

EL ACOPLAMIENTO ENTRE LA ATMOSFERA NEUTRA Y LA IONOSFERA EN LA BASE DE LA REGION F ECUATORIAL

A.A. Louro *

Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Universidad de Buenos Aires

RESUMEN

De acuerdo a un modelo de la dinámica de la termosfera ecuatorial previamente introducido por S. Duhau y el autor, la velocidad iónica zonal en la base de la región F cumple una ecuación diferencial que describe su dependencia de las condiciones de un circuito eléctrico formado entre las regiones E y F a través de las líneas de campo geomagnético y del arrastre entre iones y neutros, despreciando el efecto de dicho arrastre sobre la velocidad neutra, con lo cual la ecuación de movimiento de los neutros queda desacoplada de la ecuación para la velocidad iónica. En este trabajo se incluye ese efecto, resolviéndose el sistema de ecuaciones acopladas resultante, y calculándose asimismo la densidad de corriente intercambiada entre las regiones E y F.

ABSTRACT

According to a model of equatorial thermospheric dynamics previously introduced by S. Duhau and the author, the zonal ion velocity at the base of the F-region satisfies a differential equation that describes its dependence on an electric circuit formed between the E- and F- regions by the geomagnetic field lines, and on the drag between ions and neutrals, the effect of the latter on the neutral velocity being considered negligible, with the neutral equation of motion consequently uncoupled from the ion velocity equation. In this work the effect of ion-neutral drag is included, and the resulting coupled system of equations is solved. The current density exchanged between the E- and F-regions is also calculated.

* Becario del CONICET

1. INTRODUCCION

En trabajos anteriores (Louro y Duhau, 1981; Duhau y Louro, 1981) se presentó un modelo teórico de la termósfera ecuatorial que predecía las velocidades iónica y neutra en esa zona, así como la densidad de corriente intercambiada entre las regiones E y F.

La velocidad iónica, que es proporcional al campo eléctrico, está determinada en toda la zona en cuestión por sus valores en el contorno, la base de la región F, gracias a la equipotencialidad de las líneas de campo geomagnético. En el trabajo mencionado, se halló una ecuación diferencial para la velocidad iónica en función de la latitud en la base de la capa F. Por otra parte, la velocidad neutra satisface la ecuación de movimiento para la atmósfera neutra, que como se vió en aquella ocasión, contiene esencialmente dos fuerzas, la de gradiente de presión y el arrastre iónico, siendo este último proporcional a la corriente eléctrica normal al campo geomagnético. En la base de la región F, es usual suponer que el arrastre iónico es despreciable, pues se considera que la corriente es exclusivamente paralela al campo. Esta suposición permitía desacoplar las dos ecuaciones. Sin embargo, Louro y Duhau (1981) mostraron que, por el contrario, en la zona ecuatorial predomina la corriente normal al campo, y su magnitud es tal que podría no ser despreciable su efecto aún en la base de la región F. En este trabajo, por lo tanto, se estudia el efecto de retener el término de arrastre iónico en la ecuación de movimiento neutra a esa altura, resolviendo el sistema acoplado de ecuaciones.

2. ECUACIONES DEL MODELO

Según lo hallado por Louro y Duhau (1981) la condición de divergencia nula de la corriente en la capa E considerada como una lámina delgada de corriente horizontal conduce a la ecuación

$$\frac{1}{r_E} \frac{\partial J_\theta}{\partial \theta} = j_n^* \cos I \quad (1)$$

donde J es la densidad de corriente integrada en altura en la capa E, r_E es la altura geocéntrica de la capa E, j_n^* es la densidad de corriente en la interfase entre las regiones E y F, e I es la inclinación magnética; θ es la latitud y n es la dirección normal al campo geomagnético.

Por otra parte, ignorando el efecto de un campo eléctrico en la dirección este-oeste (Rishbeth, 1971; Louro y Duhau, 1981), la corriente meridional resulta proporcional al campo eléctrico en la misma dirección:

$$j_{\theta} = \Sigma_{\theta\theta} E_{\theta} \tag{2}$$

con

$$\Sigma_{\theta\theta} = \frac{\Sigma_1}{\text{sen}^2 l + \frac{\Sigma_1}{\Sigma_0} \cos^2 l} \tag{3}$$

donde Σ_0 y Σ_1 son las conductividades integradas paralela y de Pedersen respectivamente.

En la ecuación (1) se reemplazan E_{θ} y j_n en la base de la región F por sus expresiones en términos de las velocidades dadas por la Ley de Ohm y la ecuación de movimiento del plasma ionosférico (Louro y Duhau, 1981):

$$E_{\theta} = - V_{\phi} B \text{ sen } l \tag{4}$$

$$j_n = n_e e \frac{v_i}{\Omega_i} (U_{\phi} - V_{\phi}) \tag{5}$$

donde \bar{B} es la inducción geomagnética, n_e es la densidad electrónica, v_i es la frecuencia de colisión entre iones y neutros, Ω_i es la girofrecuencia iónica, \bar{U} es la velocidad de las partículas neutras, y el subíndice ϕ denota la longitud. Entonces llamando $x = \pi/2 - \theta$ a la latitud medida desde el ecuador, e introduciendo los parámetros $\alpha \equiv \Sigma_1/\Sigma_0 \ll 1$ y $\beta \equiv 1 - \alpha$, la ecuación (1) puede escribirse como:

$$a(x) V_{\phi}(x) + b(x) \frac{\partial V_{\phi}}{\partial x} = c(x) \tag{6}$$

donde

$$a(x) = \frac{\Sigma_1 B}{r_E} \frac{2 \cos 2x (\alpha - \beta \text{sen}^2 2x)}{(\beta \text{sen}^2 2x + \alpha)^2} + n_e e \frac{v_i}{\Omega_i} \tag{7}$$

$$b(x) = \frac{\Sigma_1 B}{r_E} \frac{\text{sen } 2x}{\beta \text{sen}^2 2x + \alpha} \tag{8}$$

$$c(x) = n_e e \frac{v_i}{\Omega_i} U_{\phi}(x) \tag{9}$$

La evolución temporal de U_{ϕ} está dada por la ecuación de movimiento (Louro y Duhau, 1981):

$$\frac{\partial U_{\phi}}{\partial t} \left(1 + \frac{U_{\phi}}{\sigma_t} \right) = - \frac{1}{\rho v_t} \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{\sigma_1 B}{\rho} (U_{\phi} - V_{\phi}) \tag{10}$$

Las ecuaciones (6) y (10) permiten calcular las velocidades iónica y neutra en la base de la región F, y la densidad de corriente se obtiene luego de la ec. (5). Se ve que al retenerse el término de arrastre iónico en (10), ambas ecuaciones permanecen acopladas.

Para determinar unívocamente la solución de (6), es necesario fijar un valor inicial de V_ϕ . Desarrollando la ecuación (6) en serie alrededor de $x = 0$, bajo la suposición de que todas las funciones de la latitud involucradas son simétricas con respecto al ecuador, de los términos a orden 0, se obtiene:

$$V_\phi(x=0) = \frac{1}{1 + \frac{\Sigma_1 B}{r} \frac{2}{\alpha} \frac{1}{n_e e \sqrt{\Omega}}} \cdot U_\phi(x=0) \quad (11)$$

En el límite de conductividad paralela infinita, $\alpha \rightarrow 0$, (11) indica entonces que también $V_\phi(0) \rightarrow 0$. En ese límite, y definiendo el parámetro adimensional $\gamma \equiv \sigma_1 r_E / \Sigma_1$ donde $\sigma_1 = n_e e v_i / \Omega_i$ es la conductividad de Pedersen, (6) se reduce a:

$$(\gamma \sin 2x - 2 \cot 2x) V_\phi + \frac{\partial V_\phi}{\partial x} = \gamma U_\phi \sin 2x \quad (12)$$

Para resolver el sistema acoplado compuesto por las ecs. (10) y (12), se aproximó la derivada en esta última según el esquema de Euler:

$$\frac{\partial V_\phi}{\partial x} \approx \frac{V_\phi(x+h) - V_\phi(x)}{h} \quad (13)$$

y reordenando términos en (12) se obtuvo:

$$V_\phi(x+h) \approx h \gamma \sin 2x \{U_\phi(x) - V_\phi(x)\} + V_\phi(x)(1+2h \cot 2x) \quad (14)$$

La condición inicial $V_\phi(x=0)=0$ permite calcular $U_\phi(x=0)$ de (10), y luego recursivamente, conocidos $U_\phi(x)$ y $V_\phi(x)$, se calculan $V_\phi(x+h)$ de (14) y $U_\phi(x+h)$ nuevamente de (10).

3. PARAMETROS

La densidad electrónica en la región F ha sido representada por el modelo semiempírico introducido anteriormente por Duhau y Louro (1980).

La conductividad integrada de Pedersen Σ_1 ha sido evaluada según la expresión de Heelis y otros (1974):

$$\Sigma_1 = 1.2 \cdot 10^{-10} N_{mE}$$

en unidades m.k.s. N_{mE} es la densidad electrónica máxima de la región E. Los valores asignados a este parámetro, al igual que en los trabajos precedentes (Duhau y Louro, 1980, 1981), corresponden a los valores medidos durante el día en La Paz, Septiembre 1967, citados por Rishbeth (1971) y Heelis y otros (1974), y al promedio de las curvas para actividad solar mínima (Huancayo, 1964) (Barqhausen, 1964, citado por Wakai, 1971) y máxima (Boulder, 1957, 1958) (Wakai, 1971) durante la noche.

La composición y temperatura de la atmósfera neutra a los 150 km han sido evaluadas con el modelo de Jacchia (1977) utilizando las mediciones de temperatura exosférica en Jicamarca de Waldteufel y McLure (1969).

Para la frecuencia de colisión, se ha tenido en cuenta que a la altura de interés, 150 km, el ión predominante durante la noche es el NO^+ , mientras que durante el día predominan el NO^+ y el O_2^+ con densidades aproximadamente iguales (Holmes, et al. 1965). Por otra parte, las frecuencias de colisión de estos dos iones con los constituyentes neutros mayoritarios, O y N_2 son prácticamente iguales (ver Tabla 1). Por lo tanto, se han asignado a toda hora a la frecuencia de colisión los valores correspondientes al NO^+ de acuerdo con los datos de Stubbe (1968) consignados en la Tabla 1.

Finalmente, dada la similitud de masa de los iones NO^+ y O_2^+ , la girofrecuencia iónica ha sido evaluada sobre la base de un ión con masa 31amu.

TABLA 1

Ión	Neutro	$K_{in} (10^{-16} m^3 s^{-1})$
O_2^+	O	5,00
NO^+	O	4,94
O_2^+	N_2	4,75
NO^+	N_2	4,65

Valores de la constante K_{in} ($v_{in} = K_{in} (M_n/M_i) N_n$) para los iones O_2^+ y NO^+ y las especies neutras O y N_2 según Stubbe (1968).

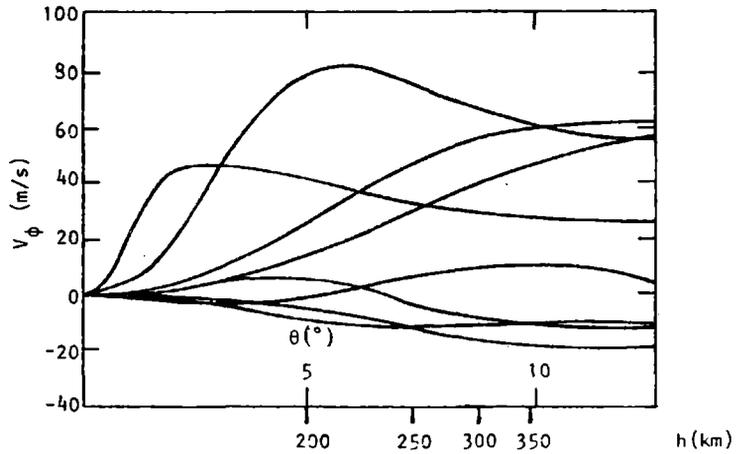


FIGURA 1: Dependencia de V_ϕ con la latitud a los 150 km y la altura sobre el ecuador vinculada magnéticamente a ésta a intervalos de 3 horas.

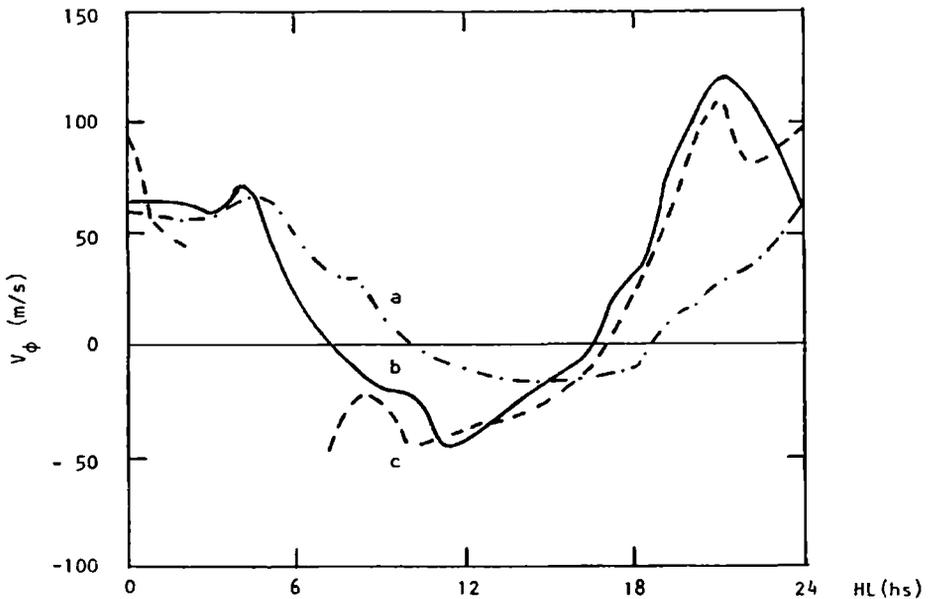


FIGURA 2: Variación de V_ϕ con lo hora local a los 300 km sobre el ecuador; a) presente cálculo; b) y c) medido a alta y baja actividad solar respectivamente (Fejer, 1981).

4. RESULTADOS Y DISCUSION

4.1. La velocidad iónica

Dado que en toda la región F vale la ley de Ohm (ver p.e. Louro y Duhau, 1981)

$$\bar{E} = -\bar{V} \times \bar{B} \quad (15)$$

y que las líneas de campo geomagnético son también equipotenciales eléctricos, el valor de la velocidad iónica se mantendrá constante a lo largo de una línea de campo geomagnético. En particular, trasladando el perfil latitudinal de V_ϕ a lo largo de las líneas de campo puede obtenerse el perfil con la altura sobre el ecuador, permitiendo la comparación de los resultados del cálculo con las observaciones experimentales.

La Figura 1 muestra la dependencia de V_ϕ con la latitud a los 150 km y la altura sobre el ecuador vinculada magnéticamente con ésta, a intervalos de 3 horas.

En todos los casos, la velocidad iónica crece hasta alcanzar un máximo para luego tender a un valor constante aproximadamente a partir de los 10° de latitud en la base de la región F, equivalente a aproximadamente 350 km sobre el ecuador. Cabe destacar que las mediciones de V_ϕ sobre el ecuador magnético en Jicamarca muestran la misma característica (Woodman, 1972).

Es interesante notar que a las 9 y 18 hs. la velocidad iónica calculada cambia de signo alrededor de los 5° de latitud.

La variación temporal de V_ϕ en el ecuador a los 300 km se ilustra en la fig. 2 donde se puede comparar con los valores medidos en Jicamarca por Fejer. (1981). Los valores calculados exhiben un desfase con respecto a los medidos, y amplitud algo menor. En particular, está ausente el pico que se observa en los valores experimentales aproximadamente a las 21 HL. Estas discrepancias podrían deberse o bien a campos eléctricos generados en otras zonas de la ionósfera y transmitidos a la altura en consideración por las líneas de campo magnético, ya que en el presente modelo sólo se contempla el campo eléctrico generado localmente a los 150 km, o bien a la contribución de la componente E_ϕ ignorada en el presente modelo. Estas posibilidades serán objeto de futuros estudios.

4.2. La velocidad de la atmósfera neutra

Puesto que el término de arrastre en la ecuación de movimiento (10) contiene V_ϕ , su inclusión deberá brindar como efecto novedoso una variación latitudinal de la velocidad neutra U_ϕ , tanto más pronunciada cuanto más importante sea el efecto del arrastre iónico.

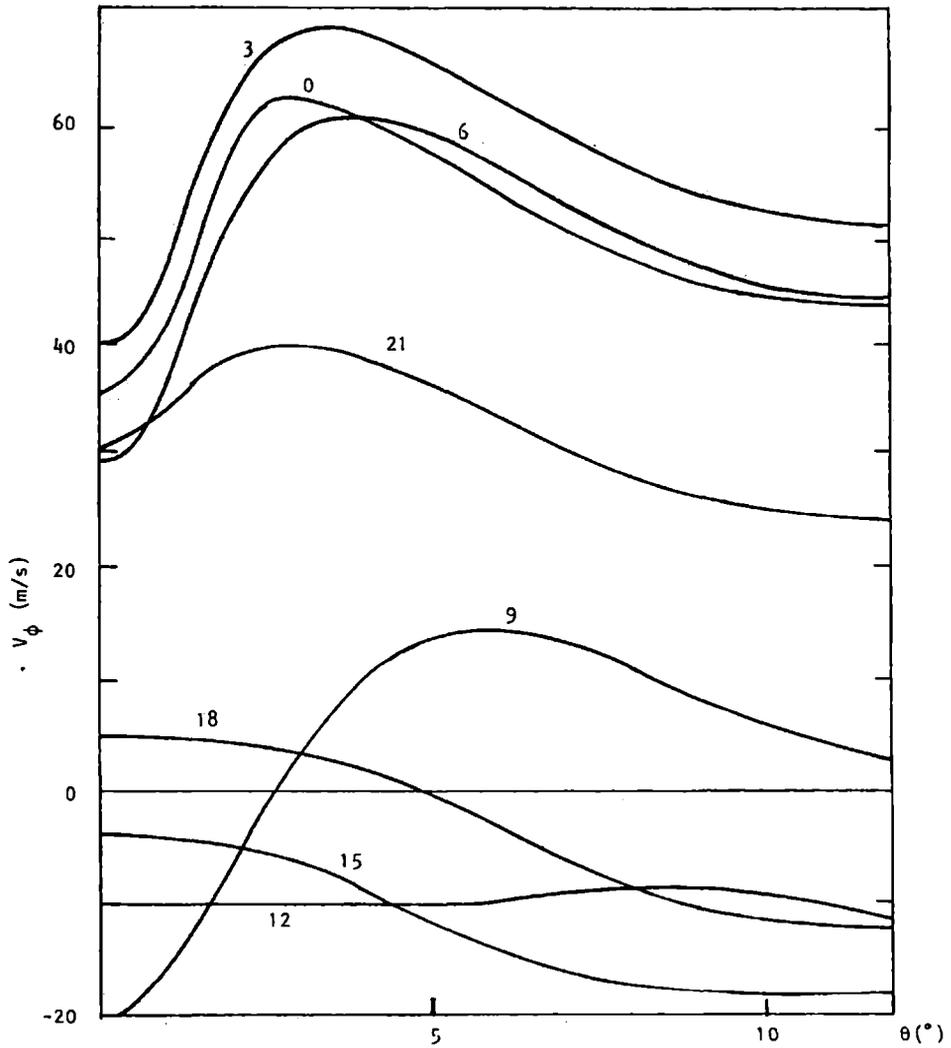


FIGURA 3: Dependencia de U_ϕ con la latitud a los 150 km a intervalos de 3 horas.

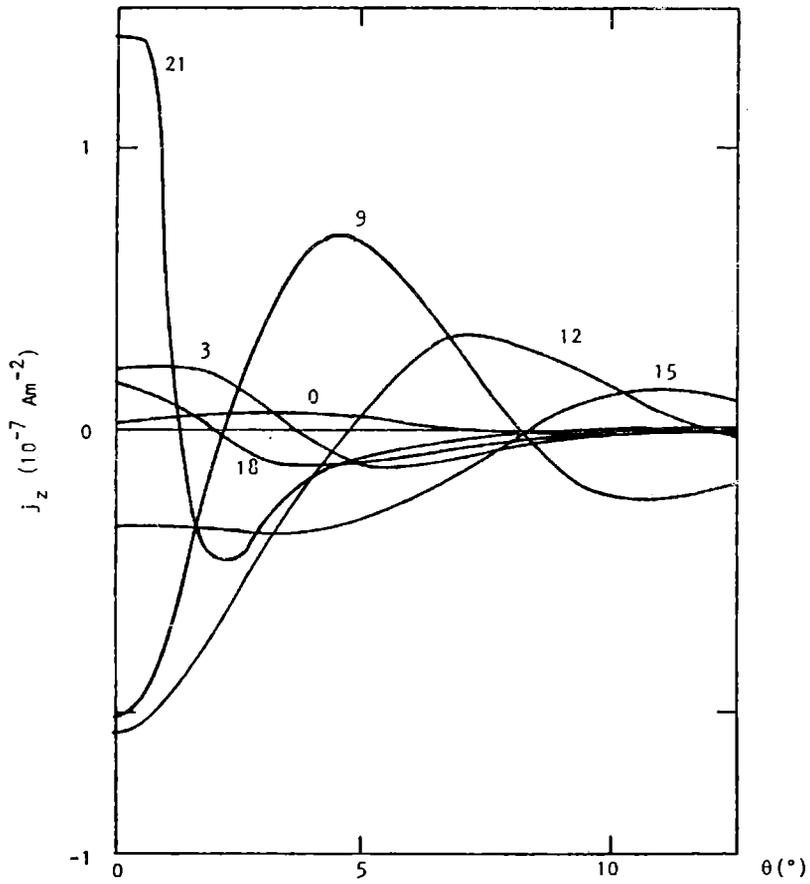


FIGURA 4: Variación de j_z con la latitud a los 150 km a intervalos de 3 horas.

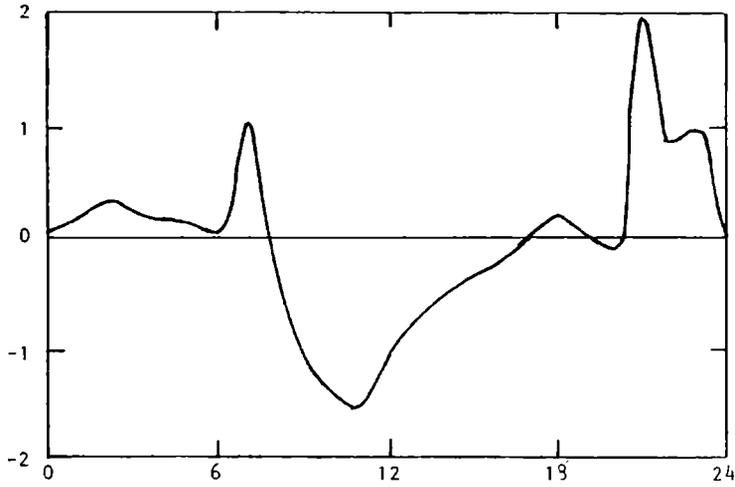


FIGURA 5: Variación de j_z con la hora local a los 150 km en el ecuador

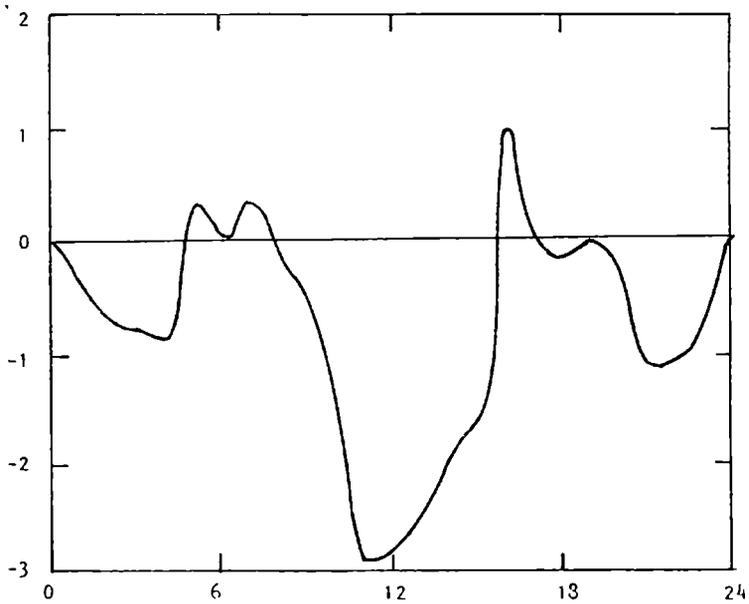


FIGURA 6: Cociente entre la fuerza de arrastre iónico y el gradiente de presión en función de la hora local a los 150 km en el ecuador.

La fig. 3 muestra U_{ϕ}^* en función de la latitud a intervalos de 3 horas. Con excepción del mediodía, los resultados exhiben en efecto una fuerte dependencia con la latitud, llegando a duplicarse el valor en el ecuador, o cambiar de signo como es el caso a las 9 y 18 hs.

4.3. La densidad de corriente en la base de la región F

La ecuación (5) permite calcular la componente normal al campo geomagnético de la densidad de corriente, y de ahí la densidad de corriente que circula entre las regiones E y F de la ionósfera ecuatorial, que según se ha visto en trabajos anteriores (Louro y Duhau, 1981; Duhau y Louro, 1981) puede expresarse con muy buena aproximación como:

$$j_z^* = j_n^* \quad (16)$$

La fig. 4 muestra la variación con la latitud de j_z^* a intervalos de 3 horas. Se observa en general un pico de corriente alrededor del ecuador del orden de 10^{-7} Am^{-2} ; el signo de la corriente se invierte unos pocos grados afuera del ecuador, para luego decrecer rápidamente a latitudes superiores. Es interesante notar que a las 9 y 18 HL, únicas horas a las que la velocidad iónica cambia de signo, la corriente calculada cambia de signo dos veces.

Finalmente, la evolución temporal de j_n^* en el ecuador está ilustrada en la figura 5 donde se destacan la fuerte corriente diurna, y los picos después del amanecer y atardecer.

4.4. Importancia del arrastre iónico sobre la atmósfera neutra en la base de la región F.

Los cálculos realizados incluyendo el arrastre iónico sobre las partículas neutras en la base de la región F permiten evaluar la importancia relativa de esta fuerza frente a la del gradiente de presión a esa altura. La Figura 6 muestra el cociente entre ambas en el ecuador en función de la hora local. Como se puede apreciar, el arrastre iónico resulta ser por lo menos del mismo orden que el gradiente de presión durante todo el día, y es mayor durante el período diurno, llegando a triplicar a aquel al mediodía, por lo que el efecto del arrastre iónico a esa altura no puede ser despreciado a ninguna hora.

BIBLIOGRAFIA

- Duhau, S. y Louro, A.A., 1980: La superrotación de la atmósfera en las proximidades del ecuador magnético; GEOACTA, 10, 79
- Duhau, S. y Louro, A.A., 1981: Dinámica de la termósfera ecuatorial: II. Cálculos y comparación con resultados experimentales; GEOACTA, 11, 153.

- Fejer, B.G., 1981: The equatorial ionospheric electric fields. A review; J. Atmos. Terr. Phys, 43, 377.
- Heelis, R.A., Kendall, P.C., Moffett, R.J., Windle, D.W. y Rishbeth, H., 1974: Electrical coupling of the E- and F-regions and its effect on F-region drifts and winds; Planet. Space Sci., 22, 743.
- Jacchia, L.G., 1977: Thermospheric temperature, density and composition: new models; Smithsonian Astrophys. Obs. Sp. Rep., 375.
- Louro, A.A. y Duhau, S., 1981: Dinámica de la termósfera ecuatorial: I. Modelo teórico; GEOACTA, 11, 141.
- Rishbeth, H. 1971: Polarization fields produced by winds in the equatorial F-region; Planet. Space Sci., 19, 357.
- Stubbe, P., 1968: Theory of the nighttime F-layer; J. Atm. Terr. Phys., 30, 243.
- Wakai, N., 1971: Study on the nighttime E region and its effects on the radio wave propagation; J. Radio Res. Lab., 18, 245.
- Waldtenfel, P. y Mc Lure, J.P., 1969: Preliminary comparisons of middle and low latitude Thomson scatter data; Annls. Géophys., 25, 785.
- Woodman, R.F., 1972: East - west ionospheric drifts at the magnetic equator; Space Res. XII, 969.