

## UN MODELO DE DOS FLUIDOS PARA LA DESCRIPCIÓN DEL VIENTO SOLAR

S. Duhau \*

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

### RESUMEN

En trabajos previos de la autora se mostró que la componente paralela a las líneas de campo magnético del campo eléctrico debe ser incluida en la descripción de fenómenos hidromagnéticos en plasmas de baja densidad, como lo es el viento solar, y se encontró un sistema de ecuaciones de dos fluidos que incluye consistentemente esta componente del campo eléctrico. En el presente trabajo se resumen estas ecuaciones, se estudia su aplicabilidad al viento solar y se completa el sistema utilizando el conocimiento empírico sobre el flujo de calor. Se encuentra que provee un término de acoplamiento entre iones y electrones, que *id. e.*, en el viento solar, desacopla la descripción para ambas especies, contrario a lo que sucede en el modelo de Chew, Golberger y Low; haciendo indispensable la descripción mediante un modelo de dos fluidos.

### ABSTRACT

In previous works it was shown that the component of the electric field parallel to the magnetic field must be included in the description of hydro-magnetic phenomena in low density plasmas, as is the case of the solar winds, and a two fluid system of equations that includes consistently this component of the electric field was found. In the present paper these equations are summarized, their application to the solar wind is investigated and the system is completed using the experimental knowledge of the heat flow. It is found that the inclusion of the parallel component of the electric field provides a coupling term between ions and electrons that makes it impossible to uncouple the description for the two species in the solar wind, contrarily to the model of Chew, Goldberger and Low, thus rendering indispensable a description by means of a two-fluid model.

\* Miembro de la Carrera del Investigador del CONICET.

## 1. INTRODUCCION

No se halla aún bien desarrollada la teoría de plasmas de baja densidad por lo que la fundamentación de las ecuaciones que se utilizan para describirlo es aún precaria. No obstante diversos modelos propuestos de manera semiempírica parecen describir adecuadamente aspectos parciales de los fenómenos que ocurren en el viento solar (V.S.) (ver p.e. Cuperman, 1980), siendo este medio natural el que provee la información mas amplia y detallada que se tiene actualmente de ese tipo de plasmas.

En particular, la validez de los modelos magnetohidrodinámicos (M.H.D.) para la descripción de fenómenos cuya escala es macroscópica ha sido discutida por Duhau (1974, 1979), quien concluyó que los modelos propuestos adolecen básicamente de dos limitaciones:

- a) El campo eléctrico paralelo a las líneas de campo magnético,  $E_{\parallel}$ , no se halla adecuadamente incluido en las ecuaciones.
- b) Se desconoce la expresión más adecuada para la descripción del flujo de calor.

Mediciones hechas de estas magnitudes en el V.S. muestran que  $E_{\parallel}$  es fundamental en el comportamiento de la función de distribución de los electrones y que el flujo de calor para los electrones está limitado por las inestabilidades de plasma (Feldman y otros, 1975), por lo que ningún modelo que no tenga en cuenta estas inestabilidades puede predecir correctamente la dinámica del V.S.

Duhau (1974, 1983) desarrolló un sistema de ecuaciones que incluye adecuadamente  $E_{\parallel}$  para un plasma de baja densidad sumergido en un campo magnético intenso y en el cual se han retenido los términos que contienen del tensor flujo de calor. La relación entre los elementos de este tensor y las otras variables termodinámicas no se ha especificado porque para ello debe conocerse la forma de dependencia de las funciones de distribución de velocidades de las partículas, en la dirección paralela al campo magnético, la cual a su vez parece depender, para un plasma de baja densidad, de las condiciones de contorno del sistema particular, como se desprende de las observaciones hechas en el viento solar (Feldman y otros, 1979).

Por lo tanto, en la sección II se sintetiza el sistema de ecuaciones mencionadas y las hipótesis básicas implícitas en el método con el cual se las halló, comentando simultaneamente la validez de las mismas para la descripción de fenómenos locales (como p.e. ondas) en el V.S.. En la III este sistema se completa calculando el cuarto momento de las funciones de distribución tanto de iones como electrones utilizando el conocimiento empírico que se tiene de las mismas y, finalmente, en la IV se sintetiza el sistema de ecuaciones encontrado.

## 2. EL SISTEMA DE ECUACIONES

Para la descripción de fenómenos locales en un plasma de baja densidad y a efectos de fundamentar un sistema de ecuaciones M.H.D., se puede partir de la ecuación de Boltzman Vlasov:

$$\frac{\partial f^s}{\partial t} + v \cdot \frac{\partial f^s}{\partial r} + q^s (\bar{E} + \frac{v}{c} \times \bar{B}) \cdot \frac{\partial f^s}{\partial v} = 0 \quad (1)$$

donde  $\bar{E}$  y  $\bar{B}$  son los campos eléctricos y magnéticos respectivamente y  $f^s$  y  $q^s$  son la función de distribución y la carga eléctrica, de la especie  $s$  (que para el V.S. son: iones de hidrógeno, electrones y partículas alfa ionizadas, estas últimas en proporción menor al 2%).

Se supone ahora un plasma de dos componentes y se definen los parámetros  $t$  y  $\alpha$  de la siguiente forma:

$$t = \frac{\omega}{\Omega} \quad (2a)$$

$$\alpha = \frac{zm}{M} \quad (2b)$$

donde  $\Omega$  y  $\omega$  son las frecuencias de ciclotrón, ( $\Omega = \frac{eB}{mc}$ , con  $c$ , la velocidad de la luz) y característica del fenómeno en estudio respectivamente,  $m$  y  $M$  son las masas del electrón y del ión (de hidrógeno, en el caso del V.S.) respectivamente y  $z$  es el número atómico de este último.

Utilizando los parámetros así definidos se hace el siguiente desarrollo:

$$f^i = f_0^i + t f_1^i + t^2 f_2^i + \dots + t^n f_n^i \quad (3a)$$

$$f^e = f_0^e + \alpha t f_1^e + (\alpha t)^2 f_2^e + \dots + (\alpha t)^n f_n^e \quad (3b)$$

el cual resulta útil si, no solo  $\alpha$ , sino también  $t$  son mucho menores que la unidad. En las ecuaciones (3a, b) los supraíndices  $i$  y  $e$  denotan a los iones y a los electrones respectivamente.

Si se define la velocidad de deriva como:

$$\bar{U}_E = \frac{\bar{E} \times \bar{B}}{B} \quad (4)$$

resulta:

$$\bar{E}' = \bar{E} + \frac{\bar{U}_E}{c} \times \bar{B} \quad (5)$$

se define ahora la velocidad intrínseca de cada partícula como:

$$\vec{w}^s = \vec{v} - \vec{U}_E - U^s \hat{e} \quad (6)$$

con  $\hat{e} = \vec{B} / B \cdot t$

Utilizando el desarrollo dado por las ecs. (3a y b), la definición de  $\vec{w}^s$  dada por (6) y el orden de magnitud de  $\vec{E}^i$  dado por (5) se puede mostrar que la ec. (1) es equivalente a la serie de ecuaciones:

$$(\vec{w}^s \times \hat{e}) \cdot \frac{\partial f_0^s}{\partial v} = 0 \quad (7a)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}} + \frac{e}{m^s} \vec{E}^i \cdot \frac{\partial}{\partial v} \right) f_0^s = - \Omega^s (\vec{w}^s \times \hat{e}) \cdot \frac{\partial f_1^s}{\partial v} \quad (7b)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}} + \frac{e^s}{m^s} \vec{E}^i \cdot \frac{\partial}{\partial v} \right) f_{n-1}^s = - \Omega^s (\vec{w}^s \times \hat{e}) \cdot \frac{\partial f_n^s}{\partial v} \quad (7c)$$

De (7a) resulta que:

$$f_0 = f_0 (\{ \vec{v} \times \vec{e} - U_E \}^2, \vec{v} \cdot \vec{e}, \vec{r}, t) \quad (8a)$$

este resultado coincide con el que se obtiene cuando se supone  $\vec{E}^i = 0$  (Chew y otros, 1956) lo cual es lógico porque ahora  $\vec{E}^i$  no es cero pero aparece recién en la ecuación de orden uno (ec. (7b)).

La forma de  $f_0$  dada por 8a, implica que sus cuatro primeros momentos son (en lo que sigue se omitirá el supraíndice s):

$$\vec{U} = \vec{U}_E + U_{||} \hat{e} + 0(t) \quad (9a)$$

$$P = P_{||} \vec{e} \vec{e} + P_{\perp} (1 - \vec{e} \vec{e}) \quad (9b)$$

$$Q = Q \vec{e} \vec{e} \vec{e} + Q_{\perp} (\{ \vec{e} \} )_3 - 3 \vec{e} \vec{e} \vec{e} \quad (9c)$$

$$G = G \vec{e} \vec{e} \vec{e} \vec{e} + G (\{ \vec{e} \vec{e} \vec{e} \} )_4 - 6 \vec{e} \vec{e} \vec{e} \vec{e} + G_1 (\{ \vec{e} \vec{e} \vec{e} \vec{e} \} )_4 + 3 \vec{e} \vec{e} \vec{e} \vec{e} - (\vec{e} \vec{e} \vec{e} \vec{e} )_4 \quad (9d)$$

donde  $\vec{U}$  es la velocidad media,  $P$ ,  $Q$  y  $G$  son los momentos intrínsecos de segundo (tensor de presiones), tercer (tensor flujo de calor) y cuarto orden, respectivamente,  $U_{||}$  es la velocidad media paralela a las líneas de campo magnético,  $\vec{1}$  es el tensor unidad y el símbolo  $\{ \} _L$  significa que deben sumarse todos los términos que resultan de permutar todos los índices del tensor y luego dividir

la suma por  $L^i$ . Nótese que gracias a la forma de  $f_0$  el número de componentes independientes de los tensores  $P, Q$  y  $G$  se han reducido de 9, 27 y 81 a 2, 2 y 3 respectivamente.

Cuando una especie cumple las propiedades expresadas por las ecs. (9a) a (9c) se la llama nogirotrópica. Estas propiedades se cumplen tanto para los iones (Lundhausen y otros, 1967) como para los electrones en el V.S. (Feldmand y otros, 1975) cuando se promedian las fluctuaciones rápidas, es decir que, en particular, resultan válidas para fenómenos en el rango M.H.D. ( $\omega/\Omega \ll 1$ ).

Por otra parte para este rango de frecuencias vale la condición de cuasi-neutralidad (ver p.e. Shkarofsky y otros, 1962):

$$z N = n \tag{10}$$

por lo tanto;

$$\bar{U} = \frac{\bar{U}^i + \alpha \bar{U}^e}{1 + \alpha} = \bar{U}^i + 0(\alpha) \tag{11}$$

donde  $N$  y  $n$  son la densidad numérica de los iones y los electrones respectivamente y  $\bar{U}$  es la velocidad media conjunta de ambas especies.

Tomando los cuatro primeros momentos de la ecuación de Boltzman Vlasov (ec. 1), teniendo en cuenta las ecs. (10) y (11) y reduciendo el sistema de ecuaciones resultante de modo de poner de relieve las variables independientes según ecs. (9b) a (9d) resulta al orden cero en  $t$  y  $\alpha$  (Duhau, 1983):

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot N \bar{U} = 0 \tag{12}$$

$$M N \frac{d\bar{U}}{dt} + \bar{\nabla} P^i = \sigma^i \bar{E}^i \tag{13}$$

$$\bar{\nabla} P^e = \sigma^e \bar{E}^i + \frac{\bar{J} \times \bar{B}}{c} \tag{14}$$

$$\frac{d}{dt} \frac{P_{\perp} B^2}{\rho^3} = \frac{B^2}{\rho^3} (2Q_{\perp} \nabla \cdot \bar{e} - \nabla \cdot Q_{\parallel} \bar{e}) \tag{15}$$

$$\frac{d}{dt} \frac{P}{\rho B} = -\frac{1}{\rho B} (\nabla \cdot Q_{\perp} \bar{e} + Q_{\parallel} \nabla \cdot \bar{e}) \tag{16}$$

$$\frac{\rho}{B^3} \frac{d}{dt} \left( \frac{Q_{\parallel} B^3}{\rho^4} \right) = \frac{3 P_{\parallel}}{\rho} \{ (P_{\parallel} - P_{\perp}) \bar{\nabla} \cdot \bar{e} + \bar{e} \cdot \bar{\nabla} P_{\parallel} \} \tag{16a}$$

$$\bar{\nabla} \cdot (G_{\parallel} \bar{e}) - 3 G_{\parallel} \bar{\nabla} \cdot \bar{e}$$

$$\rho^2 \frac{d}{dt} \left( \frac{Q_{\perp}}{\rho^2} \right) = \frac{P_{\perp}}{\rho} \{ P_{\perp} \bar{\nabla} \cdot \bar{e} - \bar{J} \cdot (P_{\parallel} \bar{e}) \} + 2(G_{\perp} - G) \nabla \cdot \bar{e} - \bar{e} \cdot \bar{\nabla} G_{\parallel} \tag{16b}$$

$$\frac{N^4}{B^3} \frac{d}{dt} \left( \frac{Q_{||} B^3}{N^4} \right) = -3 P_H \bar{e} \cdot \bar{v} \frac{P_H}{\rho} \quad (19)$$

$$N^2 \frac{d}{dt} \left( \frac{Q_{\perp}}{N^2} \right) = - P_H \bar{e} \cdot \bar{v} \frac{P_{\perp}}{\rho} - \frac{P_{\perp}}{\rho} (P_{||} - P_{\perp}) \bar{v} \cdot \bar{e}$$

En general, el flujo de calor de los iones es muy pequeño comparado con el de los electrones (Whang, 1973).

### 3.2. Los electrones

Los electrones en el V.S. se distribuyen en dos poblaciones de diferenciadas por su temperatura; el núcleo, N, y el halo, H, de tal forma que su función de distribución puede expresarse como (Feldman y otros, 1975):

$$f = f_N + C_H f_H \quad (20)$$

con:  $C_H = e^{-(E_{BA} - E) / k T_c} \quad E < E_{BA}$

$C_H = 1 \quad E > E_{BA}$

donde  $f_N$  y  $f_H$  son dos funciones prácticamente maxwellianas (Presentan, en realidad, una ligera anisotropía que es despreciable a efectos del cálculo del tensor de presión y del tensor flujo de calor). En la figura 1 se muestra en forma esquemática esta distribución, en la dirección de  $\bar{B}$ .

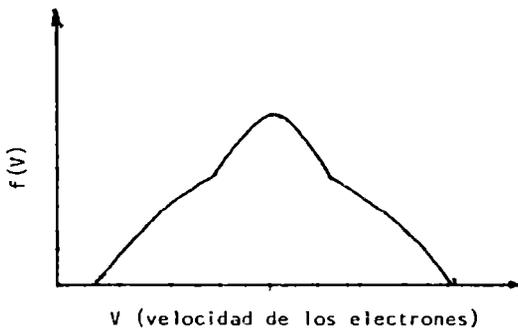


FIGURA 1

donde  $15a$  y  $b$  y  $16a$  y  $b$  valen tanto para iones como para electrones. El sistema formado por las ecs. 12 a 16b no es cerrado a menos que se conozca la forma de calcular  $G$  en función de las otras variables:  $\bar{U}$ ,  $N$ ,  $P^z$ ,  $Q^e$  y  $Q^i$ . Para encontrar una relación de este tipo es necesario conocer como depende  $f_0$  de  $v_i$ ; no se puede hallar una forma general para esta dependencia pues la misma variará en cada caso concreto puesto que, como ya enunciamos, depende de las condiciones de contorno. En lo siguiente se resolverá este problema para el caso del V.S. teniendo en cuenta propiedades del mismo obtenidas observacionalmente.

### 3. APLICACION AL VIENTO SOLAR

#### 3.1. Los iones

La función de distribución de los iones del V.S. admite una descripción de la forma (Whang, 1971):

$$f_0 = \left[ 1 + \frac{3}{2} \{ \gamma_{\parallel} S_{\parallel}^2 (S_{\parallel}^2 - 1) + \gamma_{\perp} S_{\perp}^2 (S_{\perp}^2 - 1) \} \right] F \quad (17)$$

donde  $F$  es una bimaxwelliana de la forma:

$$F = 3(2\pi)^{-\frac{3}{2}} C_{\parallel}^{-2} C_{\perp} \exp\left\{-\frac{1}{2}(3S_{\parallel}^2 + S_{\perp}^2)\right\}$$

con:  $C_{\parallel}^2 = \frac{3kT_{\parallel}}{m}$  ,  $C_{\perp}^2 = \frac{kT_{\perp}}{m}$

$$\gamma = 2 \frac{Q_{\parallel}}{C_{\parallel} P_{\parallel}} \quad , \quad \gamma_{\perp} = \frac{Q_{\perp}}{C_{\perp} P_{\perp}}$$

$$S_{\parallel, \perp} = \frac{W_{\parallel, \perp}}{C_{\parallel, \perp}}$$

El desarrollo de  $f_0$  dado por la ec. (17) es equivalente a un desarrollo en polinomios de Hermite. Dicho desarrollo fué introducido por Grad (1949) para un gas isótropo y generalizado para un plasma anisotrópico por Oraevskii y otros (1968). Particularizando el resultado de estos autores para el caso de radio de Larmor nulo ( $t = 0$ ) resulta (omitiendo el supraíndice  $i$ ):

$$G = \left\{ P \frac{P}{\rho} \right\}_4 \quad (18)$$

donde  $\rho = N M$

con lo cual (16a) y (16b) se reducen a:

Ambas poblaciones se mueven con velocidades relativas a la de los protones,  $\Delta V_H$  y  $\Delta V_N$ , distintas entre sí, pero con una velocidad media conjunta igual a la de estos últimos, de tal forma que:

$$N_N \Delta V_N + N_H \Delta V_H = 0 \quad (21)$$

donde  $N_N$  y  $N_H$  son la densidad numérica de los electrones del núcleo y del halo respectivamente.

El flujo de calor de los electrones se debe a este movimiento relativo de las dos poblaciones puesto que el flujo intrínseco de cada especie es nulo. ( $f_H$  y  $f_N$  son simétricas). De la forma de la función de distribución dada por (17) resulta:

$$F^e = R e e + P^e \quad (22)$$

$$Q^e = S e e + Q^e \{1 e\}_3 \quad (23)$$

donde

$$R = m (n_N \Delta V_N^2 + n_H \Delta V_H^2) \quad (24a)$$

$$S = m (n_N \Delta V_N^3 + n_H \Delta V_H^3) \quad (24b)$$

$$P^e = P_N + P_H \quad (24c)$$

$$Q^e = P_N \Delta V_N + P_H \Delta V_H \quad (24d)$$

con  $P_{N,H} = n_{N,H} k \Delta V_{N,H}$ . Valores típicos de los parámetros de (24a) a (24b) en el viento solar (ver Feldman y otros, 1975) permiten despreciar R y S en (22) y (23) respectivamente, reduciéndose entonces (22) y (23) a:

$$F^e = P^e \quad (25)$$

$$Q^e = Q^e \{1 e\}_3 \quad (26)$$

Teniendo en cuenta que los elementos del vector flujo de calor,  $q_i$ , están dados por:

$$q_i = (1/2) Q_{ijj}$$

resulta que ese vector está dado por:

$$\bar{q} = (5/2) N_H V_H k T_N (T_H/T_N - 1)$$

que da con muy buena aproximación, el flujo de calor en el viento solar (Feldman y otros, 1985)

Combinando (15) y (16) y teniendo en cuenta (25) y (26) se obtienen las ecuaciones de la energía para los electrones:

$$\frac{P^e N^{2/3}}{B} \frac{d}{dt} \left( \frac{B}{N^{2/3}} \right) = \frac{1}{3} (Q^e \nabla \cdot \bar{e} - 2 \bar{e} \cdot \nabla Q^e) \quad (27)$$

y (15b) se tiene:

$$N^{3/2} \frac{d}{dt} \left( \frac{P^e}{N^{3/2}} \right) = -\frac{5}{3} \nabla Q^e \bar{e} \quad (28)$$

#### 4. RESUMEN DE LAS ECUACIONES

Como el flujo de calor de los iones es mucho menor que el de los electrones, el primero se puede despreciar respecto del segundo. Por otra parte si se suman la ecuaciones (13) y (14) se puede eliminar el campo eléctrico puesto que debido a la condición de cuasineutralidad, es  $(\sigma^i + \sigma^e) \bar{E} = 0(t)$ . Teniendo en cuenta estos dos hechos y las ecuaciones 12a, 16b, 27 y 28, resulta el siguiente sistema:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot N \bar{u} = 0 \quad (29)$$

$$M N \frac{d\bar{u}}{dt} + \bar{\nabla} (P^i + P^e \bar{e}) = \frac{\bar{J}}{c} \times B \quad (30)$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{P_{||}^i}{N^3} B^2 \right) = 0 \quad (31)$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{P_{\perp}^i}{N B} \right) = 0 \quad (32)$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{P^e}{N^{3/2}} \right) = -\frac{1}{N^{3/2}} \frac{5}{3} \bar{\nabla} \cdot Q^e \bar{e} \quad (33)$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{B}{N^{2/3}} \right) = \frac{B}{\rho N^{2/3}} \frac{1}{3} ( Q^e \nabla \cdot \bar{e} - 2 \bar{e} \cdot \nabla Q^e )$$

con  $P^i = P_{||}^i \bar{e} \bar{e} + P_{\perp}^i (I - \bar{e} \bar{e})$

Nótese, que las ecuaciones de Chew y otros, (1956), que han sido ampliamente usadas coinciden con la (29) a la (32) si en (30) se hace  $P^e \equiv 0$ , es decir que según el resultado de estos autores los iones resultarían desacoplados de los electrones. La presencia de  $P^e$  en la ecuación (30) la cual se debe a la inclusión en las ecuaciones (13) y (14) del campo eléctrico  $\bar{E}$  que fue despreciado por estos autores impide ese desacoplamiento. Nótese además que el flujo de calor de los electrones que es grande en el V.S. resulta ahora importante en la dinámica de los iones, puesto que este flujo de calor influye fuertemente en la presión  $P^e$  según las ecuaciones (33) y (34).

Se concluye por lo tanto que no es posible estudiar la dinámica de los iones

desacoplada de la de los electrones como, debido al resultado de Chew y otros (1956), se ha convertido en una práctica usual.

#### BIBLIOGRAFIA

- Cuperman, S., 1980: Plasma fluid aspects of the Solar Wind; Sp. Sci. Rev., 26, 277.
- Chew, G.F., Goldberger, M.L. y Low, F.E., 1955: The Boltzmann equations in the absence of particle collisions; Proc. Rev. Soc. A236, 112.
- Duhau, S. 1974: La descripción hidrodinámica del Plasma y ser aplicación al problema de Kelvin-Helmholtz. Tesis, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires.
- Duhau, S. 1979: Los modelos hidromagnéticos en la descripción del viento solar; GEOACTA, 10, 285.
- Duhau, S. 1984: A two-fluid model for a collisionless plasma in an strong magnetic field; J. Plasma Phys. 32, 23.
- Feldman, W.C., Asbrigge, S.J., Barne, M.U., Montgomery, M.D. y Gary, S.P., 1975: Solar Wind Electrons; J. Geophys. Res., 31, 1975.
- Hundhausen, A.J., Barne, S.J., Asbridge, J.R. y Sydoriak, S.J., 1970; J. Geophys. Res., 75, 4643.
- Oraevskii, V., Chodura, R. y Feneberg, W., 1968: Hydrodynamic equations for plasmas in strong magnetic fields. I. Collisionless approximation; Plasma Phys., 10, 819.
- Shkarofsky, I.P., Jhonston, T.W. y Batchinsky, M.P., 1962: The particle kinetics of plasma; Addison Wasley Readin-Mass.

INDICE DE AUTORES

	Página
BURGOS, J.J. (de ..., TROHA A. y FORTE LAY J.A.): Anomalía de episodios extremos en el balance de agua, registrados en la provincia de Buenos Aires.	15
DE LA TORRE, A. (de ... y DUHAU S.): La temperatura vibracional del N <sub>2</sub> en la región E de la ionosfera. I, Teoría.	231
DE LA TORRE, A. (de ... y DUHAU S.): La temperatura vibracional del N <sub>2</sub> en la región E de la ionosfera. II, Análisis de los parámetros y resultados.	241
DUHAU, S.: Un modelo de dos flúidos para la descripción del viento solar.	265
DUHAU, S. (de ... y OSELLA A.M.): Determinación de la profundidad de la capa no conductora en Nigeria y Africa Central.	167
DUHAU, S. (de ... y OSELLA A.M.): Estudio de la amplificación del <u>e</u> lectrochorro ecuatorial.	179
DUHAU, S. (de DE LA TORRE A. y ...): La temperatura vibracional del N <sub>2</sub> en la región E de la ionosfera. I, Teoría.	231
DUHAU, S. (de DE LA TORRE A. y ...): La temperatura vibracional del N <sub>2</sub> en la región E de la ionosfera. II, Análisis de los parámetros y resultados.	241
EZQUER, Rodolfo G. (de ORTIZ DE ADLER N.,... y MANZANO J.R.): Máximo nocturno de invierno en contenido electrónico Faraday y densidad electrónica, observadas sobre Tucumán y San Juan.	123
FERNANDEZ, Patricia M. (de RADICELLA S.M., PINTADO O.I. y ...): <u>A</u> nálisis de la variación estacional de señales de MBF en un circuito Norte-Sur.	31
FORTE LAY, J.A. (de BURGOS J.J., TROHA A. y ...): Anomalía de episodios extremos en el balance de agua, registrados en la provincia de Buenos Aires.	15
GHIDELLA de HURTIS, Marta: Trayectoria de granizos en una nube numérica estacionaria.	201
GIRALDEZ, Alberto E. (de... y PAUTASSO R.O.): Ondas gravitatorias de tectadas en ausencia de fuentes impulsivas de energía.	45
HIRSCH, Francisco A. (de ROMANELLI L.M. y ...): Estudio de la estructura de las corrientes ionosféricas ecuatoriales.	85
HUERTA, Eduardo (de INTROCASO A. y ...): El método gravimétrico inverso utilizando anomalías de gradientes verticales de gravedad.	157
INTROCASO, Antonio (de ... y HUERTA E.): El método gravimétrico inverso utilizando anomalías de gradientes verticales de gravedad.	157
KELLER, Marcelo A. (de... y PATERLINI M.): Modelos gravimétricos y cartas de isoanómalas de aire libre sobre Banco Burdwood.	95
LOURO, R.A.: El acoplamiento entre la atmósfera neutra y la ionosfera en la base de la región E ecuatorial.	253
LLORET, María Luz D. de (de... y NECCO G.V.): Compactado de archivos meteorológicos mediante el uso de funciones ortogonales empíricas.	147
MANZANO, José R. (de ORTIZ de ADLER N., EZQUER R.G. y ...): Máximo nocturno de invierno en contenido electrónico Faraday y densidad electrónica, observadas sobre Tucumán y San Juan.	123
MARTINEZ de GARAT, Ana: Incidencia de las tormentas geomagnéticas sobre el comportamiento tranquilo de la ionosfera.	107
NAVARRO DUJMOVICH, Miguel A.: Los índices de discomfort animal.	189

	Página
NECCO, Gustavo V. (de LLORET M.L.D. de y ...): Compactado de archivos meteorológicos mediante el uso de funciones ortogonales empíricas.	147
NICOLINI, Matilde (de ... y NUÑEZ M.N.): Experimentación numérica de la convección húmeda chata bajo distintas condiciones atmosféricas.	1
NUÑEZ, José M. (de SALUZZI M.E. y ...): La relación Z-E en la zona norte de Mendoza.	135
NUÑEZ, Mario N. (de NICOLINI M. y ...): Experimentación numérica de la convección húmeda chata bajo distintas condiciones atmosféricas.	1
ORTIZ DE ADLER, Nieves (de ..., EZQUER R.G. y MANZANO J.R.): Máximo nocturno de invierno en contenido electrónico Faraday y densidad electrónica, observadas sobre Tucumán y San Juan.	123
OSELLA, A.M. (de DUHAU S. y ...): Determinación de la profundidad de la capa no conductora en Nigeria y Africa Central.	167
OSELLA, A.M. (de DUHAU S. y ...): Estudio de la amplificación del <u>e</u> lectrochorro ecuatorial.	179
PATERLINI, Marcelo (de KELLER M.A. y ...): Modelos gravimétricos y cartas de isoanómalas de aire libre sobre Banco Burdwood.	95
PAUTASSO, Roberto O. (de GIRALDEZ A.E. y ...): Ondas gravitatorias detectadas en ausencia de fuentes impulsivas de energía.	45
PINTADO, Olga I. (de RADICELLA S.M., ... y FERNANDEZ P.M.): Análisis de la variación estacional de señales de MBF en un circuito Norte-Sur.	31
RADICELLA, Sandro M. (de ..., PINTADO O.I. y FERNANDEZ P.M.): Análisis de la variación estacional de señales de MBF en un circuito Norte-Sur.	31
ROMANELLI, Lilia M. (de... y HIRSCH F.A.): Estudio de la estructura de las corrientes ionosféricas ecuatoriales.	85
SALUZZI, María E. (de ... y NUÑEZ J.M): La relación Z-E en la zona norte de Mendoza.	135
SCHNEIDER, Otto: Mareas geomagnéticas parciales despejadas de series antiguas.	71
SCHNEIDER, Otto (de VECCHI M. del C., VAN ZELE M.A. y ...): Variaciones geomagnéticas solares de días tranquilos en territorio argentino según la actividad solar.	57
SELLES MARTINEZ, José: Determinación gráfica de la cronología relativa entre especímenes para estudios paleomagnéticos.	217
TROHA, A. (de BURGOS J.J., ... y FORTE LAY J.A.): Anomalía de episodios extremos en el balance de agua, registrados en la provincia de Buenos Aires.	15
VAN ZELE, María A. (de VECCHI M. del C., ... y SCHNEIDER O.): Variaciones geomagnéticas solares de días tranquilos en territorio argentino según la actividad solar.	57
VECCHI, María del C (de ..., VAN ZELE M.A. y SCHNEIDER O.): Variaciones geomagnéticas solares de días tranquilos en territorio argentino según la actividad solar.	57







	Página
Experimentación numérica de la convección húmeda chata bajo distintas condiciones atmosféricas. MATILDE NICOLINI y MARIO N. NUÑEZ	1
Anomalia de episodios extremos en el balance de agua, registrados en la Provincia de Buenos Aires. J. J. BURGOS, A. TROHA y J. A. FORTE LAY.	15
Análisis de la variación estacional de señales de MBF en un circuito Norte-Sur. SANDRO M. RADICELLA, OLGA I. PINTADO y PATRICIA M. FERNANDEZ	31
Ondas gravitatorias detectadas en ausencia de fuentes impulsivas de energía. ALBERTO E. GIRALDEZ y ROBERTO O. PAUTASSO	45
Variaciones geomagnéticas solares de días tranquilos en territorio argentino según la actividad solar. MARIA DEL C. VECCHI, MARIA A. VAN ZELE y OTTO SCHNEIDER	57
Mareas geomagnéticas parciales despejadas de series antiguas. OTTO SCHNEIDER	71
Estudio de la estructura de las corrientes ionosféricas ecuatoriales. LILIA M. ROMANELLI y FRANCISCO A. HIRSCH	85
Modelos gravimétricos y cartas de isoanómalas de aire libre sobre Banco Burdwood. MARCELO A. KELLER y MARCELO PATERLINI	95
Incidencia de las tormentas geomagnéticas sobre el comportamiento tranquilo de la ionosfera. ANA MARTINEZ de GARAT	107
Máximo nocturno de invierno en contenido electrónico Faraday y densidad electrónica, observadas sobre Tucumán y San Juan. NIEVES ORTIZ de ADLER, RODOLFO G. EZQUER y JOSE R. MANZANO	123
La relación Z-E en la zona norte de Mendoza. MARIA E. SALUZZI y JOSE M. NUÑEZ	135
Compactado de archivos meteorológicos mediante el uso de funciones ortogonales empíricas. MARIA LUZ D. de LLORET y GUSTAVO V. NECCO	147
El método gravimétrico inverso utilizando anomalías de gradientes verticales de gravedad. ANTONIO INTROCASO y EDUARDO HUERTA	157
Determinación de la profundidad de la capa no conductora en Nigeria y Africa Central. S. DUHAU y A. M. OSELLA	167
Estudio de la amplificación del electrochorro ecuatorial. S. DUHAU y A. M. OSELLA	179
Los índices de disconfort animal. MIGUEL A. NAVARRO DUJMOVICH	189
Trayectorias de granizos en una nube numérica estacionaria. MARTA GHIDELLA de HURTIS	201
Determinación gráfica de la cronología relativa entre especímenes para estudios paleomagnéticos. JOSE SELLES MARTINEZ	217
La temperatura vibracional del N <sub>2</sub> en la región E de la ionosfera. I, Teoría. A. DE LA TORRE y S. DUHAU	231
La temperatura vibracional del N <sub>2</sub> en la región E de la ionosfera. II, Análisis de los parámetros y resultados. A. DE LA TORRE y S. DUHAU	241
El acoplamiento entre la atmósfera neutra y la ionosfera en la base de la región E ecuatorial. R. A. LOURO	253
Un modelo de dos fluidos para la descripción del viento solar. SILVIA DUHAU	265