orden cero en v_{in}/ω_i de la ley de Ohm:

$$\bar{E} + \bar{V} \times \bar{B} = 0 \quad (4.5)$$

Se ve que las variables de interés, \bar{j} y \bar{V} , quedarán determinadas por \bar{u} y \bar{E} . La velocidad neutra a su vez estará dada por la ecuación de movimiento de la atmósfera neutra, que se tratará en la sección 4.3.

En anteriores modelos teóricos, el campo eléctrico ha sido tratado bajo alguna de las siguientes suposiciones (Louro, 1982):

- 1) $\bar{E} = 0$ (Geisler, 1966; Kohl y King, 1967; Challinor, 1970). En este caso, de las ecuaciones (4.3) y (4.5) se deduce que

$$\bar{V} = (\bar{u} \cdot \hat{b}) \hat{b} \quad (4.6)$$

o sea que los iones serían sencillamente arrastrados por las moléculas neutras en la dirección paralela al campo magnético.

- 2) \bar{E} es transmitido desde la capa E a la F por las líneas de campo altamente conductoras (Challinor, 1970; Heelis y otros, 1974; Ill y otros, 1975).

Según se vio en la sección anterior, la región E contiene un sistema de corrientes predominantemente horizontal; el campo eléctrico necesario para inhibir la corriente vertical sería transmitido a la región F.

- 3) Los vientos neutros producidos a alturas de la región F también generan un campo eléctrico por efecto dínamo al arrastrar a los iones y electrones a través de las líneas del campo geomagnético. Esta "dínamo de región F" fue propuesta por primera vez por Rishbeth (1971a), quien señaló que este campo sería parcialmente cortocircuitado por las líneas de campo magnético y la capa E, salvo a bajas latitudes y especialmente a la noche.

La evidencia experimental (ver p. ej. Woodman, 1972), indica la existencia de este último mecanismo, que adoptaremos aquí para describir el campo eléctrico.

4.2.2 La dínamo de la región F ecuatorial

Considérese la ionósfera como se representa en la Figura 4.1. Por debajo de la región F, se encuentra la capa E considerada como una lámina delgada de corriente horizontal. Ambas regiones están conectadas por las líneas de campo magnético terrestre altamente conductoras, de manera que el campo eléctrico es constante a lo largo de ellas (Richmond, 1973). Supónganse además las siguientes aproximaciones que simplifican el tratamiento del problema:

- i) campo geomagnético dipolar, con el ecuador magnético y geográfico coincidentes;
- ii) simetría alrededor del ecuador (equivalente a condiciones equinocciales; esta condición implica que no fluye corriente de un hemisferio a otro);
- iii) derivadas longitudinales de magnitudes ionosféricas despreciables frente a las derivadas en otras direcciones (Rishbeth, 1971a,b; Heelis y otros, 1974, Duhau y Louro, 1983a,b);
- iv) no circula corriente a través de la base de la región E.

A frecuencias bajas, en toda la ionósfera vale que

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{j} = 0 \quad (4.7)$$

que por la suposición iii) se reduce a:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 j_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (j_\theta \sin \theta) = 0 \quad (4.8)$$

Si bien la corriente horizontal es mucho mayor que la vertical en la región E como se discutió en el capítulo anterior, el término $\partial j_r / \partial r$ es del mismo orden que las otras derivadas en (4.7) y no puede despreciarse (Cocks y Price, 1969).

Integrando en r sobre el ancho de la región E, y considerando $r \approx r_E$, la altura de la capa E, y usando la condición iv), resulta:

$$r_E \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (J_\theta \sin \theta) = -j_r^* \quad (4.9)$$

donde el asterisco será utilizado para designar todas las variables evaluadas a la altura de la interfase entre las regiones E y F.

La corriente integrada de región E, \bar{J} , puede expresarse en función del campo eléctrico de la región E con su valor en la interfase E^* , de manera que se puede reescribir (4.9) como:

$$r_E \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\sin \theta \left(\sum_{\theta\theta} E_\theta^* + \sum_{\theta\phi} E_\phi^* \right) \right] = -j_r^* \quad (4.10)$$

Considerando ahora la región F, la corriente vertical puede

descomponerse en partes normal y paralela al campo magnético:

$$j_r^* = j_l^* \sin I + j_n^* \cos I \quad (4.11)$$

donde la corriente paralela se obtiene de integrar (4.7), esta vez a lo largo de una línea de campo, desde el ecuador ($l=0$) hasta el punto deseado:

$$j_l(l) = - \int_0^l \frac{\partial j_n}{\partial n} dl \quad (4.12)$$

y se ha aplicado la hipótesis de simetría ii) para considerar $j_l(l=0) = 0$. Por su parte, la componente normal está dada por (4.3), y podemos escribir:

$$j_n = n_i e \frac{v_{in}}{\omega_i} (u_\phi - v_\phi) \quad (4.13)$$

El sistema de ecuaciones se cierra con la ley de Ohm (4.5) (ver p. ej. Heelis y otros, 1974). (Como se mencionó antes, en la base de la región F, la frecuencia de colisión entre iones y neutros es todavía suficientemente alta como para usar la expresión más exacta (4.4); esta corrección será discutida en la sección 5.4.1, en conexión con el modelo del presente trabajo).

4.2.3 El intercambio de corriente entre las regiones E y F.

En los modelos teóricos previos, la condición de contorno utilizada para la corriente era (Goldberg, 1965; Maeda y Murata, 1965; Rishbeth, 1971b; Heelis y otros, 1974):

$$j_r^* = j_e^* \operatorname{sen} I \quad (4.14)$$

con la suposición implícita de que la componente normal de la corriente debía ser despreciable frente a la paralela, debido a la muy superior conductividad en esta última dirección. Sin embargo, en el ecuador, (4.14) implicaría que $j_r^* = 0$, en contradicción con las observaciones de Musmann y Seiler (1978) y las predicciones de Untiedt (1967) para la capa E, como se vio en la sección 3.3. Por otra parte, como se ha comentado antes, en condiciones de simetría, $j_1 = 0$ en el ecuador, y también $\operatorname{sen} I = 0$ ahí, de manera que cabe considerar la posibilidad de que la contribución de la corriente normal a la corriente vertical total en el ecuador no sea despreciable. Esto fue planteado por primera vez por Duhau (1978).

Duhau y Louro (1983a) utilizaron un modelo sencillo de la región F ecuatorial para verificar si la contribución del término $j_n^* \cos I$ a la corriente vertical total es o no apreciable. Este modelo estaba inspirado en el de Rishbeth (1971b), pero con una importante modificación: mientras la densidad electrónica es usualmente representada por un perfil de Chapman, que impli-

ca conductividad de Pedersen nula en la base de la región F, consistentemente con la aproximación (4.14) a la corriente vertical, estos autores elaboraron un modelo semiempírico de la densidad electrónica de la región F ecuatorial más ajustado a los valores medidos (Duhau y Louro, 1983a; este modelo está descrito en el Apéndice). Se halló que la contribución de la corriente normal a la corriente vertical total es mucho mayor que la de la paralela a latitudes ecuatoriales, de manera que la aproximación correcta a la condición de contorno (4.11) es:

$$j_z^* = j_n^* \cos I \quad (4.15)$$

La Figura 4.2 muestra el cociente $\bar{\Phi}_n/\bar{\Phi}_1$ entre los flujos de corriente normal y paralela en dos intervalos de latitud: $0^\circ \leq \theta \leq 4^\circ$ y $4^\circ \leq \theta \leq 6^\circ$. En ambos casos, $\bar{\Phi}_n/\bar{\Phi}_1 \gg 1$ en general, y particularmente en el intervalo ecuatorial.

4.3 La atmósfera neutra

La ecuación de movimiento del gas neutro (2.21) puede simplificarse al particularizarse para las condiciones de la región F ecuatorial. Se analizará aquí la componente longitudinal de esa ecuación, ya que es la única de interés para el presente trabajo, como se verá más adelante en la sección 5.2 .

Los términos colisionales se reducen al tener en cuenta que:

$$1) \quad m_e (v_{in} - v_{en}) \frac{\bar{j}}{e} \approx - m_e v_{en} \frac{\bar{j}}{e} \quad (4.16)$$

pues $v_{en} \gg v_{in}$ en toda la ionósfera (ver p. ej. Rishbeth y Garriott, 1969).

$$2) \quad n_i (m_i v_{in} + m_e v_{en}) (\bar{v} - \bar{u}) \approx n_i m_i v_{in} (\bar{v} - \bar{u}) \quad (4.17)$$

por la condición (4.1).

3) Si se estima \bar{j} por su componente normal al campo magnético expresada por (4.3)

$$|\bar{j}| \approx n_i e \frac{v_{in}}{\omega_i} |\bar{v} - \bar{u}| \quad (4.18)$$

el término $m_e v_{en} \bar{j}/e$ resulta despreciable frente a $n_i m_i v_{in} (\bar{v} - \bar{u})$ pues

$$\frac{|m_e v_{en} \bar{j}/e|}{|n_i m_i v_{in} (\bar{v} - \bar{u})|} \approx \frac{m_e v_{en}}{m_i \omega_i} = \frac{v_{en}}{\omega_e} \ll 1$$

en toda la ionósfera (ver nuevamente Rishbeth y Garriott, 1969).

Por otra parte,

$$(\bar{u} \cdot \bar{v}) \bar{u} \approx \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \phi} \quad (4.19)$$

en el ecuador, pues $U_r \approx 0$, y si suponemos \bar{u} simétrico alrededor del ecuador, $\partial \bar{u} / \partial \theta = 0$ ahí.

Finalmente, si se supone que las variables atmosféricas no dependen explícitamente de ϕ , sino tan sólo de la hora local (ver p. ej. Rishbeth, 1971b; esto equivale a suponer estacionario el problema en un sistema fijo al sol):

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial \phi} = \frac{1}{\Omega r} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} \quad (4.20)$$

se puede reescribir la componente longitudinal de (2.21) como:

$$\left(1 + \frac{u\phi}{\Omega r}\right) \frac{\partial u\phi}{\partial t} = -\frac{1}{f_n \Omega r} \frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{1}{f_n} n_i m_i v_{i,z} (V_\phi - u\phi) \quad (4.21)$$

(Rishbeth, 1971b; Duhau y Louro, 1983a).

CAPITULO 5: LA BASE DE LA REGION F

5.1 Introducción

En este capítulo se presenta el modelo del presente trabajo basado en la nueva condición de contorno sobre la corriente en la base de la región F. En la sección 5.2 se deducen las ecuaciones a resolver, y se muestra que en virtud de la nueva condición de contorno esta zona se desvincula del resto de la región F. En la sección 5.3 se detallan los parámetros a utilizarse en los cálculos, y los resultados de éstos se describen en la sección 5.4.

5.2 Ecuaciones en la base de la región F

La nueva condición de contorno lleva al modelo del presente trabajo, que se detalla a continuación (ver Duhau y Louro, 1987).

Designaremos con un asterisco los valores de las variables evaluadas en la base de la región F.

En la ecuación (4.10), el campo eléctrico debe ser reemplazado en términos de las velocidades por el campo generado localmente en la base dado por la expresión (4.4) más el generado por el viento neutro en la región E, que designaremos \bar{U}^E :

$$\bar{E}^* = -\bar{V}^* \times \bar{B} + \frac{V_{in}^*}{\omega^*} (\bar{V}^* - \lambda \bar{U}^*) + (\bar{U}^E \times \bar{B}) \quad (5.1)$$

de donde, despreciando U_r ,

$$E_n^* = (\mu_\phi^E - V_\phi^*)B + \frac{V_{in}^*}{\omega_i^*} V_n^* B \quad (5.2)$$

$$E_\phi^* = V_n^* B + \frac{V_{in}^*}{\omega_i^*} (V_\phi^* - \mu_\phi^*) \quad (5.3)$$

Como se comentó antes, a alturas superiores en la región F, donde V_{in}^*/ω_i^* se torna despreciable, es válida la aproximación (4.5), y $E_\phi^* \simeq V_n^* B$. Utilizando la notación ilustrada en la Figura 5.1, la conservación del campo eléctrico a lo largo de una línea de campo geomagnético implica que

$$V_n' = V_n^* - \frac{V_{in}^*}{\omega_i^*} (\mu_\phi^* - V_\phi^*) \quad (5.4)$$

por lo que a primer orden en V_{in}^*/ω_i^* , las componentes del campo eléctrico en la base pueden expresarse como:

$$E_n^* \simeq (\mu_\phi^E - V_\phi^* + \frac{V_{in}^*}{\omega_i^*} V_n') B \quad (5.5)$$

$$E_\phi^* \simeq V_n' B \quad (5.6)$$

y además

$$E_\theta^* = -E_n^* \text{ sen } I \quad (5.7)$$

Consideraremos en este trabajo V_n' independiente de la altura y dada por valores medidos (Fejer, 1981), y por lo tanto E^* será considerado independiente de la latitud, de acuerdo con

(5.6).

Por otra parte, la corriente vertical en la base viene dada por (4.15), y de (4.3) se extrae la componente normal:

$$j_n^* = n_i^* e \frac{v_{in}^*}{\omega_i^*} (\mu_\phi^* - v_\phi^*) \quad (5.8)$$

Con estos elementos, la ecuación (4.10) se transforma en una ecuación para v_ϕ^* en función de la latitud. Introduciendo las siguientes funciones auxiliares:

$$f_a(\theta) = 4 + a \tan^2 \theta \quad (5.9)$$

$$g(\theta) = \frac{2 \tan \theta}{\cos^2 \theta} \quad (5.10)$$

y los cocientes de conductividades

$$\gamma = \frac{\sigma_1 n_E}{\Sigma_1}$$

$$\beta = \Sigma_1 / \Sigma_0$$

con lo que se definen:

$$F(\theta) = \frac{g}{2f_1} \left(\frac{2\beta f_1}{f_\beta} - 1 \right) - \cot \theta \quad (5.11)$$

$$G(\theta) = -f_\beta \tan \theta / 2f_1 \quad (5.12)$$

La ecuación (4.10) se convierte en:

$$\frac{\partial V_{\phi}^*}{\partial \theta} = F \left[V_{\phi}^* - \mu_{\phi}^E + \left(\frac{\Sigma_2}{\Sigma_1} - \frac{v_{in}^*}{\omega_i^*} \right) V_n' \right] + \frac{\partial \mu_{\phi}^E}{\partial \theta} + \delta G (\mu_{\phi}^* - V_{\phi}^*) \quad (5.13)$$

La condición inicial se obtiene evaluando esta misma expresión en el ecuador e imponiendo las condiciones de simetría 2) mencionadas en la sección 4.2.2. En efecto, tomando $\theta = \pi/2$, suponiendo V_{ϕ}^* y U_{ϕ}^E simétricos alrededor del ecuador, con lo que

$$\left. \frac{\partial V_{\phi}^*}{\partial \theta} \right|_{\theta = \pi/2} = \left. \frac{\partial \mu_{\phi}^E}{\partial \theta} \right|_{\theta = \pi/2} = 0 \quad (5.14)$$

y dividiendo ambos miembros por $F(\theta)$, resulta

$$V_{\phi}^* = \frac{\left(\frac{v_{in}^*}{\omega_i^*} - \frac{\Sigma_2}{\Sigma_1} \right) V_n' + \mu_{\phi}^E - \frac{\delta G}{F} \mu_{\phi}}{1 - \delta G/F} \quad (5.15)$$

Si bien $F(\theta)$ y $G(\theta)$ divergen en el ecuador, de las ecuaciones (5.11) y (5.12) se obtiene que:

$$\lim_{\theta = \pi/2} \frac{G(\theta)}{F(\theta)} = -\frac{\beta}{2} \quad (5.16)$$

de donde la condición inicial resulta finalmente

$$V_{\phi}^* = \frac{\mu_{\phi}^E - \frac{\Sigma_2}{\Sigma_1} \frac{E_{\phi}^*}{B} + \frac{\delta \beta}{2} \mu_{\phi}^*}{1 + \delta \beta/2} \quad (5.17)$$

donde todas las magnitudes son evaluadas en el ecuador.

La ecuación (5.13) puede resolverse simultáneamente con la ecuación de movimiento zonal de la atmósfera neutra (4.21), aplicada en la base. Con los valores de U_{ϕ}^* y V_{ϕ}^* se calcula la corriente normal j_n^* de la expresión (5.8).

Finalmente, la velocidad iónica zonal se puede obtener a cualquier altura en la región F teniendo en cuenta la conservación del campo eléctrico a lo largo de las líneas de campo geomagnético. En efecto, de la ley de Ohm para la región F (4.5) se obtiene que

$$E_n = -V_{\phi} B \quad (5.18)$$

Igualando esta expresión con la (5.5), y usando nuevamente la notación de la Figura 5.1,

$$V_{\phi}' = V_{\phi}^* - \mu_{\phi}^E - \frac{V_{in}^*}{\omega_i^*} V_n' \quad (5.19)$$

El modelo presentado aquí contiene dos innovaciones con respecto a modelos teóricos anteriores. En primer lugar, la nueva condición de contorno para la corriente (4.15) modifica el rol de la región F en el problema: mientras la aproximación (4.14) implica la necesidad de considerar el circuito formado por la región E y toda la región F ya que la corriente vertical en la base de la región F estaría determinada a través de

la ecuación (4.12) por las condiciones a toda altura, en el presente modelo, en cambio, esa corriente vertical sólo depende, por (4.13), de las condiciones en la misma base de la región F. En el circuito formado por las capas a ambos lados de la interfase queda determinada la corriente que se intercambia entre las regiones E y F, así como el campo eléctrico en toda la región F transmitido desde la base por las líneas de campo geomagnético. De este modo, la región F superior jugaría un papel pasivo. En los capítulos posteriores se verá cómo, una vez determinadas la corriente y el campo eléctrico en la base, las variables dinámicas en toda la región F quedan determinadas por ellas.

También cabe señalar que en la ecuación de movimiento de la atmósfera neutra (4.21) se ha preservado el término de arrastre iónico, lo que acopla esta ecuación con la (5.13) y obliga a su solución simultánea. En modelos previos no se consideraba el arrastre mutuo entre iones y moléculas neutras a la altura de la base de la región F (ver p. ej. Heelis y otros, 1974). No hay, sin embargo, motivos para descartar este efecto a priori, y de hecho se verá su influencia en los resultados para el viento neutro zonal en la sección 5.4.

5.3 Parámetros

La densidad electrónica ha sido representada por el modelo semiempírico de Duhau y Louro (1983a), descrito en el Apéndice

ce.

Las conductividades integradas de la región E han sido evaluadas mediante las expresiones dadas por Heelis y otros (1974): $\Sigma_1 = 1,2 \times 10^{-10} N_m^E$ y $\Sigma_0 = 1,2 \times 10^{-7} N_m^E$ en unidades SI, donde N_m^E es la densidad electrónica máxima de la región E. A este parámetro a su vez se le han asignado valores medidos correspondientes a La Paz, Septiembre 1967, citados por Rishbeth (1971) y Heelis y otros (1974) para las horas diurnas, y el promedio de las curvas para actividad solar mínima (Huancayo, 1964) y máxima (Boulder, 1957, 1958) dadas por Wakai (1971).

La temperatura y densidad del gas neutro han sido evaluadas mediante el modelo termosférico de Jacchia (1977); estas variables dependen de la temperatura exosférica, a la que en el presente cálculo se le han asignado valores medidos en Jicamarca, Perú, por Waldteufel y McClure (1969).

La frecuencia de colisión entre iones y neutros en la base de la región F ha sido evaluada considerando que a los 150 km el ión predominante es el NO^+ a la noche, mientras que durante el día los iones mayoritarios son el NO^+ y el O_2^+ con densidades aproximadamente iguales (Holmes y otros, 1965). Además, como se desprende de la Tabla 3, las frecuencias de colisión entre estos iones y las especies neutras mayoritarias, O y N_2 , son prácticamente iguales. Por lo tanto, la frecuencia de colisión ha sido calculada usando los valores correspondientes al NO^+ durante todo el día, utilizando los datos de Stubbe (1968) que se presentan en la Tabla 3.

Finalmente, dada la similitud entre las masas de los iones NO^+ y O_2^+ , se le ha asignado a la masa iónica m_i^* un valor de 31 amu. La densidad iónica es igual a la electrónica por la cuasi-neutralidad.

5.4 Resultados y discusión

5.4.1 La velocidad iónica zonal

La Figura 5.2 muestra la variación temporal de la velocidad iónica zonal en la base, V_ϕ^* , en el ecuador. Para estudiar la importancia del arrastre ión-neutro, el campo eléctrico generado por el viento zonal de la región E, U_ϕ^E , y la corrección $(v_{in}/\omega_i)V_n'$ en la ecuación (5.13) para V_ϕ^* y en (5.19), se calculó V_ϕ^* incluyendo sucesivamente cada uno de estos efectos. Los resultados muestran que el arrastre entre iones y neutros no altera drásticamente la velocidad iónica cuando se incluyen los demás efectos mencionados (compárense las curvas (a) y (b)). Sin embargo, la inclusión de los otros efectos en el modelo es importante: la curva (a), que no contiene ninguno, difiere notablemente tanto en fase como en amplitud, mientras que la curva (c), que sólo contiene el efecto de U_ϕ^E , concuerda mejor con (b) en amplitud pero no en fase.

La Figura 5.3 muestra V_ϕ^* relativo a su valor en el ecuador en función de la hora y la latitud. Las variaciones latitudinales son más pronunciadas durante el período nocturno que durante el diurno, una característica que, como se verá en la sec-

ción 5.4.3, se ve reflejada en la componente zonal de la velocidad neutra por la acción de la fuerza de arrastre entre iones y neutros.

La evolución temporal calculada de V_{ϕ} puede ser comparada con valores medidos utilizando la expresión (5.19) para obtenerla a partir de los valores en la base. En la Figura 5.4 se muestran los valores correspondientes a una altura de 300 km junto con valores medidos en Jicamarca, Perú (Fejer, 1981). Los resultados teóricos muestran un buen acuerdo con los experimentales, con la excepción de las primeras horas de la noche, cuando los valores teóricos ascienden sólo a la mitad de los observados. Cabe advertir que las mediciones a esas horas adolecen de una mayor incerteza que durante el resto del día, porque la relación señal-ruido del radar con que son realizadas a los 300 km decrece debido a que su nivel óptimo es a la altura del pico de la región F, que asciende a alturas hasta los 600 km aproximadamente (Fejer y otros, 1985).

5.4.2 Estimación del efecto de despreciar fuerzas en las ecuaciones de movimiento ionosféricas

Como se señaló en la sección 2.3, en la ecuación de movimiento y la ley de Ohm para la ionósfera, (2.12) y (2.13), es usual descartar las fuerzas (2.14), que contienen las fuerzas gravitatoria, no inercial y de gradiente de presión. Esto equivale a hacer en esas ecuaciones el siguiente cambio de varia-

bles:

$$\bar{V}' = \bar{V} + \frac{\bar{F}}{B} \cdot n_i e \left(\frac{v_{in}}{\omega_i} + \frac{v_{en}}{\omega_e} \right) \quad (5.20)$$

$$\bar{E}' = \bar{E} + \frac{\bar{F}}{B} \cdot n_i e \left(\frac{v_{in}}{\omega_i} + \frac{v_{en}}{\omega_e} \right) + \frac{(v_{in} v_{en}) \bar{F}}{B} \cdot \frac{1}{\omega_i \omega_e} \quad (5.21)$$

En la dirección zonal, si se identifica nuevamente la derivada de la presión en esa dirección con la derivada temporal según (4.20), la corrección $\Delta V_\phi = V_\phi - V'_\phi$ a la velocidad es:

$$\Delta V_\phi = - \frac{1}{n_i e B} \left(\frac{v_{in}}{\omega_i} + \frac{v_{en}}{\omega_e} \right) \Omega (R+h) \frac{\partial F}{\partial t} \quad (5.22)$$

donde R es el radio terrestre y h es la altura medida desde la superficie de la tierra.

Esta expresión puede elaborarse más haciendo las siguientes consideraciones:

1) $v_{en}/\omega_e \ll v_{in}/\omega_i$ (ver ec. (4.1))

2) $R \gg h$

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} &= n_i k (T_i + T_e) \left[\frac{\partial \ln n_i}{\partial t} + \frac{\partial \ln (T_i + T_e)}{\partial t} \right] \\ &= \frac{n_i k (T_i + T_e)}{\tau} \end{aligned} \quad (5.23)$$

donde se ha definido un tiempo característico

$$\frac{1}{\tau} \equiv \frac{\partial \ln n_i}{\partial t} \gg \frac{\partial \ln (T_i + T_e)}{\partial t} \quad (5.24)$$

- 4) Siguiendo a Heelis y otros (1974), se puede representar la frecuencia de colisión entre iones y neutros en la región F como:

$$\nu_{in} = 7,3 \times 10^{-16} n_{200}(0) e^{-\frac{h-200}{H(0)}} \quad (5.25)$$

donde $n_{200}(0)$ es la densidad del O a los 200 km de altura, y $H(0) \equiv kT/m(O)g$ es la escala de altura del O (T es la temperatura del gas neutro y $m(O)$ es la masa del átomo en cuestión).

Resulta:

$$\Delta V_{\phi} = a \frac{e^{h/H}}{\tau} \quad (5.26)$$

donde

$$a = \frac{k(T_i + T_e) e^{-200/H}}{7,3 \times 10^{-16} n_{200}(0) m_i \Omega R} \quad (5.27)$$

A fines de estimar el efecto, se pueden adoptar los siguientes valores típicos:

$$H = 50 \text{ km (Jacchia, 1977)}$$

$$n_{200}(0) = 4.26 \times 10^{15} \text{ m}^{-3} \text{ (Jacchia, 1977, con una temperatura exosférica de 1000 K)}$$

$$m_i = 16 \text{ amu}$$

$$\Omega R = 500 \text{ ms}^{-1}$$

$$T_i = T_e = 1000 \text{ K (McClure, 1969)}$$

con lo que resulta $a = 12,7 \text{ m}$.

La Figura 5.5 muestra la corrección ΔV_ϕ en función de la altura para valores de τ entre 1 y 24 horas. Como se puede apreciar, la corrección es despreciable a los 300 km independientemente del valor de τ , pero aumenta bruscamente con la altura y se torna importante a partir de los 450 a 500 km aproximadamente, dependiendo de τ .

Durante los períodos diurno y nocturno, $\tau \sim 24 \text{ hs}$, y ΔV_ϕ no es significativo a las alturas de interés. Al anochecer, es posible estimar τ con el tiempo característico de pérdida de iones y electrones por recombinación, para el cual Van Zandt y otros (1960) dan la siguiente expresión empírica para la región F a bajas latitudes:

$$\frac{1}{\tau} = 6,8 \times 10^{-4} \exp\left(\frac{300-h}{103}\right) \text{ s}^{-1} \quad (5.28)$$

A los 600 km, $\tau \approx 3 \times 10^5$ s y $\Delta V_{\phi} \approx 70 \text{ ms}^{-1}$.

5.4.3 El viento neutro zonal

La Figura 5.6 muestra la velocidad neutra zonal relativa al valor en el ecuador en función de la hora y la latitud. El efecto del arrastre iónico se hace visible en las variaciones latitudinales: como la fuerza de gradiente de presión es independiente de la latitud, esas variaciones se deben a la fuerza de arrastre iónico, que depende de la latitud a través de la velocidad iónica zonal.

La Figura 5.7 muestra la evolución temporal de U_{ϕ}^* en el ecuador calculada con y sin arrastre iónico. También aquí se puede apreciar el efecto del arrastre iónico durante el día en contraste con la noche.

5.4.4 La densidad de corriente normal

La Figura 5.8 muestra j_n^* en función de la hora y la latitud. Las características sobresalientes de la densidad de corriente normal son los picos en el ecuador al amanecer y atardecer. El pico del amanecer es negativo, y crece a valores positivos con la latitud, cambiando de signo en $\theta \approx 2^\circ$,

mientras que el pico del atardecer es positivo en el ecuador, y decae con la latitud. En ambos casos, la densidad de corriente es del orden de 10^{-7} Am^{-2} . Esto es consistente con el sistema de corrientes hallado con el satélite Magsat, que también muestra una corriente vertical positiva al atardecer, según se infiere de los valores medidos de la componente D de las perturbaciones geomagnéticas (Maeda y otros, 1985). Nótese también que más allá del entorno inmediato del ecuador, la densidad de corriente nocturna es esencialmente nula.

**CAPITULO 6: EL VIENTO NEUTRO ZONAL A ALTURAS
DE LA REGION F ECUATORIAL**

6.1 Introducción

Como se adelantó en el capítulo anterior, el cálculo de las corrientes y los campos eléctricos en la base de la región F, junto con la equipotencialidad de las líneas de campo magnético, permiten predecir las variables dinámicas de interés en toda la región F. En este capítulo se tratará el viento neutro zonal, comparando las predicciones teóricas con mediciones realizadas con el satélite Dynamics Explorer 2 (DE2). El contenido de este capítulo se basa en el trabajo de Louro y Duhau (1987a)

6.2 Ecuaciones de la atmósfera neutra

Se trata aquí de resolver la componente zonal de la ecuación de movimiento de la atmósfera neutra (4.21). A las alturas a considerarse aquí (por encima de los 200 km) esta ecuación puede simplificarse omitiendo el término no lineal de la derivada convectiva: se ha comprobado a posteriori que cuando este término es nuevamente introducido como una perturbación, la diferencia entre las soluciones perturbada y no perturbada es a lo sumo 1 ms^{-1} y por lo tanto despreciable. En consecuencia, se puede escribir con muy buena aproximación:

$$\int \frac{\partial u_{\phi}}{\partial t} = \frac{1}{\Omega r} \frac{\partial p}{\partial t} - n_i m_i v_{in} (u_{\phi} - v_{\phi}) \quad (6.1)$$

Al ser lineal esta ecuación, U_ϕ puede descomponerse en dos partes:

$$\mu_\phi = \mu_p + \mu_d \quad (6.2)$$

donde U_p está determinada únicamente por la fuerza de gradiente de presión:

$$\int \frac{\partial \mu_\phi}{\partial t} = - \frac{1}{v_t} \frac{\partial p}{\partial t} \quad (6.3)$$

y en cambio U_d es determinada por el arrastre entre iones y neutros:

$$\int \frac{\partial \mu_d}{\partial t} + n_i m_i v_{in} U_d = -n_i m_i v_{in} (\mu_p - V_\phi) \quad (6.4)$$

La velocidad iónica zonal V_ϕ en un punto arbitrario de la región F se calcula a partir del valor en la base V_ϕ^* en un punto sobre la misma línea de campo geomagnético mediante la relación (5.19).

Es interesante notar que esta descomposición implica también distinguir entre la parte de U_ϕ que es determinada por las condiciones locales (U_p) y la parte que es afectada por las condiciones en otras regiones de la ionósfera (U_d) a través de la velocidad iónica V_ϕ que depende del campo eléctrico.

Para hallar la solución completa, se debería partir de una condición inicial arbitraria para U_ϕ y computarse ciclos diarios hasta que la solución se hiciera estacionaria, siendo de interés el valor medio diario $\langle U_\phi \rangle$ que daría la superrotación atmosférica (King-Hele, 1972). Como U_ϕ resulta en este cálculo de la suma de U_p y U_d , y por lo tanto no está definido qué parte de la superrotación corresponde a cada término, pues ambos están definidos a menos de una constante arbitraria, para simplificar, se supondrá

$$\langle u_p \rangle = 0 \quad (6.5)$$

y se asignará consiguientemente $\langle U_\phi \rangle = \langle U_d \rangle$.

La ecuación (6.3) puede integrarse sencillamente, reemplazando la ecuación de estado de gas ideal, y aproximando

$$\ln n_n(h) = A(h) + B(h)T + C(h)T^2 \quad (6.6)$$

donde n_n es la densidad neutra, h es la altura que se medirá desde la superficie terrestre y T es la temperatura. Los coeficientes A , B y C han sido determinados empíricamente (ver la sección 6.3).

Entonces (6.3) se reduce a:

$$\frac{\partial \mu_p}{\partial z} = - \frac{\kappa}{m_n \Omega r} \left(T \frac{\partial \ln n_n}{\partial T} + 1 \right) \quad (6.7)$$

que al reemplazar (6.6) puede integrarse inmediatamente, resultando:

$$\mu_p = - \frac{\kappa}{m_n \Omega r} \left[T - \langle T \rangle + \frac{B}{2} (T^2 - \langle T^2 \rangle) + C (T^3 - \langle T^3 \rangle) \right]$$

donde la constante de integración está determinada por la condición (6.5) y se ha supuesto que m_n no varía con la altura.

Con los valores calculados de U_p , puede obtenerse U_d integrando (6.4), y se completa así el cálculo de U_ϕ .

6.3 Parámetros

La temperatura neutra ha sido calculada a cada altura mediante el mismo procedimiento que en el capítulo anterior. Los valores obtenidos han sido utilizados para calcular la densidad neutra n_n siguiendo el modelo termosférico de Jacchia (1977), y los valores de los coeficientes A, B y C han sido determinados ajustando la expresión (6.6) por cuadrados mínimos a cada altura.

La girofrecuencia iónica ha sido evaluada como $\omega_i = 160 \text{ s}^{-1}$, y la masa molecular neutra m_n ha sido supuesta independiente de la altura e igual a 16 amu, considerando que en la región

F la especie neutra predominante es el O. La frecuencia de colisión entre iones y neutros es:

$$v_i = v_{O^+-O} = 7,3 \times 10^{-16} n(O) \text{ s}^{-1} \quad (6.9)$$

donde $[n(O)] = \text{m}^{-3}$ (Dalgarno, 1964; Knof y otros, 1964).

La densidad electrónica ha sido representada nuevamente por el modelo semiempírico de Duhau y Louro (1983a).

6.4 Cálculos y discusión de los resultados

Las ecuaciones (6.3) y (6.4) han sido resueltas en primer lugar a cinco alturas, desde 250 hasta 450 km cada 50 km, usando los valores de V_ϕ calculados mediante la ecuación (5.19) y luego a los 300 km utilizando los valores medidos de V_ϕ citados en el capítulo anterior (Fejer, 1981). Para ejemplificar los resultados, la Figura 6.1 muestra U_p , U_d y U_ϕ calculados a los 300 km con los valores de V_ϕ del modelo, y U_ϕ calculado con los valores medidos de V_ϕ , juntamente con los valores promedio del viento zonal en la banda de latitudes de 0° a 10° medidos entre las alturas de 200 a 700 km con el satélite Dynamics Explorer 2 (Wharton y otros, 1984).

Nótese en primer lugar que la componente dependiente del arrastre iónico del viento zonal, U_d , yace en la dirección opuesta a la de la componente dependiente sólo de la fuerza de

gradiente de presión, U_p , durante todo el día. Por otra parte, U_p sola no corresponde a los valores medidos de U_ϕ : U_p tiene una diferencia de fase de entre 2 y 4 horas con respecto a los valores experimentales, y las amplitudes en general no coinciden a todas las alturas consideradas. Esta característica muestra claramente la importancia del efecto del arrastre iónico sobre la atmósfera neutra en la región F ecuatorial.

El viento zonal total U_ϕ calculado coincide en fase con los valores medidos, y también en amplitud durante la última parte de la noche. Su amplitud es sin embargo más pequeña durante el día y durante la primera parte de la noche. En conexión con esta última discrepancia, resulta relevante notar que los valores medidos son promedios entre 200 y 700 km, alturas que comprenden la zona donde el incremento en V debido al gradiente de presión estimado en el capítulo anterior es apreciable: el valor medio de ΔV_ϕ en ese rango de alturas calculado a partir de (5.26) es aproximadamente 50 ms^{-1} , que coincide con la discrepancia entre los valores calculados y medidos de U_ϕ de la figura 6.1. También cabe notar que los valores de U_ϕ calculados a partir de los valores medidos de V_ϕ concuerdan mejor con los observados durante la primera parte de la noche.

Se investigó también el efecto de la llamada anomalía de medianoche, la que consiste en una elevación de la temperatura termosférica a bajas latitudes durante la noche, detectada con el satélite AE-E (Spencer y otros, 1979). Los valores de temperatura neutra medidos corresponden a una altura de 275 km y se

han usado para recalcular la fuerza de gradiente de presión, y junto con el término de arrastre iónico calculado con los valores medidos de V_{ϕ} mencionados antes, se calculó nuevamente U_{ϕ} a los 300 km. Los resultados se ven en la Figura 6.2 para dos casos de la anomalía de temperatura: un caso extremo (Figura 2 de Spencer y otros, 1979) y un caso más típico, menos pronunciado (ibídem, Figura 3). Se observa una mejoría en la predicción de U_{ϕ} durante el primer período de la noche. También cabe notar que mientras la amplitud de las curvas después de la medianoche sigue la forma de la banda de mediciones, la curva correspondiente a valores más típicos de la anomalía está desfasada en unas 2 horas con respecto a los valores medidos, lo que es atribuible al hecho de que el máximo de temperatura ocurre a las 2.40 HL, y no a la medianoche local, como en el caso extremo.

Los resultados de los cálculos también proveen información sobre dos aspectos interesantes de la dinámica de la atmósfera neutra: la dependencia con la altura del viento neutro zonal, y la superrotación, definida como la velocidad zonal media diaria relativa a la tierra.

En cuanto a lo primero, los resultados muestran que mientras U_p aumenta fuertemente con la altura, esto es compensado por el arrastre iónico, manteniendo el viento zonal total prácticamente constante con la altura dentro del rango cubierto por el presente cálculo. Esto puede apreciarse en la Figura 6.3 donde se ve que el viento zonal calculado en ambos extremos de

ese rango, 250 y 450 km, apenas difieren. Esto concuerda con la evidencia experimental de Wharton y otros (1984).

En lo que concierne a la superrotación, mientras el valor promedio medido en el intervalo de latitudes de 0° a 10° es aproximadamente 18 ms^{-1} , el valor calculado en las mismas condiciones a los 300 km es 7 ms^{-1} con los valores de V_ϕ de este modelo, y 25 ms^{-1} con los valores medidos de V_ϕ . El primer valor es demasiado bajo, consistentemente con la discrepancia entre V_ϕ calculado y medido durante la primera parte de la noche.

**CAPITULO 7: LAS CORRIENTES MERIDIONALES
EN LA REGION F ECUATORIAL**

7.1 Introducción

Las velocidades iónicas zonales calculadas en el capítulo 5 y las neutras calculadas en el capítulo anterior se utilizan aquí para predecir el campo magnético generado por las corrientes en el plano meridional en la región F ecuatorial en función de la hora local. Por su carácter solenoidal, estas corrientes no son detectables en la superficie terrestre. En cambio, fueron registradas por primera vez in situ por el satélite geomagnético Magsat en 1977 sobre el meridiano del amanecer y atardecer. Las predicciones del presente modelo son analizadas a la luz de esa medición en este capítulo.

7.2 El campo magnético generado por las corrientes eléctricas meridionales

El contenido del presente capítulo está basado en el trabajo de Louro y Duhau (1987b).

A frecuencias bajas y despreciando nuevamente los gradientes longitudinales (ver sección 4.2.2), la ecuación de continuidad para la corriente es:

$$\frac{\partial j_n}{\partial n} + \frac{\partial j_e}{\partial L} = 0 \quad (7.1)$$

y por lo tanto la corriente en el plano meridional genera un campo magnético en la dirección zonal $\vec{B} = B\hat{\phi}$ tal que:

$$j_n = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial B}{\partial l} \quad (7.2)$$

$$j_l = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial B}{\partial n} \quad (7.3)$$

Asumiendo de nuevo simetría alrededor del ecuador, de manera que los sistemas de corrientes en ambos hemisferios son imágenes especulares, se deduce que B debe ser una función antisimétrica de la latitud, y por lo tanto se anula en el ecuador. Con esta condición, B puede hallarse integrando (7.2) a lo largo de una línea de campo. Para un campo dipolar

$$r = r_0 \sin^2 \theta \quad (7.4)$$

sobre una línea de campo, y r_0 es su altura sobre el ecuador, parámetro que puede usarse para caracterizar cada línea. Si se toma $l = 0$ en el ecuador, resulta:

$$B(l; r_0) = -\int_0^l j_n dl = -\int_{r_0}^r j_n \left(1 - \frac{r}{r_0}\right)^{-1/2} dr \quad (7.5)$$

La densidad de corriente normal al campo geomagnético está dada por (4.3):

$$j_n = n_i e \frac{v_{in}}{\omega_i} (\mathcal{U}_\phi - V_\phi) \quad (7.6)$$

donde U_ϕ y V_ϕ en la región F están dados por los cálculos de los capítulos 5 y 6, y los parámetros son los mismos que los utilizados en esos cálculos.

Por el carácter solenoidal de las corrientes, las líneas de $B = \text{constante}$ son también líneas de corriente para \vec{j} , y por lo tanto sirven para visualizar el sistema de corrientes. Por otra parte, permiten una fácil comparación con los datos experimentales, pues la magnitud medida en forma directa es precisamente B .

7.3 Resultados y discusión

Las Figuras 7.1 a 7.5 muestran B a varias horas representativas de su evolución diaria.

Los resultados predicen la existencia de dos vórtices de corriente meridional en la región F antisimétricos con respecto al ecuador, en una posición aproximadamente estable durante todo el día, y variando en magnitud, creciendo a un máximo al mediodía, luego decreciendo hacia el atardecer, y exhibiendo nuevamente valores grandes durante la primera mitad de la noche, para desaparecer virtualmente durante la última mitad de la noche. El signo del campo se invierte a la 1 y a las 21 HL.

Es interesante considerar en particular los resultados para el amanecer y el atardecer a la luz de las mediciones realiza-

das con el satélite Magsat, que circuló a alturas de la región F a lo largo del meridiano que separa los sectores diurno y nocturno. La Figura 7.6 muestra la componente este-oeste del campo anómalo medido (esto es, la diferencia entre el campo medido y el campo geomagnético principal), ΔD , al atardecer en el plano meridional medio (longitudes entre 270° y 340°) (Maceda y otros, 1985). Las mediciones muestran dos estructuras solenoidales prominentes en la región F muy similares en forma y magnitud a los valores calculados de la Figura 7.3, aunque a una altura mayor.

El Magsat no detectó campo anómalo ΔD en el sector del amanecer. Los resultados actuales predicen un sistema de corrientes similares a las 6 HL (Figura 7.1), a una altura a la que no serían detectadas por el Magsat.

**CAPITULO 8: SINTESIS DE RESULTADOS
Y CONCLUSIONES**

Se ha presentado un modelo con el objetivo de predecir simultáneamente los campos de velocidades zonales de la ionósfera y la atmósfera neutra y el sistema de corrientes meridionales en la región F ecuatorial. Este modelo incorpora como condición de contorno la hipótesis, basada en estimaciones previas y avalada por las observaciones experimentales, de que a bajas latitudes la corriente que circula entre las regiones E y F de la ionósfera lo hace predominantemente en la dirección normal al campo geomagnético. Como consecuencia, se ha visto que esa corriente, y el campo eléctrico en toda la región F transmitido desde la base por las líneas de campo geomagnético, quedan determinados por las condiciones en la misma interfase, mientras la región F superior juega un papel pasivo. Así, el cálculo propuesto se pudo simplificar notablemente, dividiéndose en dos partes: en primer lugar, se halló un sistema de ecuaciones para las velocidades zonales neutra e iónica en la base. La velocidad iónica calculada en la región F superior que se determina por el valor en la base muestra un buen acuerdo con los valores medidos, con la sola excepción de una reducción en la amplitud durante las primeras horas nocturnas. Se estimó también el efecto de considerar las fuerzas de gradiente de presión sobre la ionósfera, usualmente no tenidas en cuenta, hallándose que podrían tener un efecto apreciable en la alta región F a las horas de rápida variación relativa de la densidad electrónica.

Se predijo también el intercambio de corriente entre la región E y la F en la cercanía inmediata del ecuador, con picos de intensidad al amanecer y al atardecer.

En segundo lugar, la velocidad iónica en la base se utilizó para determinar la fuerza de arrastre iónico sobre el gas neutro en la región F, prediciendo primeramente la velocidad neutra zonal. Nuevamente los resultados del modelo muestran un buen acuerdo con las observaciones experimentales, con la excepción nuevamente del primer período de la noche, reflejando por lo menos en parte la discrepancia observada antes en los valores de la velocidad iónica zonal. Los resultados del presente cálculo indican también muy poca variación con la altura del viento neutro zonal, y escasa superrotación, en concordancia con las mediciones in situ de esa variable.

Finalmente, se calculó la densidad de corriente meridional en la región F ecuatorial, prediciéndose la existencia de sendos sistemas solenoidales de corriente a ambos lados del ecuador, con intensidad variable durante el día, máxima alrededor del mediodía y mínima durante la segunda mitad de la noche. Un sistema de corrientes muy similar en forma e intensidad al descrito fue observado con el satélite Magsat al atardecer a una altura algo superior a la predicha aquí.

APENDICE

Una representación adecuada de la variación de la densidad electrónica es crucial para un modelo dinámico de la región F ecuatorial. Esta variable es usualmente representada o bien por una solución de la ecuación de continuidad de los electrones bajo hipótesis simplificadoras restrictivas, o bien por un modelo semiempírico global (Chiu, 1975; Rawer, 1981). En el primer caso, el modelo más usual es el de Chapman (Rishbeth y Garriott, 1969; Rishbeth, 1971b; Heelis y otros, 1974) que presupone que la ionósfera se halla en estado estacionario y que se puede desprestigiar la variación de n_e con la altura debida al transporte de electrones. En la región F no se cumplen en general estas hipótesis durante todo el día, y consiguientemente no se observa un acuerdo entre este modelo y las observaciones. En lo que atañe al presente trabajo, se ha señalado en la sección 4.2.3 que la muy baja densidad electrónica dada por el modelo de Chapman en la base de la región F no es consistente con la existencia de un flujo predominante de corriente normal al campo geomagnético a esa altura. Los modelos semiempíricos globales por su parte, no reproducen bien las condiciones particulares de la zona ecuatorial.

Duhau y Louro (1983a) elaboraron un modelo semiempírico sencillo para la densidad electrónica en la región F a bajas latitudes, ajustando dos funciones analíticas, una diurna y otra nocturna, a mediciones de esa variable:

$$7-16 \text{ hs} : n_e = N_m \exp(Az^2 - Bz^3); z = h - h_m \quad (\text{A.1})$$

$$17-18 \text{ y } 23-6 \text{ hs} : n_e = N_m \exp \frac{(z'/D_1)^{n_1}}{1 - (z'/D_2)^{n_2}} \quad (\text{A.2})$$

$$z' = h_m - h$$

donde A , B , n_1 , n_2 , D_1 y D_2 son parámetros que gobiernan la forma del perfil y varían con la hora; N_m es la densidad máxima de la región F , y h_m es la altura a la que se produce; h es la altura medida desde la superficie de la tierra.

Para los cálculos de este trabajo, se han utilizado los valores de N_m promedio del mes de septiembre, 1967, en Huancayo, Perú (Rishbeth, 1971b; Heelis y otros, 1974), y de h_m de agosto, 1958, también sobre Huancayo, corregidos mediante la fórmula empírica de Thomas (1962) para la actividad solar:

$$h_m(R) = h_m(R=0) + 0,4 R \quad (\text{A.3})$$

para coincidir con la actividad solar de las mediciones de N_m . Los coeficientes de forma del perfil se obtuvieron ajustando las funciones (A.1) y (A.2) a datos medidos en Huancayo, agosto 1957 (Thomas, 1962).

La Figura (A.1) muestra la densidad electrónica en función de la altura y la hora local calculada con el presente modelo, utilizada en este trabajo.

A fin de corroborar la mejora introducida por el modelo descrito aquí, la Figura (A.2) muestra una comparación entre la densidad electrónica medida en el ecuador a los 250 km de altura (Waldteufel y McClure, 1969), calculada mediante un modelo de Chapman de acuerdo a Rishbeth (1971b), y calculada mediante el modelo del presente trabajo.

REFERENCIAS

REFERENCIAS

- Anderson, D.N., A theoretical study of the F region equatorial anomaly - I. Theory, Planet. Space Sci., 21, 409, 1973.
- Baker, W.G. y D.F. Martyn, Electric currents in the ionosphere, I. The conductivity, Philos. Trans. R. Soc. London Ser. A, 246, 281, 1953.
- Banks, P.M. y G. Kockarts, Aeronomy, Academic Press, London, 1973.
- Blum, P.W. e I. Harris, The global wind system in the thermosphere, Space Res., 13, 25, 1973.
- Blum, P.W. e I. Harris, Full non-linear treatment of the global thermospheric wind system - I. Mathematical method and analysis of forces, J. Atmos. Terr. Phys., 37, 193, 1975.
- Clairemidi, J. Vents neutres dans la région F2, Can. J. Phys., 57, 222, 1979.
- Cocks, A.C. y A.T. Price, Sq currents in a three-dimensional ionosphere, Planet. Space Sci., 17, 471, 1969.
- Challinor, R.A., The apparent rotation of the upper atmosphere, Planet. Space Sci., 16, 557, 1968.
- Challinor, R.A., Neutral air winds in the ionospheric F region for an asymmetric global pressure system, Planet. Space Sci., 17, 1097, 1969.
- Challinor, R.A., Neutral air winds in the ionospheric F region for an asymmetric global pressure system, Planet. Space Sci., 18, 1487, 1970.
- Chiu Y.T., An improved phenomenological model of ionospheric density, J. Atmos. Terr. Phys., 37, 1563, 1975.
- Dalgarno, A., Ambipolar diffusion in the F region, J. Atmos. Terr. Phys., 26, 939, 1964.
- Duhau, S., La corriente vertical en la capa F ecuatorial, Rev. Geofís. Inst. Panam. Geo. Hist., 9, 74, 1978.
- Duhau, S. y A.A. Louro, La superrotación de la atmósfera en las proximidades del ecuador magnético, Geoacta, 10, 79, 1979.

- Duhau, S. y A.A. Louro, The current flow between the equatorial E and F regions, *J. Geophys. Res.*, 88, 9205, 1983a.
- Duhau, S. y A.A. Louro, A theoretical model of equatorial F region dynamics, *J. Geophys. Res.*, 88, 9213, 1983b.
- Duhau, S. y A.A. Louro, Boundary conditions for the neutral and ionospheric transport equations, *J. Geophys. Res.*, en prensa, 1987.
- Fejer, B.G., The equatorial ionospheric electric fields: a review, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 43, 377, 1981.
- Fejer, B.G., E. Kudeki y D.T. Farley, Equatorial F region zonal plasma drifts, *J. Geophys. Res.*, 90, 12249, 1985.
- Geisler, J.E., Atmospheric winds in the middle latitude F region, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 28, 703, 1966.
- Geisler, J.E., A numerical study of the wind system in the middle thermosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 29, 1469, 1967.
- Goldberg, R.A., Equatorial anomaly and its associated current system, *J. Geophys. Res.*, 70, 5417, 1965.
- Harris, I. y H.G. Mayr, Diurnal variations in the thermosphere I. Theoretical formulation, *J. Geophys. Res.*, 80, 3925, 1975.
- Heelis, R.A., P.C. Kendall, R.J. Moffett, D.W. Windle y H. Rishbeth, Electrical coupling of the E and F regions and its effect on F region drifts and winds, *Planet. Space Sci.*, 22, 743, 1974.
- Holmes, J.C., C.Y. Johnson y J.M. Young, Ionospheric chemistry, *Space Research*, 5, 756, 1965.
- Ill; M., J. Clairemidi y J.L. Falin, Neutral winds in the F region, *Planet. Space Sci.*, 23, 401, 1975.
- Jacchia, L.G., Thermospheric temperature, density and composition: new models, *Smithson. Astrophys. Obs. Spec. Rep.* 375, 1977.
- King-Hele, D.G., Measurements of upper atmosphere rotational speed from changes in satellite orbits, *Space Res.*, 12, 847, 1972.

- Knof, H., E.A. Mason y J.T. Vanderslice, Interaction energies, charge-exchange cross sections and diffusion cross sections for $N^+ - N$ and $O^+ - O$ collisions, *J. Chem. Phys.*, 40, 3548, 1964.
- Kohl, H. y J.W. King, Atmospheric winds between 100 and 700 km and their effects on the ionosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 29, 1045, 1967.
- Louro, A.A., El campo eléctrico, la corriente y el viento neutro en la termósfera ecuatorial, Tesis de Licenciatura en Ciencias Físicas, Universidad de Buenos Aires, 1980.
- Louro, A.A. y S. Duhau, The zonal neutral wind in the equatorial thermosphere, enviado para su publicación, 1987a.
- Louro, A.A. y S. Duhau, Meridional electric currents in the equatorial F region, enviado para su publicación, 1987b.
- Maeda, K.-I., Conductivity and drifts in the ionosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 39, 1041, 1977.
- Maeda, K.-I., Internal structure of the equatorial ionospheric dynamo, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 43, 393, 1981.
- Maeda, K.-I. y H. Murata, Ionospheric dynamo theory with consideration for magnetospheric current along the geomagnetic lines of force, *Rep. Ionos. Space Res. Japan*, 19, 272, 1965.
- Maeda, H., T. Kamei, T. Iyemori y T. Araki, Geomagnetic perturbations at low latitudes observed by Magsat, *J. Geophys. Res.*, 90, 2481, 1985.
- McClure, J.P., Diurnal variation of neutral and charged particle temperatures in the equatorial F region, *J. Geophys. Res.*, 74, 279, 1969.
- Morse, T.F., Energy and momentum exchange between non-equilibrium partition gases, *Phys. Fl.*, 6, 1420, 1966.
- Musmann, G. y E. Seiler, Detection of meridional currents in the equatorial ionosphere, *J. Geophys.*, 44, 357, 1978.
- Rawer, K., International Reference Ionosphere - IRI79, ed. J.V. Lincoln y R.O. Conkright, World Data Center A, NOAA, Boulder, Colo., 1981.

- Richmond, A.D., Equatorial electrojet - I. Development of a model including winds and instabilities, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 35, 1083, 1973.
- Richmond, A.D., S. Matsushita y J.D. Tarpley, On the production mechanism of electric currents and fields in the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 81, 547, 1976.
- Rishbeth, H., The F layer dynamo, *Planet. Space Sci.*, 19, 263, 1971a.
- Rishbeth, H. Polarization fields produced by winds in the equatorial F region, *Planet. Space Sci.*, 19, 357, 1971b.
- Rishbeth, H. y O.K. Garriott, Introduction to ionospheric physics, Academic Press, New York, 1969.
- Rishbeth, H., Thermospheric winds and the F region: a review, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 34, 1, 1972.
- Spencer, N.W., G.R. Carignan, H.G. Mayr, H.B. Niemann, R.F. Theis y L.E. Wharton, The midnight temperature maximum in the earth's equatorial thermosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 6, 444, 1979.
- Stening, R.J., Calculation of electric currents in the ionosphere by an equivalent circuit method, *Planet. Space Sci.*, 16, 717, 1968.
- Stening, R.J., An assessment of the contributions of various tidal winds to the Sq current system, *Planet. Space Sci.*, 17, 889, 1969.
- Stubbe, P., Theory of the nighttime F layer, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 30, 243, 1968.
- Sugiura, M. y D.J. Poros, An improved model equatorial electrojet with a meridional current system, *J. Geophys. Res.*, 74, 4025, 1969.
- Tarpley, J.D., The ionospheric wind dynamo, II. Solar tide, *Planet. Space Sci.*, 18, 1091, 1970.
- Untiedt, J., A model of the equatorial electrojet involving meridional currents, *J. Geophys. Res.*, 72, 5799, 1967.
- Van Zandt, T.E., R.B. Norton y G.H. Stonehocker, Photochemical rates in the equatorial F2 region from the 1958 eclipse,

- J. Geophys. Res., 65, 2003, 1960.
- Volland, H., A simplified model of the geomagnetic Sq current system and the electric fields within the ionosphere, Cosmic Electrodyn., 1, 428, 1970.
- Volland, H., Coupling between the neutral tidal wind and the ionospheric dynamo current, J. Geophys. Res., 81, 1621, 1976.
- Wakai, N., Study on the nighttime E region and its effects on the radio wave propagation, J. Radio Res. Lab., 18, 245, 1971.
- Waldteufel, P. y J.P. McClure, Preliminary comparisons of middle and low latitude Thomson scatter data, Annls. Géophys., 25, 785, 1969.
- Wharton, L.E., N.W. Spencer y H.G. Mayr, The earth's thermospheric superrotation from Dynamics Explorer 2, Geophys. Res. Lett., 11, 531, 1984.
- Woodman, R.F., East-west ionospheric drifts at the magnetic equator, Space Res., 12, 969, 1972.
- Zalesak, S.T., S.L. Ossakow y P.K. Chaturverdi, Nonlinear equatorial spread F: the effect of neutral winds and background Pedersen conductivity, J. Geophys. Res., 87, 151, 1982.

TABLAS

TABLA 1Valores típicos de magnitudes ionosféricas

f_m (región E)	5×10^{-16} a 5×10^{-15} kgm^{-3}
f_m (región F)	2.7×10^{-15} a 2.7×10^{-14} kgm^{-3}
$ \bar{v} $	$\leq 10^2$ ms^{-1}
$ \bar{j} $ (región E)	10^{-7} a 10^{-6} Am^{-2}
$ \bar{j} $ (región F)	10^{-8} a 10^{-7} Am^{-2}
$ \bar{B} $	
n_e (región E)	10^{10} a 10^{11} m^{-3}
n_e (región F)	10^{11} a 10^{12} m^{-3}

TABLA 2

Valores de ν_{ei} dados por Banks y Kockarts (1973) en región E ($n_e \sim 10^{11} \text{ m}^{-3}$, $T_e \sim 1000 \text{ K}$) y región F ($n_e \sim 10^{12} \text{ m}^{-3}$, $T_e \sim 2000 \text{ K}$), y la girofrecuencia electrónica ω_e .

ν_{ei} (región E)	160 s ⁻¹	●
ν_{ei} (región F)	560 s ⁻¹	
ω_e	5.3x10 ⁶ s ⁻¹	

TABLA 3Valores de la constante de colisión

$$\frac{K_{in}}{v_i} = K_{in} \left(\frac{m_i}{m_n} \right) \frac{n_i}{n_n}$$

Especie iónica	Especie neutra	$K_{in}, 10^{-16} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$
O_2^+	O	5,00
NO^+	O	4,94
O_2^+	N_2	4,75
NO^+	N_2	4,65

FIGURAS

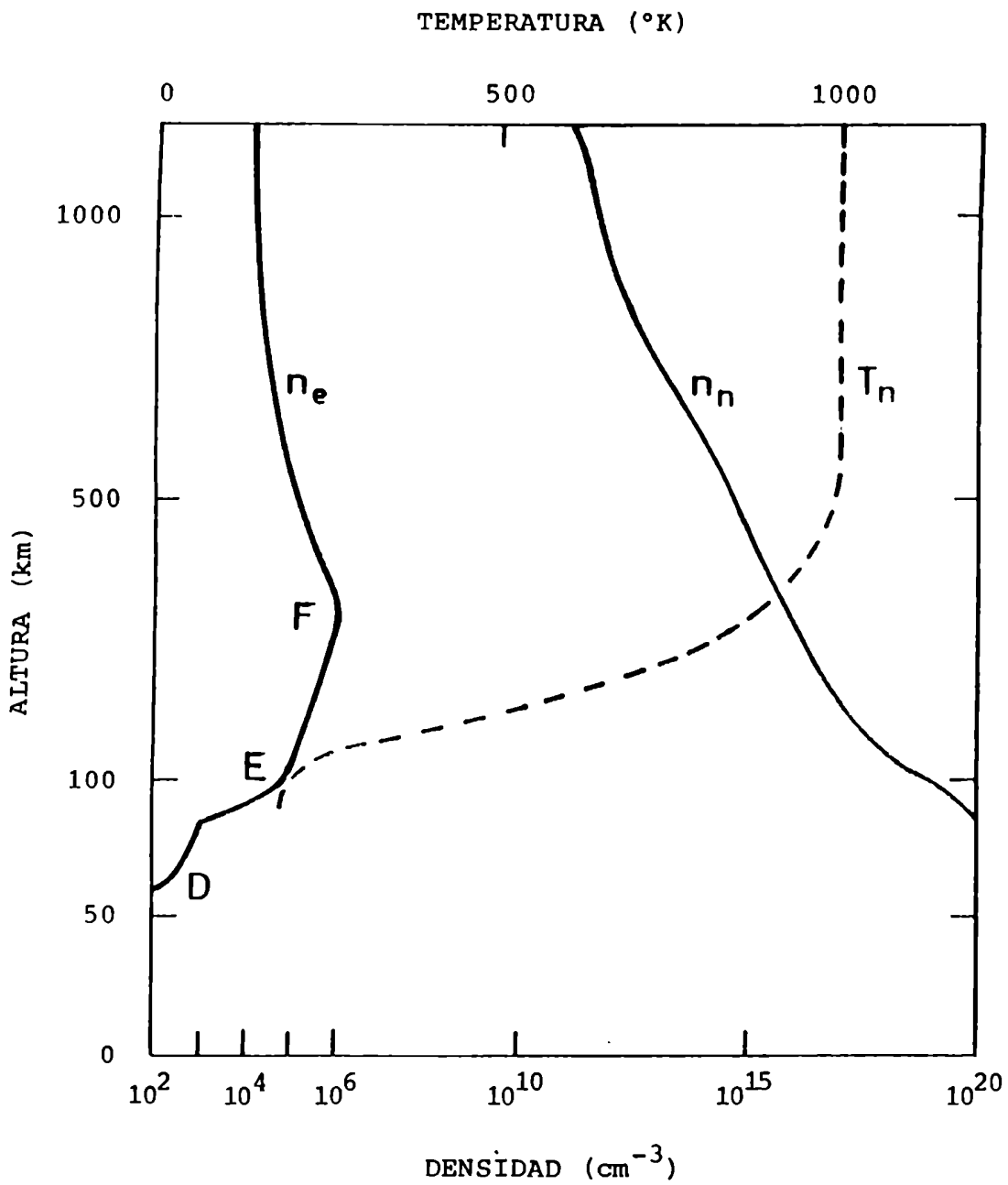


Figura 1.1: Esquema del perfil de densidad numérica electrónica con la altura (Banks, 1966), y la densidad numérica y temperatura de la atmósfera neutra (Jacchia, 1977, con temperatura exosférica igual a 1000 K).

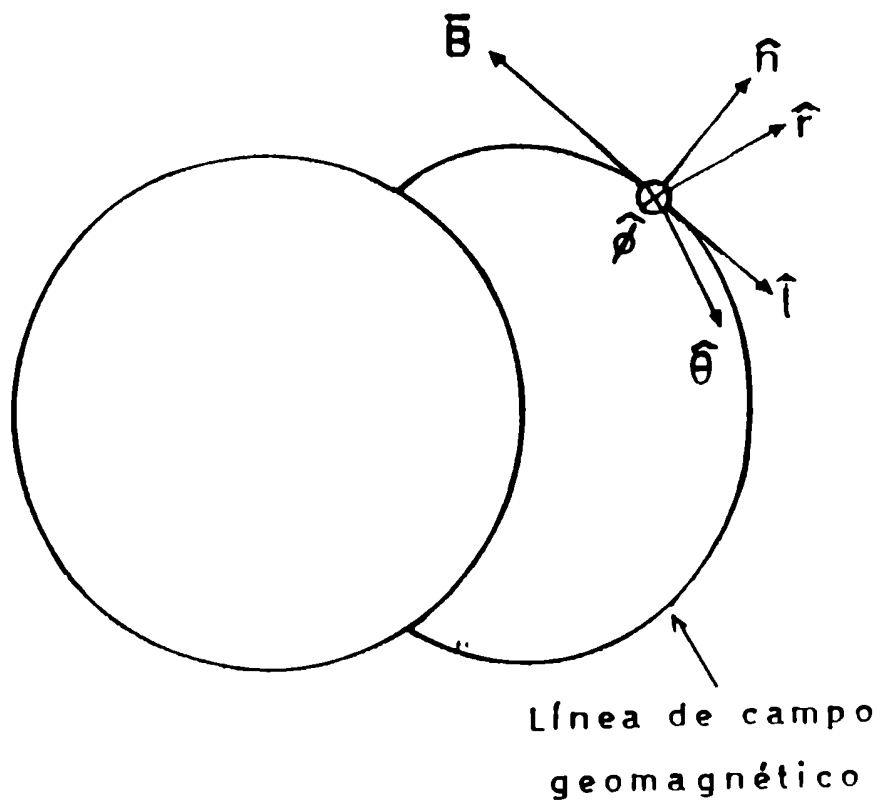


Figura 2.1: Esquema de los sistemas de coordenadas geográficas y geomagnéticas utilizadas en este trabajo.

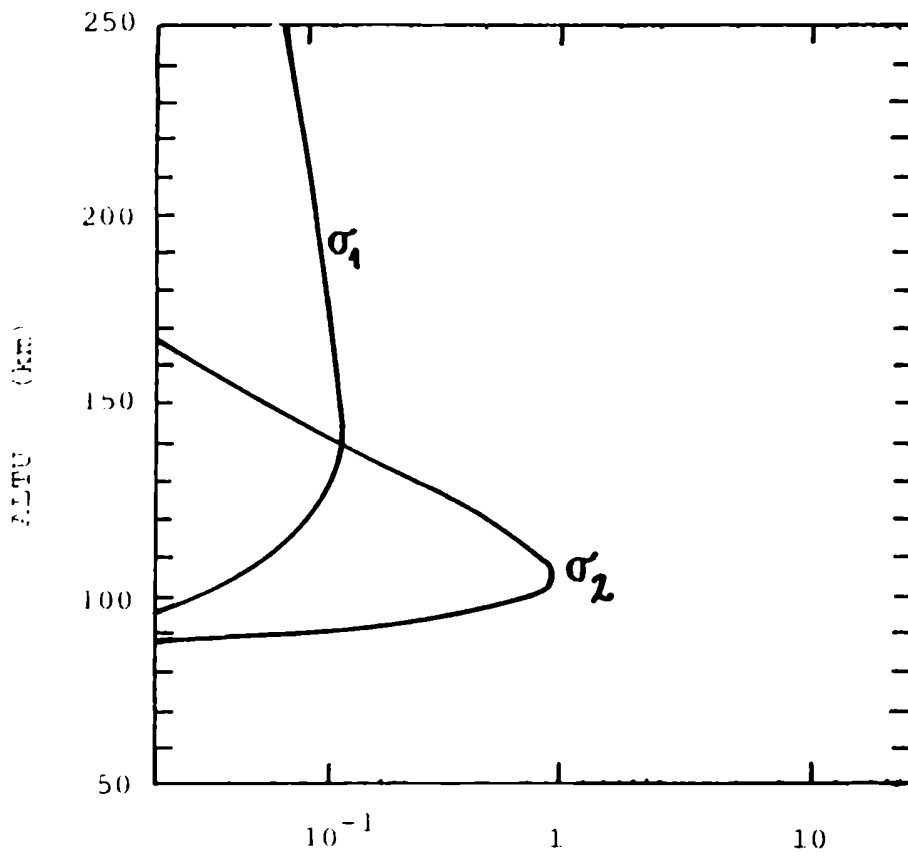


Figura 2.1: Perfiles de las conductividades de Hall (σ_2) y de Pedersen (σ_1) en la ionósfera, según Baker y Martyn (1953). Los valores han sido normalizados con respecto al valor máximo de σ_2 .

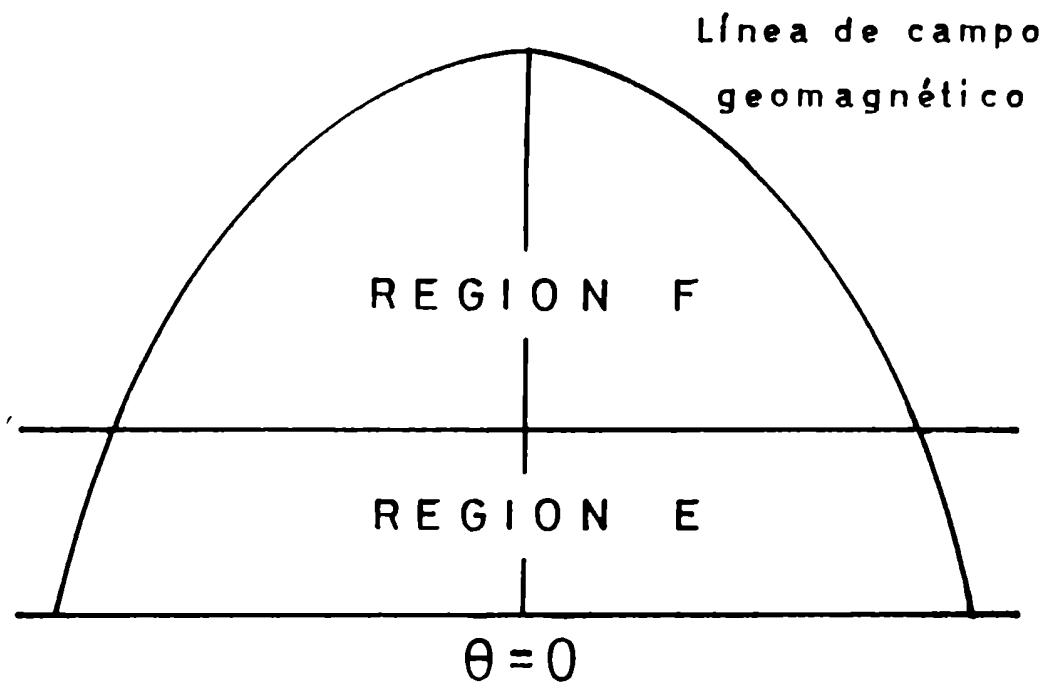


Figura 4,1: Esquema del modelo de capas ionosféricas del presente trabajo.

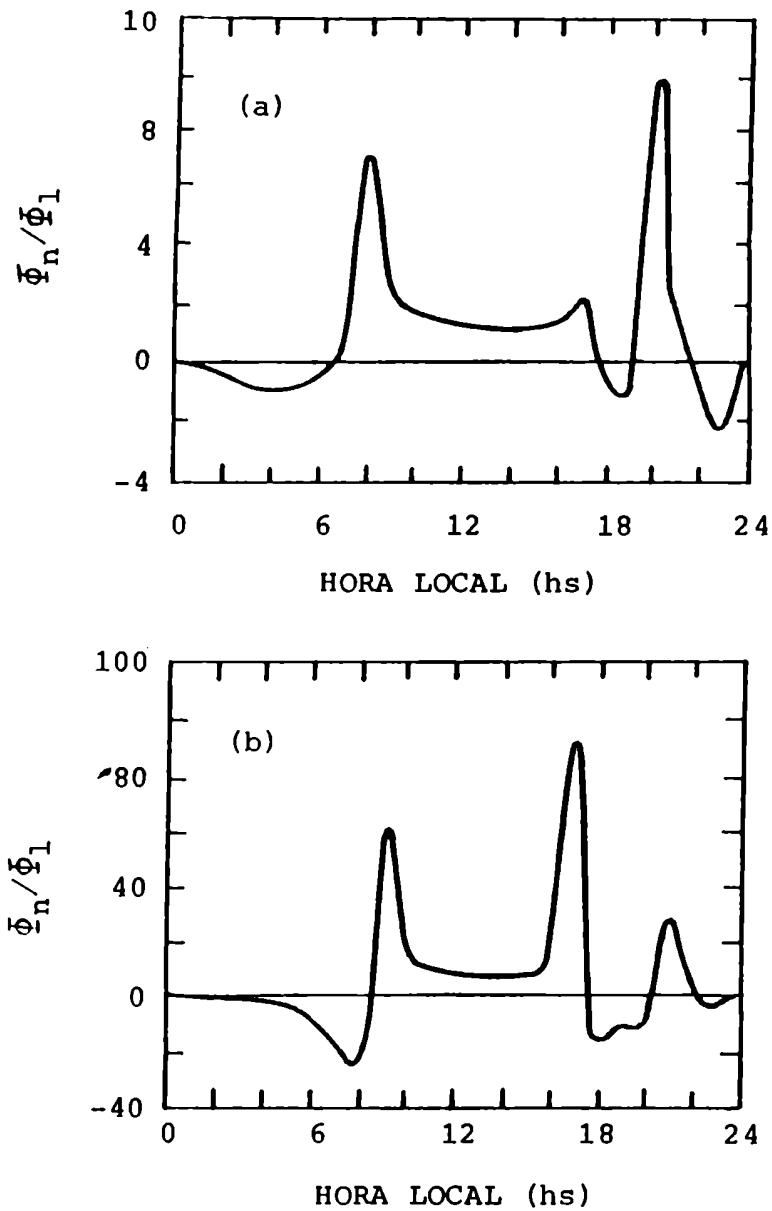


Figura 4.2: Cociente entre las componentes normal, Φ_n , y paralela, Φ_{\parallel} , a las líneas de campo magnético, del flujo total de corriente que ingresa en la capa F, (a): en el intervalo de latitudes entre 4° y 6° , y (b) entre 0° y 4° .

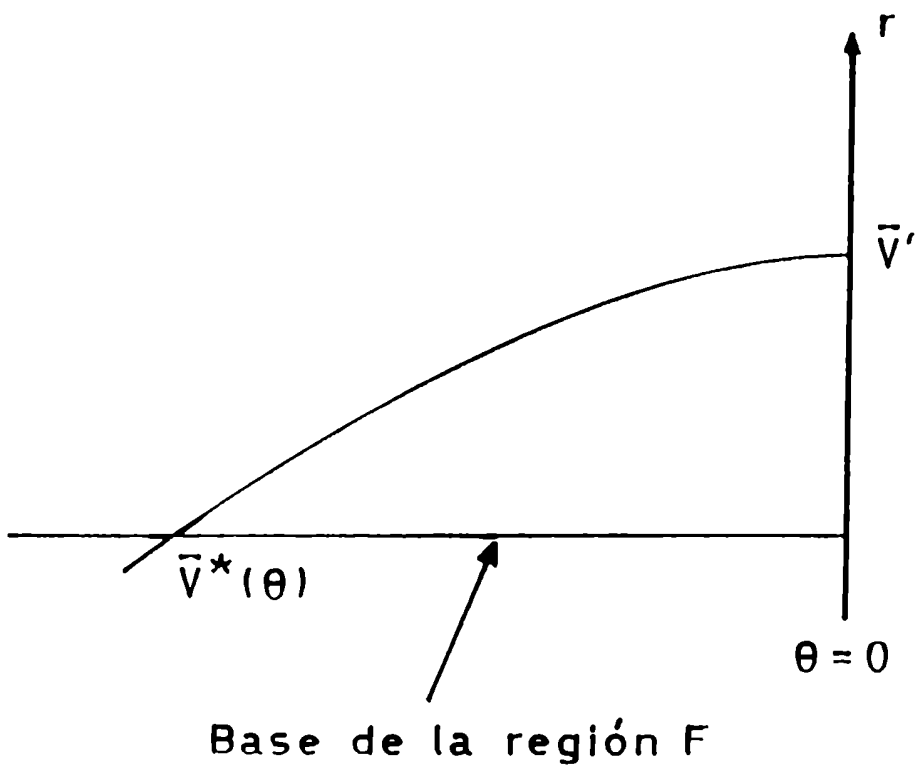


Figura 5.1: Esquema de la notación de la ecuación (5.4).

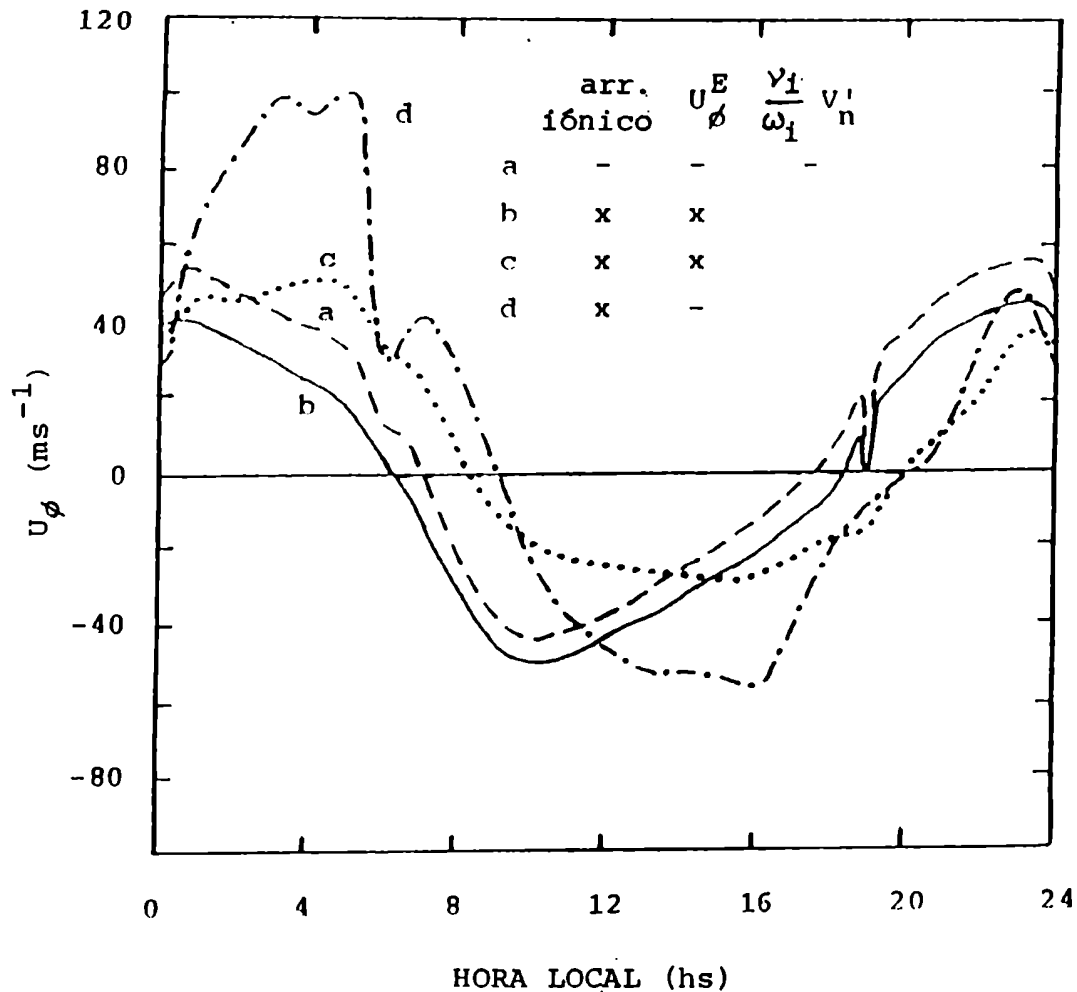


Figura 5.2: La velocidad iónica zonal en la base de la región F. Curva a: calculada sin fuerza de arrastre iónico; curva b: calculada con arrastre iónico, incluyendo la corrección $(\nu_i/\omega_i)v'_n$ y el viento zonal de región E, U_{ϕ}^E ; curva c: calculada con arrastre iónico, incluyendo sólo U_{ϕ}^E ; curva d: calculada con arrastre iónico, excluyendo ambos $(\nu_i/\omega_i)v'_n$ y U_{ϕ}^E .

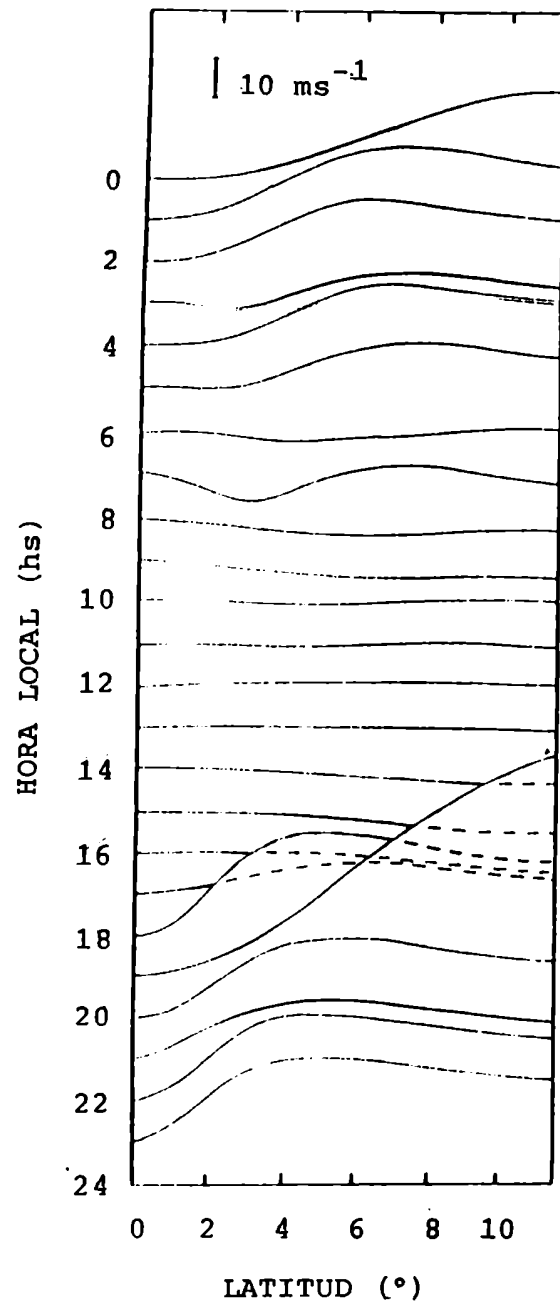


Figura 5.3: La velocidad iónica zonal relativa a su valor en el ecuador calculada en la base de la región F en función de la latitud y a intervalos de 1 hora,

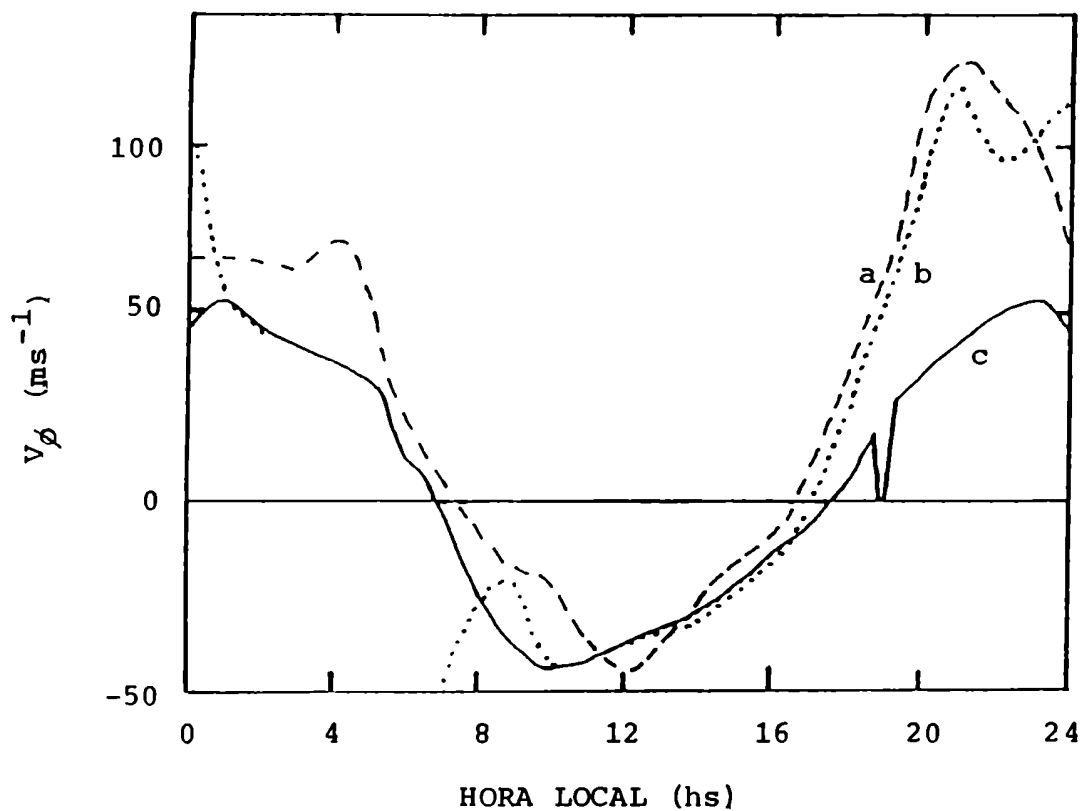


Figura 5.4: Velocidad iónica zonal a los 300 km sobre el ecuador. Las curvas (a) y (b) son los valores medido en Jicamarca (Fejer, 1981) a actividad solar alta y baja respectivamente; la curva (c) es el presente cálculo.

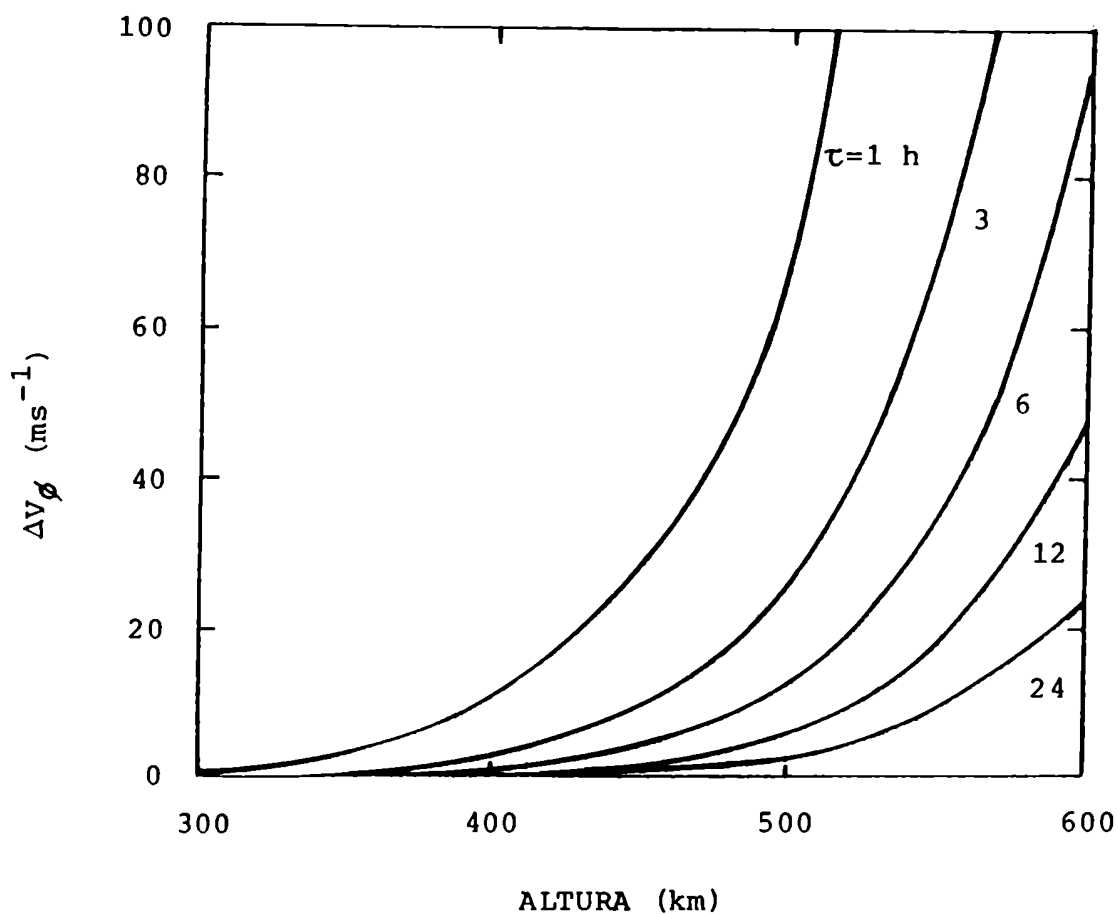


Figura 5.5: Corrección ΔV_ϕ a la velocidad iónica zonal debida a la inclusión de fuerzas de gradiente de presión en la ionósfera, en función de la altura y el tiempo característico $1/\tau \equiv \partial(\ln n_i)/\partial t$.

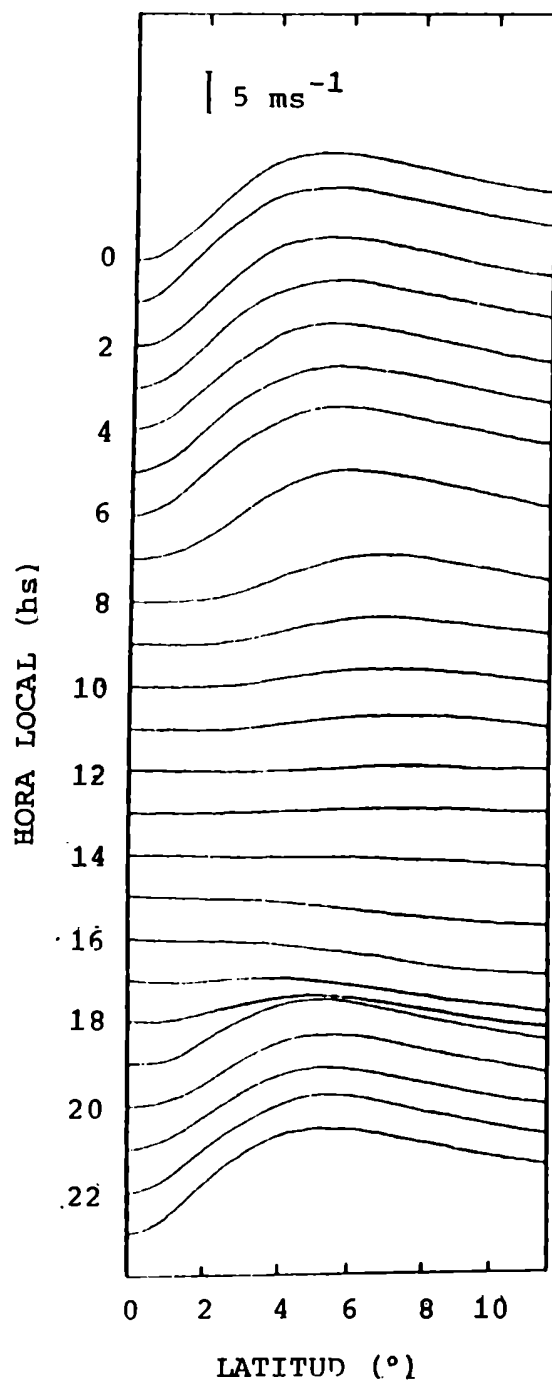


Figura 5.6: La velocidad neutra zonal relativa a su valor en el ecuador calculada en la base de la región F en función de la latitud y a intervalos de 1 hora.

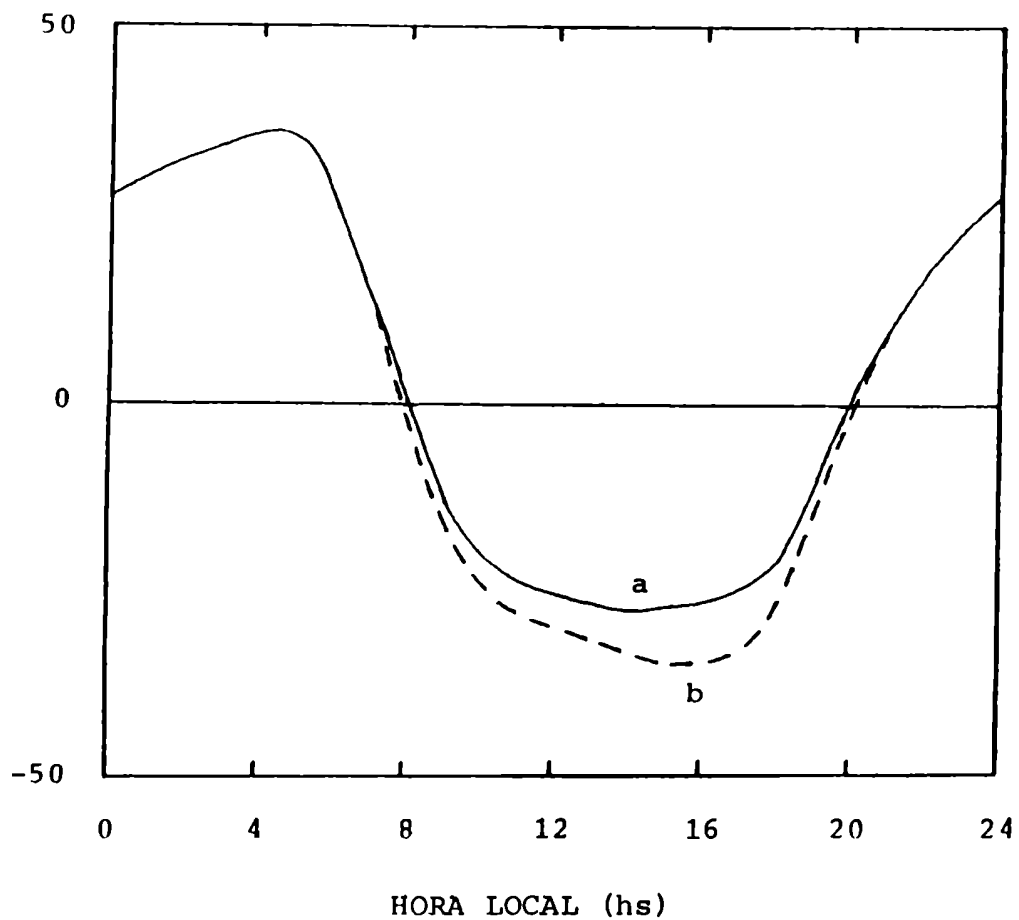


Figura 5,7: La velocidad neutra zonal calculada en la base de la región F en el ecuador. La curva (a) fue calculada sin la fuerza de arrastre iónico, y la curva (b) fue calculada con esa fuerza.

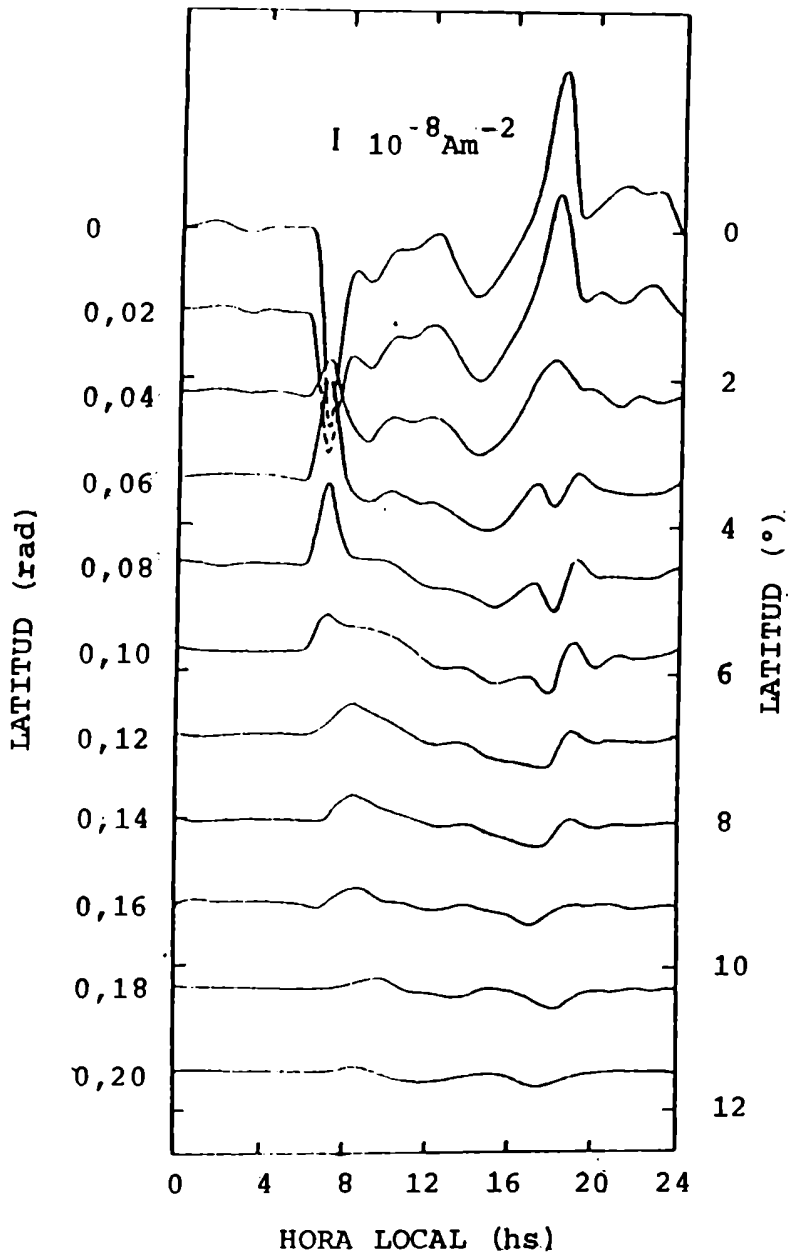


Figura 5.8: La densidad de corriente normal al campo geomagnético calculada en la base de la región F en función de la hora a intervalos de latitud de 0,02 rad.

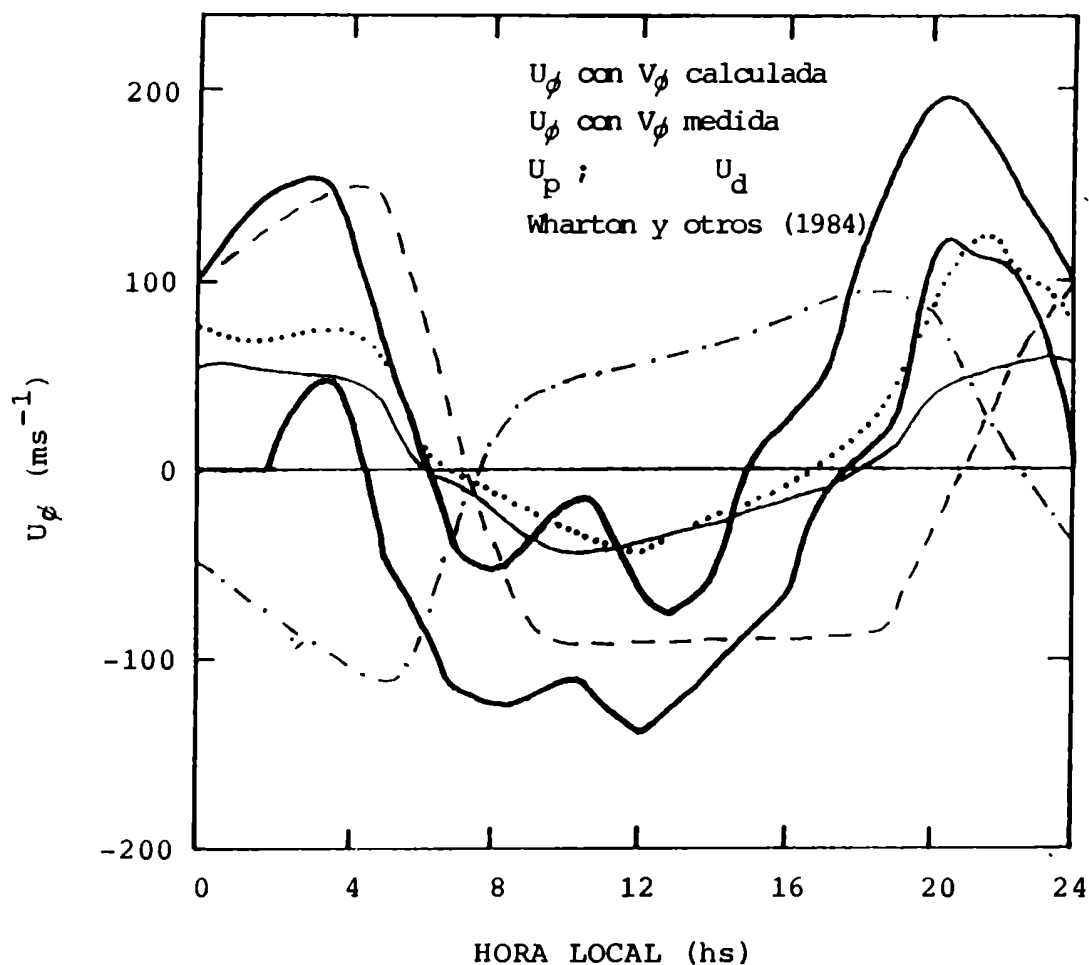


Figura 6.1: Velocidad neutra zonal a los 300 km y en el ecuador: presente cálculo y valores medidos (Wharton y otros, 1984). Estos últimos están representados por una banda que indica el área aproximada que los contiene.

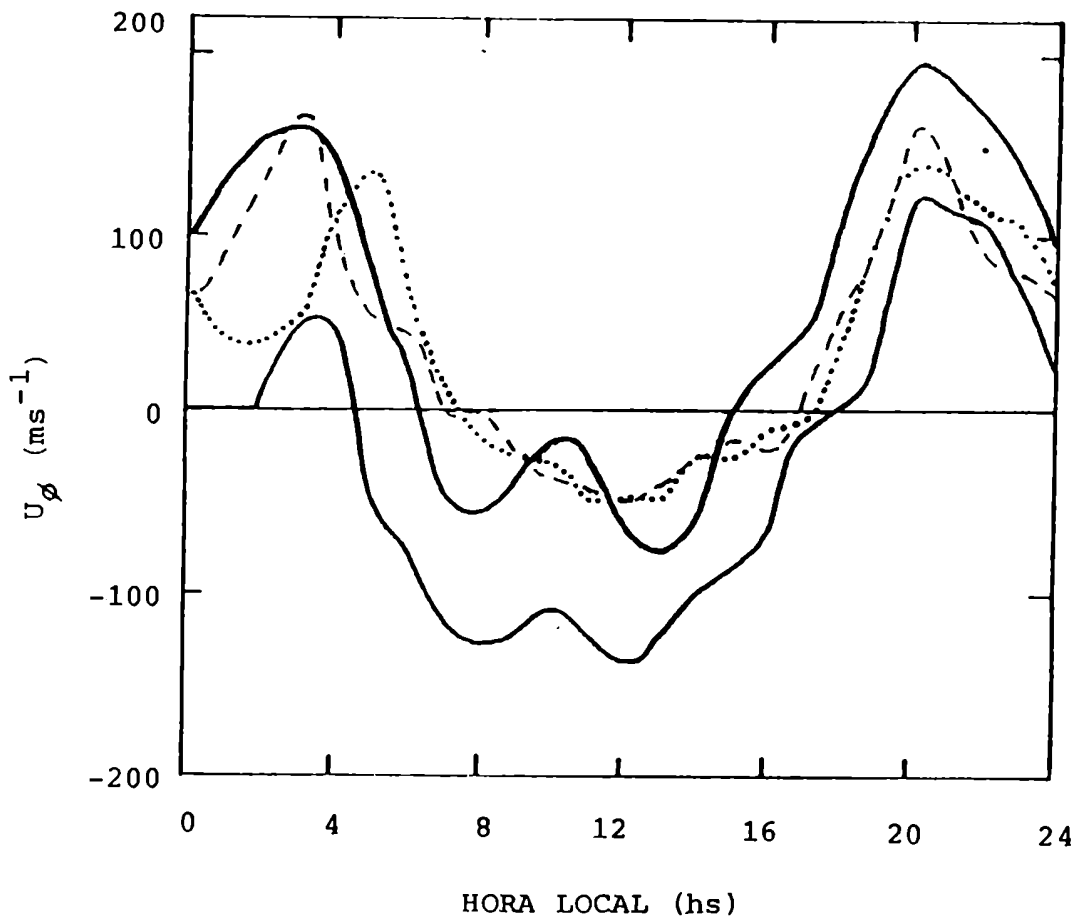


Figura 6,2: Velocidad neutra zonal a los 300 km y sobre el ecuador calculada usando valores medidos de temperatura neutra (Spencer y otros, 1979) para un caso extremo de anomalía ecuatorial de temperatura (curva de trazos) y un caso típico (curva de puntos), junto con la banda de valores medidos de la Figura 6,1 (Wharton y otros, 1984).

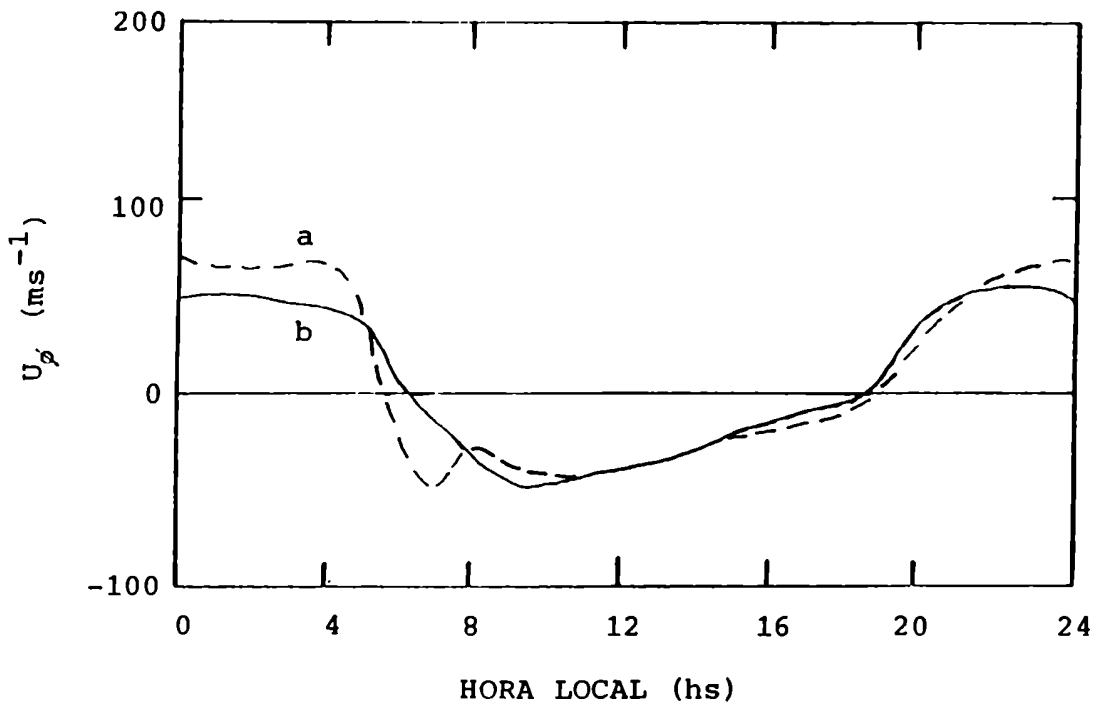


Figura 6.3: Velocidad neutra zonal calculada a los 250 (a) y 450 km (b) sobre el ecuador.

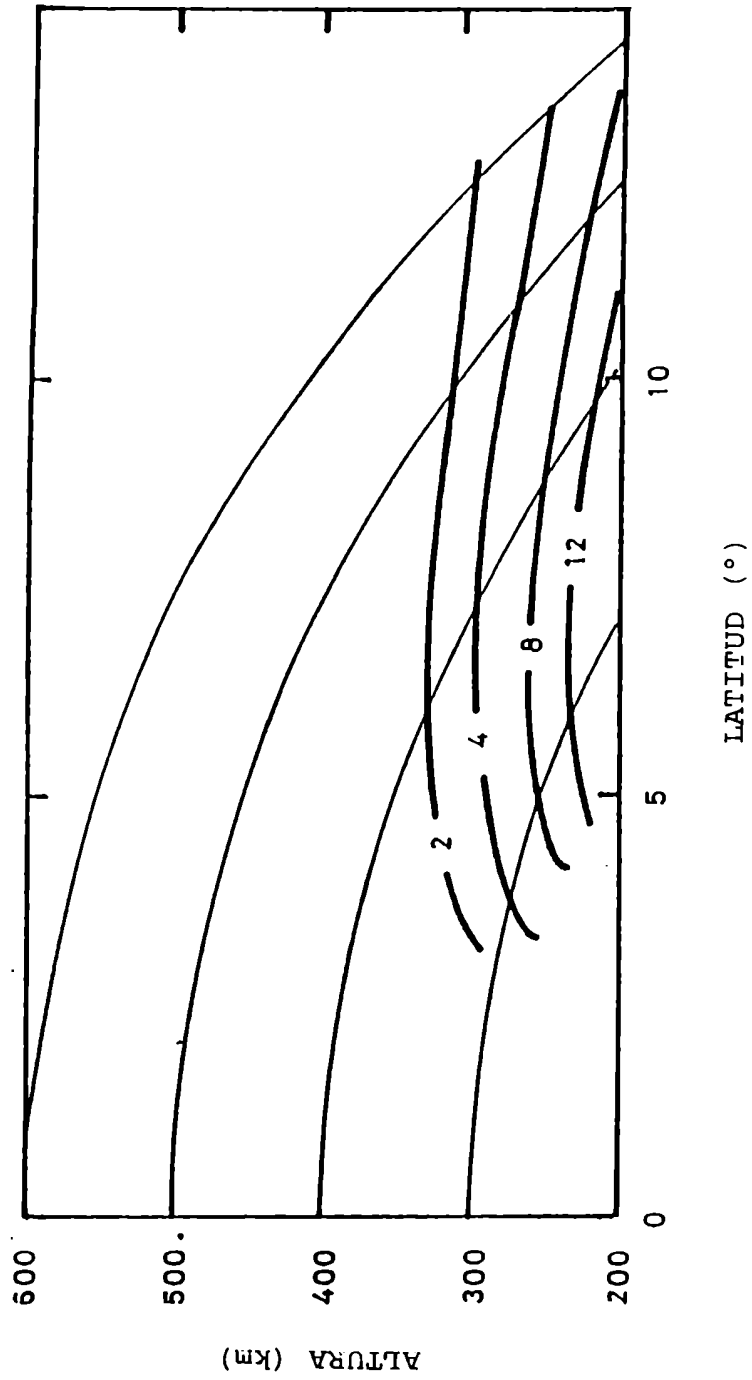


Figura 7.1.1: Curvas de nivel de B (nT) calculadas a las 6 HL.

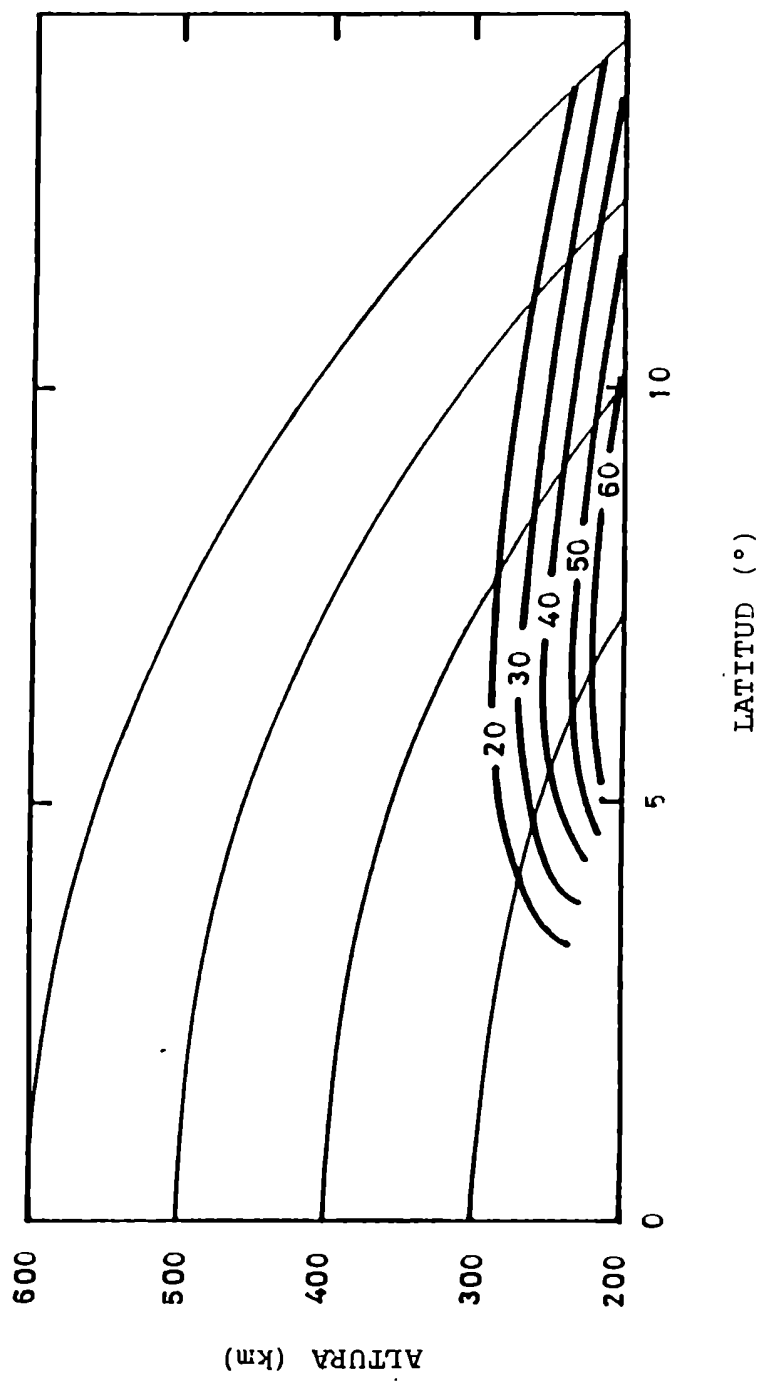


Figura 7.2: Curvas de nivel de B (nT) calculadas a las 12 HL.

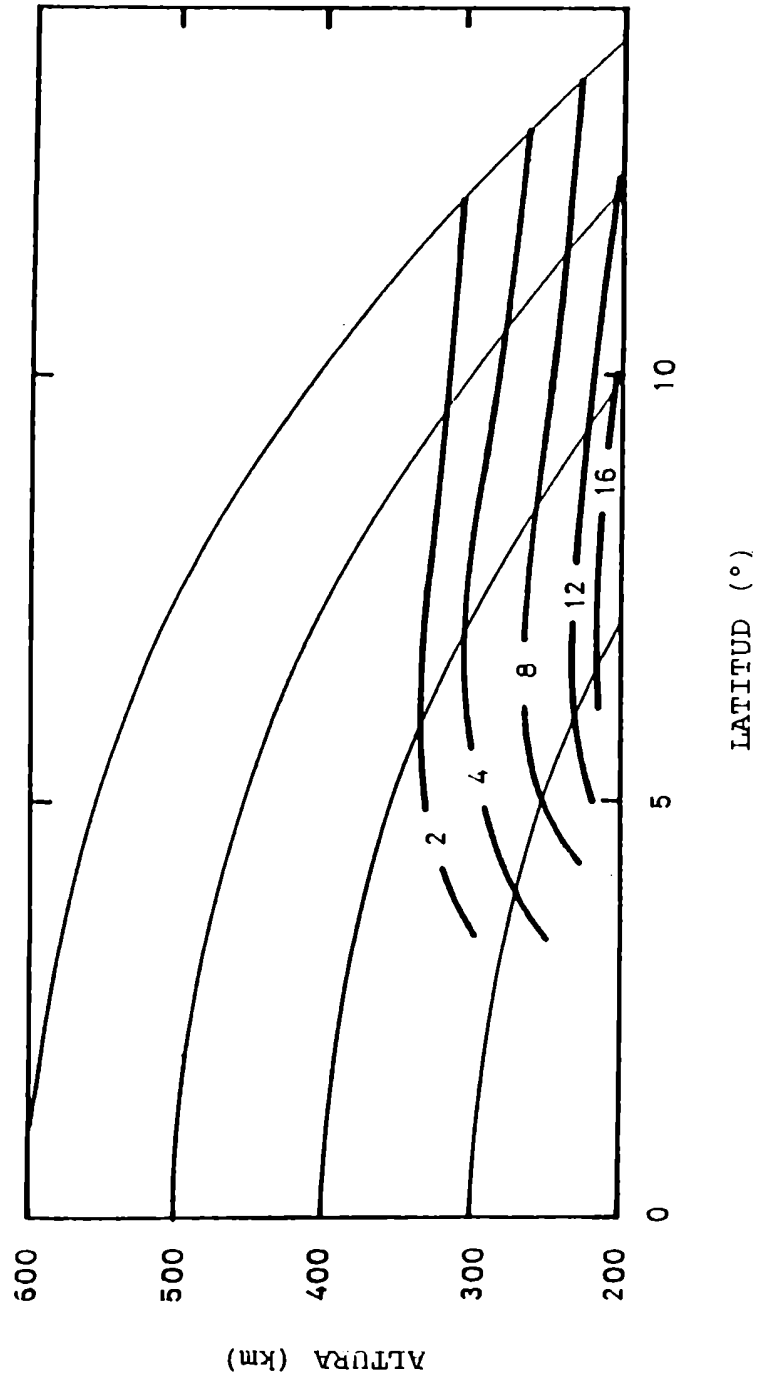


Figura 7,3: Curvas de nivel de B (nT) calculadas a las 18 HL.

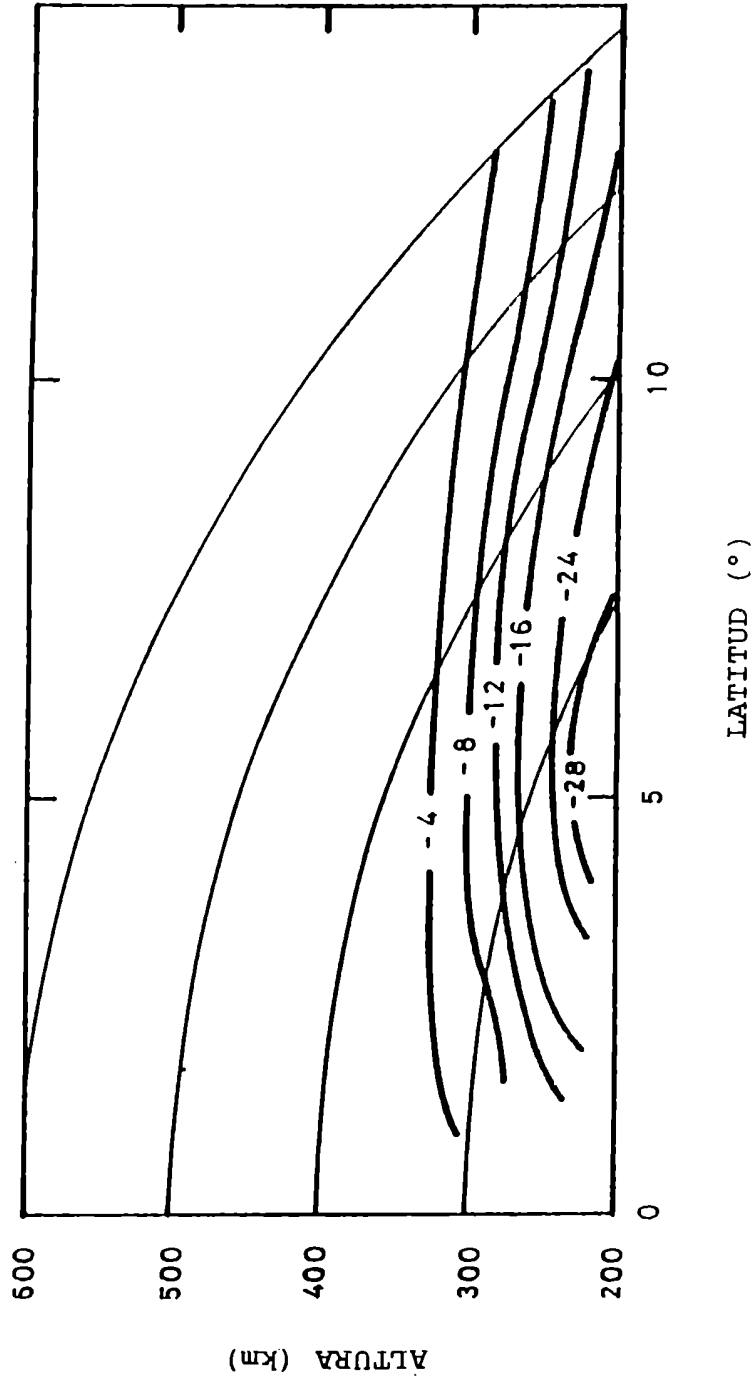


Figura 7.4: Curvas de nivel de B (nT) calculadas a las 23 HL.

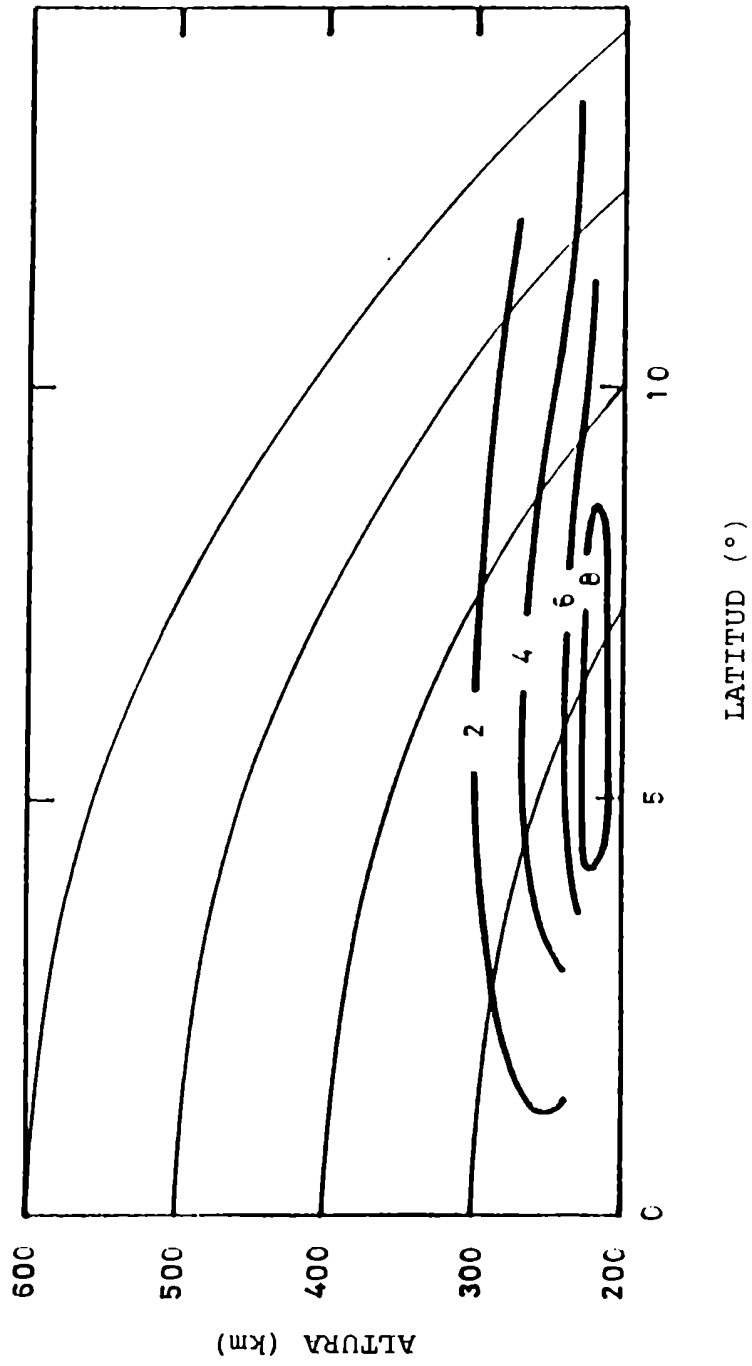


Figura 7.5: Curvas de nivel de B (nT) calculadas a las 3 HL.

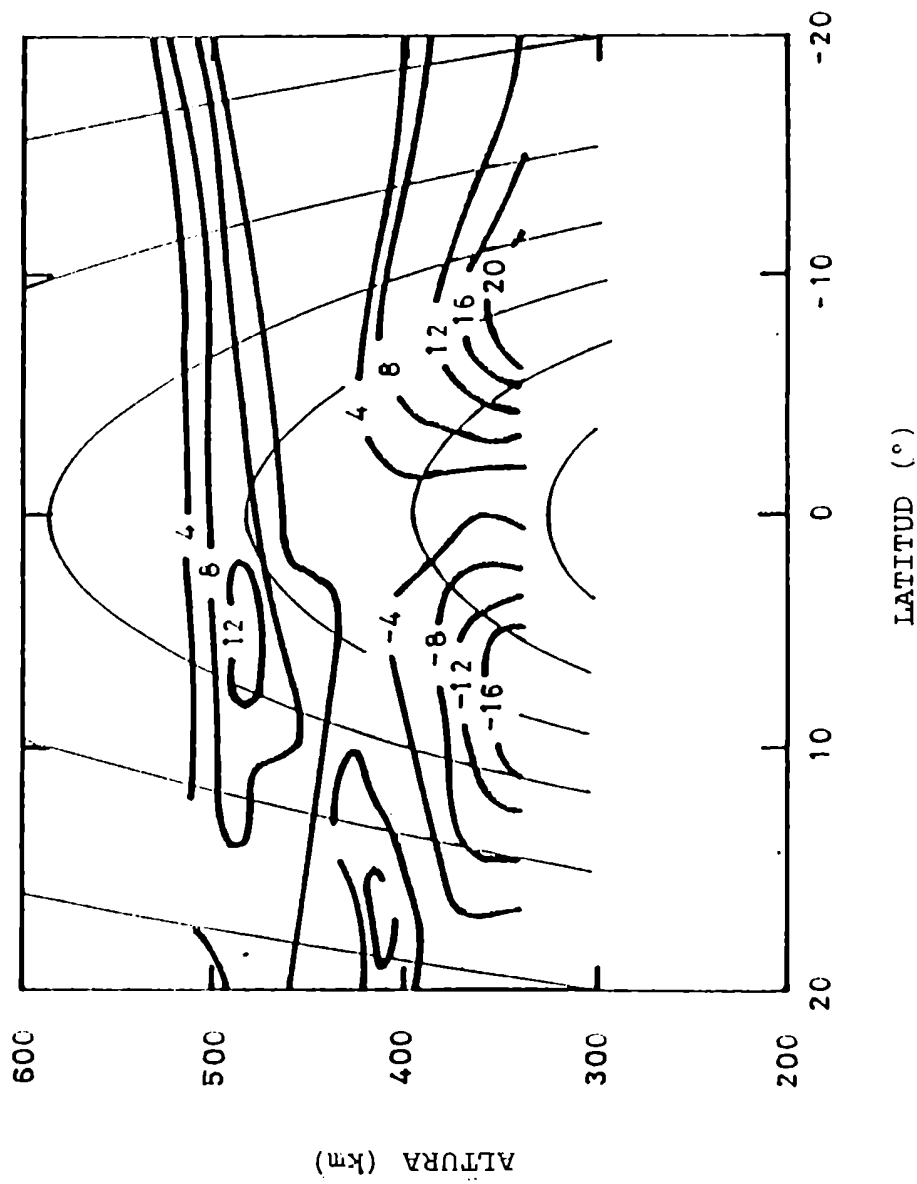


Figura 7.6: Curvas de nivel del campo magnético anómalo ΔD medidas por el satélite Magsat (nT) en el intervalo de longitudes 270° a 340° (Maeda y otros, 1985).

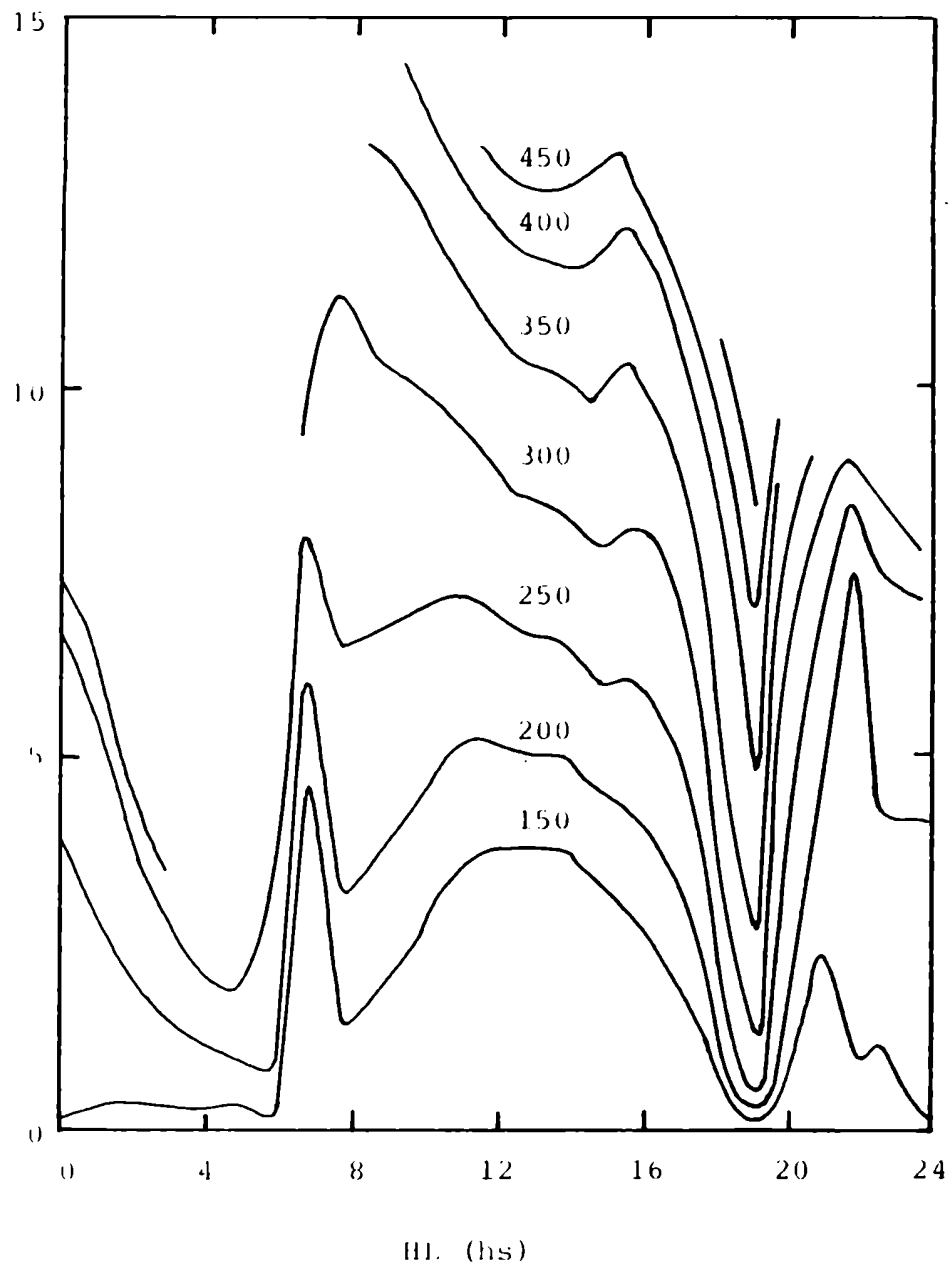


Figura A.1: Variación con la altura y la hora local de la densidad electrónica utilizada en el presente trabajo.

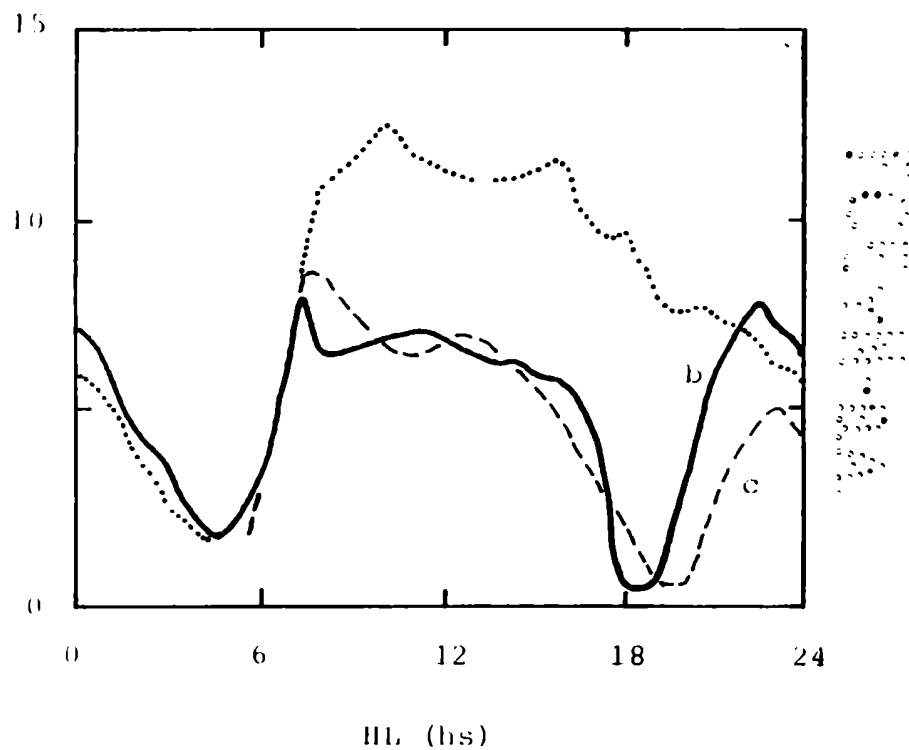


Figura A.2: Variación con la hora local de la densidad electrónica a los 250 km de altura calculada mediante un modelo de Chapman de acuerdo a Rishbeth (1971b) (a), mediante el modelo del presente trabajo (b), medida por Waldteufel y McClure (1969) en septiembre 1967 (c).

[Handwritten signature]

[Handwritten signature]