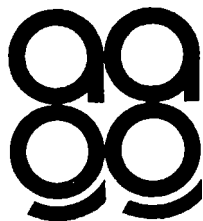


1985

G E O A C T A

VOLUMEN 12

NUMERO 2



publicado por:

ASOCIACION ARGENTINA DE GEOFISICOS Y GEODESTAS

C. C. 106 - Suc. 28

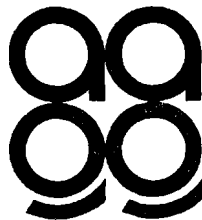
1428 - BUENOS AIRES

1985

G E O A C T A

VOLUMEN 12

NUMERO 2



·publicado por:

ASOCIACION ARGENTINA DE GEOFISICOS Y GEODESTAS

C. C. 106 - Suc. 28

1428 - BUENOS AIRES

COMISION DIRECTIVA

Presidente:

Contraalm.Dr. Rodolfo Panzarini

Vicepresidente:

Cnl Ing Carlos A. Quinteros

Secretario:

Lic. Marcelo Perés

Tesorero:

Lic. Francisco Hirsch

Vocales Titulares:

Ing. Pastor J. Sierra

Dr. Erich R. Lichtenstein

Dr. José R. Manzano

Ing. Federico Mayer

Vocales Suplentes:

Agrim. Raúl Malberti

Profa. Mercedes B. de O'Neill

Ing. Luis M. Cabanillas

Ing. Antonio D'Alvia

SUBCOMISION DE PUBLICACIONES

Ing. Esteban Horvat

Ing. Oscar Parachú

Ing. Daniel A. Valencio

Dr. Otto Schneider

Ing. Rodolfo Martín

Ing. Carlos Novogrudsky

Dr. Roberto E. Giraldez

Dr. José Manzano

Ing. Roberto Quintela

Dr. José H. Hoffmann

Dr. Erich R. Lichtenstein

Ing. Fernando Vila

Ing. Simón Gershanik

Ing. Juan Castano

Editores:

Ing. Juvenal Llordén Ramírez

Agrim. Mario Ornstein

La publicación del segundo número del Volumen 12 de GEOACTA, ha sido financiada parcialmente con subsidios otorgados por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET) y la Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires (CIC), que no se hacen responsables de su contenido.

En este segundo número del Volumen 12 de GEOACTA se publican trabajos presentados en la 12a Reunión Científica realizada en Mar del Plata en octubre de 1982.

EXPERIMENTACION NUMERICA DE LA CONVECCION HUMEDA
CHATA BAJO DISTINTAS CONDICIONES ATMOSFERICAS

Matilde Nicolini y Mario N. Nuñez*

Comisión Nacional de Investigaciones Espaciales y

Departamento de Meteorología de la Facultad de

Ciencias Exactas y Naturales (U. B. A.)

Buenos Aires, República Argentina

R E S U M E N

Se investiga la convección húmeda chata en pequeña escala, simulada mediante un modelo bidimensional no divergente con simetría rectilínea, suponiendo una atmósfera de referencia condicionalmente inestable y en reposo.

Se realizan distintos experimentos numéricos con el fin de estudiar la influencia sobre la convección de distintos factores, tales como la forma y el valor máximo de la perturbación inicial de la temperatura, la temperatura en superficie y la distribución vertical de la humedad relativa en la atmósfera de referencia.

Se obtienen distintos tiempos para la culminación de la etapa de crecimiento de la nube así como distintas intensidades de la circulación, de calentamientos medios de la capa y de los valores máximos de algunas variables dinámicas y termodinámicas.

A B S T R A C T

Shallow moist convection is studied and simulated by means of a two-dimensional nondivergent model assuming a conditionally unstable reference atmosphere at rest. Numerical experiments are performed in order to study the effects of changing different parameters in the reference atmosphere, such as the shape and the initial maximum temperature perturbation, the surface temperature and the vertical distribution of relative humidity, on the spatial and temporal evolution of convection. Different times are found for the end of the developing stage, for the intensity of the convective circulation and the average warming of the layer and for the maximum values of both dynamical and thermodynamical variables.

* Miembro de la Carrera del Investigador Científico del CONICET.

1. INTRODUCCION

Es sabido que diferentes condiciones atmosféricas generan diferentes tipos de nubes cumulus y que el desarrollo de una nube supone complicados procesos físicos. Dado que gran parte de los problemas relacionados con la dinámica de nubes cumulus no han sido resueltos satisfactoriamente, se intenta en este trabajo describir algunos aspectos del problema convectivo, en particular de la convección húmeda chata. Este tipo de convección generalmente resulta de una estratificación inestable en la atmósfera inferior, producida por el calentamiento radiativo de la superficie terrestre. Los cumulus "chatos" se forman por encima del nivel de condensación representativo del aire en capas bajas, cuando la convección está limitada en su tope por una capa estable superior.

A partir del análisis de escala de Ogura y Phillips (1962), varios autores han simulado numéricamente la convección chata utilizando el sistema aproximado Boussinesq. Nuñez y Nicolini (1983) analizan y comparan el comportamiento de las variables dinámicas y termodinámicas durante la etapa de desarrollo de la convección húmeda y la seca, experimentando numéricamente con diferentes valores del coeficiente de intercambio turbulento, supuesto constante. Estos autores adelantan algunos resultados al experimentar con diferentes condiciones de humedad en el entorno.

En el presente trabajo se utiliza el mismo sistema de ecuaciones que utilizaron Nuñez y Nicolini (1983), si bien se lo hace menos restrictivo al reemplazar los factores $1/T_{\infty}$ y $1/\Theta_{\infty}$ por los correspondientes valores variables con la altura de las condiciones atmosféricas iniciales. T_{∞} y Θ_{∞} representan los valores de temperatura y temperatura potencial en superficie, respectivamente.

Se experimenta numéricamente con el objeto de probar la capacidad del modelo desarrollado para reproducir el comportamiento de la convección cuando se varían las condiciones ambientales o iniciales del modelo. El tiempo de simulación de la evolución de la convección se extiende en todos los casos a 25 minutos con el fin de asegurar que en todos los casos se alcance la culminación de la etapa de desarrollo de la convección.

2. MODELO UTILIZADO

2.1 Sistema de ecuaciones.

El modelo de convección húmeda desarrollado es bidimensional, no divergente y supone simetría rectilínea.

Las ecuaciones básicas utilizadas en este trabajo son similares a las derivadas por Ogura y Phillips (1962) para convección húmeda chata. Se ha incorporado una modificación que permite incluir la contribución al empuje, proveniente del vapor de agua, como hizo Orville (1965). Se adopta además un estado básico no-isoentrópico en una forma similar a la realizada por Wilhelmson y Ogura (1972), y por último se incorporan los términos de intercambio turbulento, tal como se hizo en Núñez y Nicolini (1982). El sistema de ecuaciones resultante es el siguiente :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = J(\psi, \eta) - g \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\Theta^*}{\Theta_0} + 0,61 q_v^* - q_1 \right) + K \nabla^2 \eta \quad (1)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = J(\psi, \phi) + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \ln \Theta_0}{\partial z} + K \nabla^2 \phi \quad (2)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = J(\psi, q) + K \nabla^2 q \quad (3)$$

donde

$$\phi = \frac{\Theta^*}{\Theta_0} + \frac{L_v}{C_p T_0} q_v \quad (4)$$

está relacionada con s la entropía específica del aire a través de :

$$s = \phi C_p + \ln \Theta_0$$

$$q = q_v + q_1 \quad (5)$$

$$\eta = \nabla^2 \psi \quad (6)$$

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (7)$$

$$w = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (8)$$

En las ecuaciones anteriores, η es la componente de la vorticidad normal al plano de movimiento, g la aceleración de la gravedad, Θ y T la temperatura potencial y la temperatura del aire, respectivamente, q_v y q_1 la relación de mezcla del vapor de agua y del agua líquida, respectivamente, K el coeficiente de intercambio turbulento, C_p el calor específico a presión constante, L_v el calor latente de evaporación, u y w las componentes horizontal y vertical del movimiento, respectivamente y ψ es la función corriente. Por último, J representa la expresión matemática usual para el jacobiano.

Se utiliza el mismo criterio utilizado por Ogura (1963) para decidir si el aire está o no saturado en cada instante y punto y para calcular los valores de Θ^* , q_v y q_1 . Para ello se requiere una ecuación para la relación de mezcla de saturación q_{vS} , que se obtiene de :

$$q_{vS} \approx \frac{0,622 e_s}{p_0} \quad (9)$$

y de derivar e_s , la tensión de vapor de saturación, de la ecuación de Clausius Clapeyron y aproximarla de la siguiente manera :

$$e_s \cong e_s(T_0) \exp\left(\frac{L}{R_v T_0} \frac{T^*}{T_0}\right) \cong e_s(T_0) \left[1 + \frac{L}{R_v T_0} \frac{\Theta^*}{\Theta_0} + \left(\frac{L}{R_v T_0}\right)^2 \left(\frac{\Theta^*}{\Theta_0}\right)^2\right] \quad (10)$$

donde se ha utilizado la aproximación válida para la convección chata

$$\frac{T^*}{T_0} \cong \frac{\Theta^*}{\Theta_0}$$

y $e_s(T_0)$ se computa de acuerdo con la fórmula

$$e_s(T_0) = 6,11 \times 10^{7,5} (T_0 - 273)/(T_0 - 36) \quad (T_0 \text{ en } ^\circ\text{K})$$

En lo anterior, R_v es la constante del vapor de agua, y las variables indicadas con asterisco representan las desviaciones respecto de los correspondientes valores en el estado básico que se indican con subíndice cero, tal que si α es una variable cualquiera, $\alpha = \alpha_0 + \alpha^*$.

2.2 Estado básico, condiciones iniciales y de contorno.

El estado básico, que en este trabajo se define como no-isoentrópico, está representado por condiciones ambientales que varían en los distintos experimentos numéricos a través de perfiles verticales ideales de temperatura y humedad. Estos perfiles se suponen lineales y condicionalmente inestables. La atmósfera se encuentra en reposo y no existe fase líquida. Respecto a las condiciones de contorno, se suponen los límites superior, inferior y laterales representados por paredes rígidas, lisas y deslizantes. En otras palabras, se cumplen las relaciones :

$$\begin{aligned} w &= 0, & \frac{\partial u}{\partial z} & & \text{en} & z = 0 \text{ y } z = H \\ u &= 0, & \frac{\partial w}{\partial x} & & \text{en} & x = 0 \text{ y } x = L \end{aligned}$$

donde H y L representan la extensión vertical y horizontal del recinto de integración, respectivamente.

En consecuencia, se verifica que

$$\psi = 0, \quad \eta = 0 \text{ en todos los límites.}$$

Las variables termodinámicas y de humedad se suponen constantes e iguales a sus valores iniciales en los límites verticales y constantes en la dirección x en los laterales. Las condiciones iniciales están dadas por el estado básico al que se ha superpuesto un impulso en la temperatura potencial, ubicado próximo a la superficie en el centro del dominio de integración. Esta perturbación inicial en la temperatura está definida por :

$$\Theta^*_1 = \Theta^*_0 \text{ sen}^2\left(\frac{\pi z}{600}\right) \quad \Theta^*_1(x) \quad \text{para } z \leq 600 \text{ m,}$$

$$\Theta^*_i = 0$$

para $z > 600$ m.

2.3 Esquema numérico

El esquema de diferencias finitas utilizado en la resolución numérica del sistema de ecuaciones es centrado en el tiempo.

Para las derivadas espaciales se utiliza en el caso de los términos advectivos el jacobiano de Arakawa, empleándose diferencias centradas para los restantes términos.

Los términos turbulentos se evalúan en un paso de tiempo anterior al de ejecución con el fin de asegurar la estabilidad computacional. El paso de tiempo Δt se fijó en 4 segundos durante todo el tiempo de integración. Dado que se ha supuesto simetría rectilínea, se integra el modelo solamente en el semiplano vertical $x > 0$ con dimensiones de 3,0 km de altura y 2,0 km de extensión horizontal. En ese recinto se introduce una malla rectangular de retícula constante $\Delta x = \Delta z = 100$ m.

3. EXPERIMENTACION NUMERICA Y RESULTADOS

La Tabla 1 presenta los valores de los parámetros constantes y variables en los

Tabla 1 : Experimentos numéricos				
Valores constantes				
$\gamma_{T_o} = \partial T_o / \partial z = -7,2 \times 10^{-3}$ grado m^{-1} , $k = 40 m^2 s^{-1}$				
$r_{oo} = 1$		$p_{oo} = 1013,25$ mb		
Param. Exp	$\Theta^*_i(x)$	Θ^*_o (°C)	T_{oo} (°C)	γ_{r_o} ($10^{-3} m^{-1}$)
E 1	$\exp(-2,3(x/320))$	1	15	0
E 2	"	2	15	0
E 3	"	1	30	0
E 4	"	1	15	$\left\{ \begin{array}{l} 0 \quad (z < 1500 \text{ m}) \\ 0,3 \quad (z \geq 1500 \text{ m}) \end{array} \right.$
E 5	$\cos(2\pi x/4000)$	1	15	

Tabla 1. Experimentos numéricos.

cinco experimentos realizados. En ella

$$r_o(z) = r_{oo} + \gamma_{r_o} z$$

$$T_o(z) = T_{oo} + \gamma_{T_o} z.$$

En el análisis de los resultados y a fin de investigar la influencia en la evolución

de la convección bajo distintas condiciones iniciales, se toma como referencia el experimento E1. En la Figura 1 se ha dibujado el campo inicial de perturbación de la temperatura potencial (Θ^*_i), común a los experimentos E1 a E4. La Figura 2 representa los campos de Θ^* y ϕ para E1, a los 18 minutos de evolución de la convección. Se observa que la burbuja inicial se ha expandido e intensificado, superando en su núcleo caliente los $2,5^\circ\text{C}$. En la zona de descenso compensatorio, el calentamiento más leve responde a un proceso de compresión adiabática. En la Figura 3, también para E1, las líneas de corriente indican una circulación de tipo vértice anular, mientras que las isofleas de relación de mezcla del agua líquida (q_1) muestran una configuración similar a la de Θ^* . En la nube formada (cuyos límites están determinados convencionalmente por la isofleas de $5 \times 10^{-2} \text{ g kg}^{-1}$), la ubicación del máximo de q_1 no supera todavía los 2,0 km de altura.

La evolución de los campos, tanto de las variables termodinámicas como dinámicas, para el experimento E2, es más rápida que en el experimento E1. El desplazamiento vertical, tanto del núcleo caliente como del núcleo de la corriente ascendente, es mayor, y la circulación más intensa. Sin embargo, las configuraciones de los distintos campos son similares en ambos experimentos.

La Figura 4 muestra el campo de Θ^* para E3 (el caso más inestable). Se observan no solo valores mayores sino una etapa más avanzada en el crecimiento del elemento convectivo con respecto al experimento E1. El núcleo caliente se ha alejado del eje de simetría y se ha deformado el campo de Θ^* , al inclinarse el eje de la corriente ascendente una vez alcanzado su valor máximo. El desplazamiento coincide con la aparición en la capa inferior de una circulación opuesta a la principal (Fig. 5). Esta circulación secundaria se irá extendiendo hacia arriba en tanto que la inicial se ha desplazado aproximándose al límite superior del recinto, sin dejar de intensificarse. Este hecho provoca valores muy elevados de la velocidad horizontal en la rama superior (13 m s^{-1}). La región saturada se aleja horizontalmente del eje de simetría en su región superior, extendiéndose como un yunque simétrico debido a la ausencia de viento con cortante vertical en el entorno.

El experimento E4 (Fig. 6) se caracteriza por presentar a los 18 minutos una etapa de crecimiento anterior a la de E1, especialmente en lo que hace al ascenso del núcleo caliente. Este núcleo, al intensificarse, crea un fuerte gradiente vertical de las variables en la zona superior de la nube. Este comportamiento se debe a la presencia de una capa superior más seca que actúa como freno a la convección. En este experimento, el tope virtual de la nube sólo alcanza el límite superior del recinto a los 24 minutos.

El experimento E 5 se ha realizado con el fin de estudiar la evolución de la convección cuando se fuerza, prácticamente desde el comienzo, un movimiento descendente en la mitad del recinto de integración a través de la forma de la función Θ^*_1 (Fig. 7). En la Figura 8 se observa que la convección se desarrolla más rápidamente, encontrándose a los 18 minutos en la culminación del crecimiento. Se confirma además una característica de la convección, que es la tendencia a reducir rápidamente el área de ascenso respecto de la de descenso, circunstancia que Bjerkness (1938), en su método de la capa, señala como favorable al desarrollo de la convección. En la misma figura se observa también que la columna que une la parte superior de la nube a la base de la capa se destruye debido a la incorporación de aire más seco proveniente de la zona de descenso.

Con el fin de estudiar la evolución en el tiempo de algunas variables dinámicas y termodinámicas y comparar los resultados obtenidos en los distintos experimentos numéricos, se analizan los valores máximos de Θ^* , de la velocidad ascensional w , de los valores medios de Θ^* y de la vorticidad η , en función del tiempo (solamente se presentan las Figuras 9 y 10 como ejemplos de este análisis).

Se define como valor medio de una variable A :

$$\langle A \rangle = \frac{1}{HL} \int_0^H \int_0^L A \, dx \, dz$$

Es posible arribar a los siguientes resultados :

1. La presencia de una capa en la que decrece la humedad relativa hasta alcanzar un valor de 55% en su tope, superpuesta a una capa saturada como condición inicial (E 4), reduce considerablemente tanto la intensidad como la velocidad de crecimiento de la convección. Por lo tanto, la humedad relativa es uno de los factores principales que condicionan la convección.
2. La duplicación de la perturbación inicial máxima Θ^*_0 (E 2) incide fundamentalmente en aumentar la velocidad de crecimiento de las variables, aunque no significativamente, en los valores máximos alcanzados durante la etapa de crecimiento.
3. La inclusión de una perturbación inicial Θ^*_1 periódica con x (E 5) da lugar a una convección más intensa que en el caso de una perturbación inicial positiva, que decrece exponencialmente con x (E 1).
4. En la etapa de debilitamiento de la convección se observa un régimen de oscilación estable ya señalado por otros autores (Ogura, 1963) (ver la Fig. 9, E 3).
5. Al elevarse la temperatura de superficie T_{00} (E 3) y por lo tanto la inestabilidad, se observan una intensificación en la circulación y un mayor calentamiento medio

de la capa. Este último efecto depende de la liberación del calor latente en la condensación. La ausencia en este modelo de una provisión de vapor de agua en la capa inferior hace que la disminución más rápida de la humedad en capas bajas acorte el tiempo de vida de la convección en una nube cumulus, al intensificarse la circulación.

4. CONCLUSIONES

El modelo numérico aquí desarrollado simula razonablemente bien algunas características de la convección húmeda chata, al menos en la etapa de desarrollo.

Al experimentar numéricamente, variando las condiciones iniciales, se observan diferencias en las velocidades de crecimiento de las distintas variables dinámicas y térmicas y en los valores extremos alcanzados. Con el fin de prolongar más allá de la etapa de desarrollo el estudio de la convección, sería necesario modificar el modelo incorporando un tratamiento parametrizado de la microfísica de la fase líquida. Además, es necesario tener en cuenta la influencia de una atmósfera de referencia en movimiento, que dé lugar a una cortante vertical del viento.

BIBLIOGRAFIA

- Bjerkness, J., 1938 : Saturated-adiabatic ascent of air through dry adiabatically descending environment. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 64, 325-330.
- Núñez, M. N., Nicolini, M., 1982 : Simulación numérica de la convección húmeda chata en la atmósfera. Meteorologica, 14 (en prensa).
- Ogura, Y., Phillips, N. A., 1962 : Scale analysis of deep and shallow convection in the atmosphere. Journal of the Atmospheric Sciences, 19, 173-179.
- Ogura, Y., 1963 : The evolution of a moist convective element in a shallow, conditionally unstable atmosphere : a numerical calculation. Journal of the Atmospheric Sciences, 20, 407-424.
- Orville, H. D., 1965 : A numerical study of the initiation of cumulus clouds over mountainous terrain. Journal of the Atmospheric Sciences, 22, 684-699.
- Wilhelmson, R., Ogura, Y., 1972 : The pressure perturbation and the numerical modeling of a cloud. Journal of the Atmospheric Sciences, 29, 1295-1307.

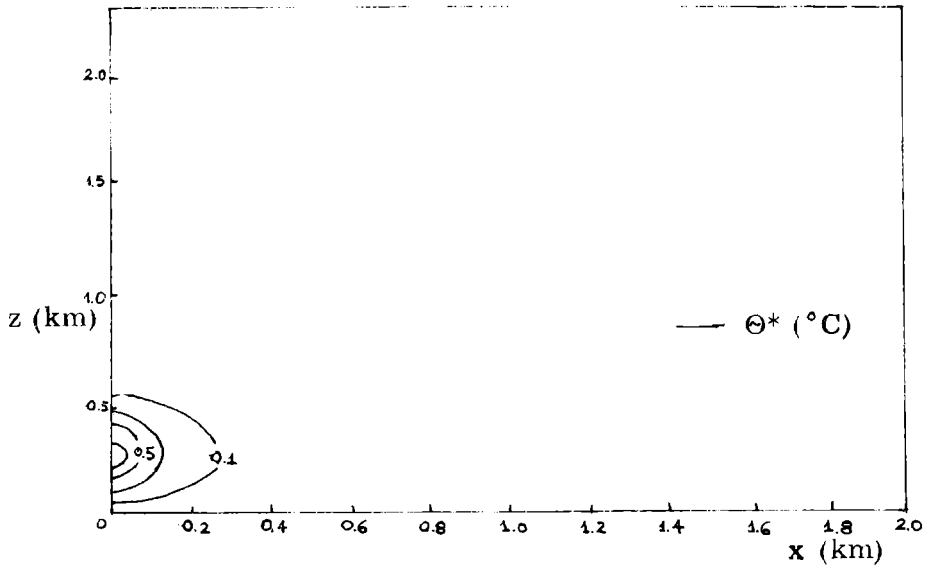


Fig. 1 : Campo inicial de la perturbación de la temperatura potencial (Θ^*) en los experimentos E1, E2, E3 y E4.

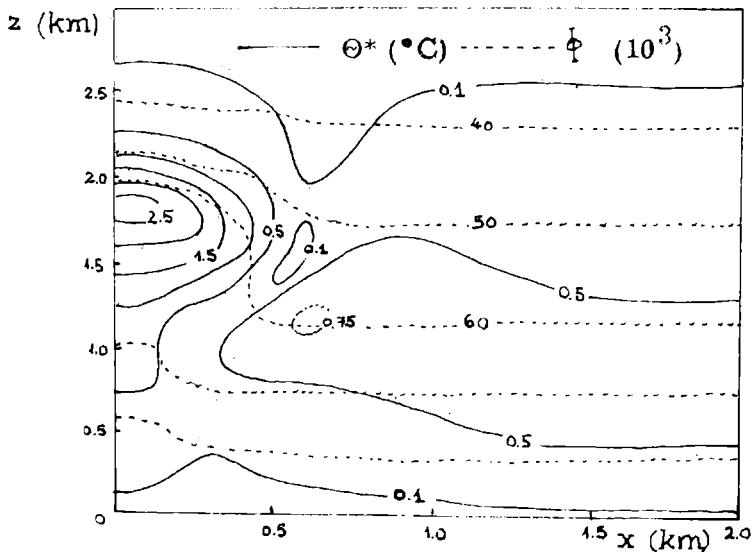


Fig. 2 : Campo de perturbación de la temperatura potencial (Θ^*) y de la variable Φ (proporcional a la entropía específica) al cabo de 18 minutos (Experimento E1).

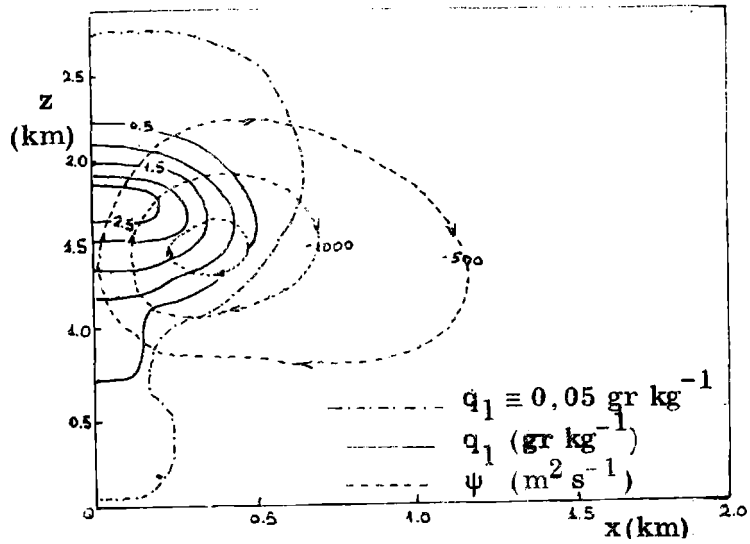


Fig. 3 : Campo de relación de mezcla del agua líquida (q_1) y de la función corriente (ψ) al cabo de 18 minutos (Experimento E1).

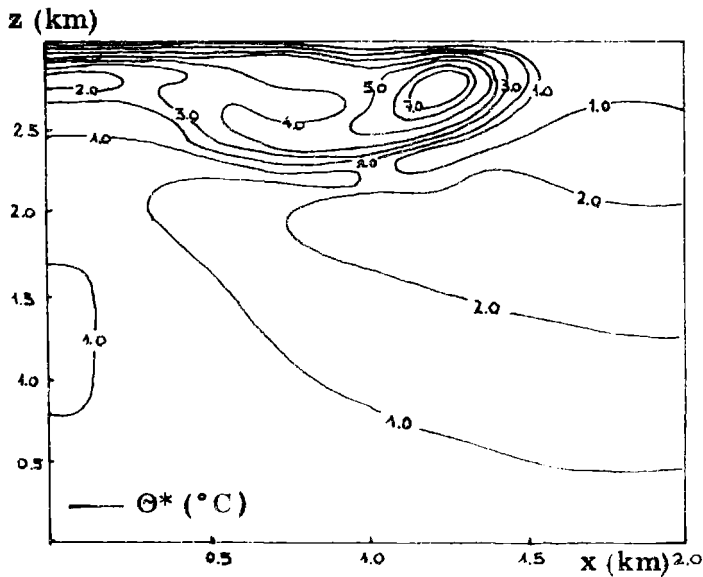


Fig. 4 : Campo de perturbación de la temperatura potencial (θ^*) al cabo de 18 minutos (Experimento E3).

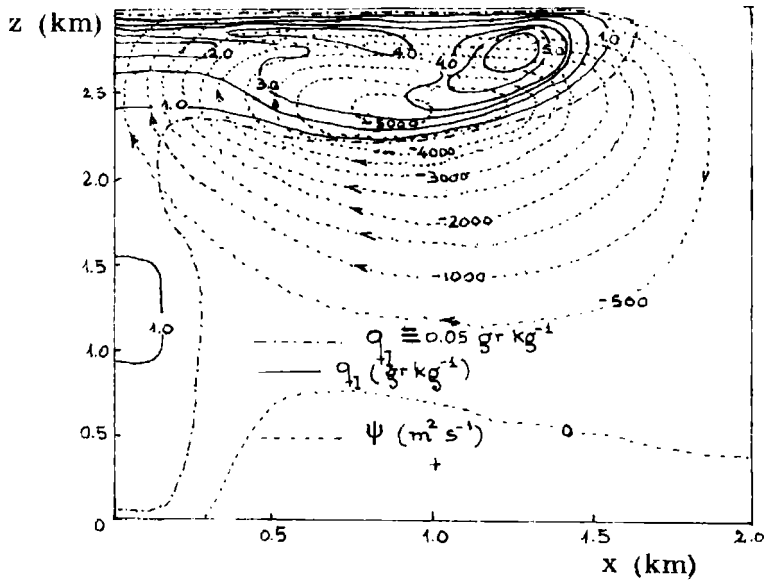


Fig. 5 : Campo de relación de mezcla agua líquida (q_l) y de la función corriente (ψ) al cabo de 18 minutos (Experimento E3).

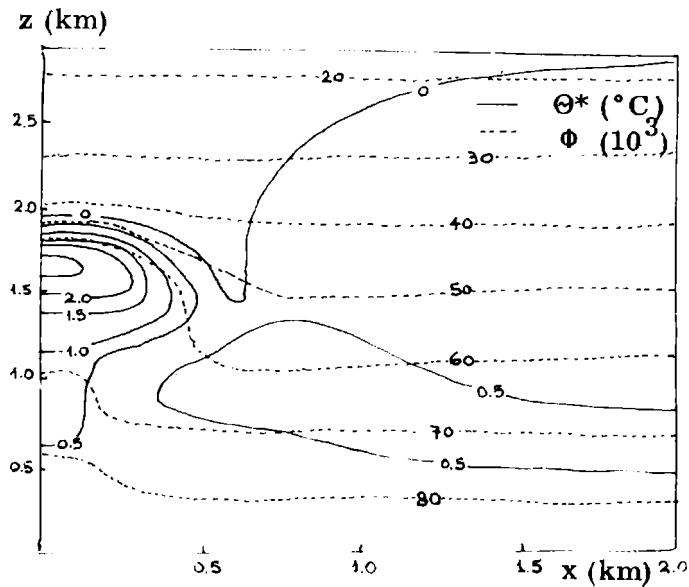


Fig. 6 : Campo de perturbación de la temperatura potencial (Θ^*) y de la variable Φ (proporcional a la entropía específica) al cabo de 18 minutos (Experimento E4).

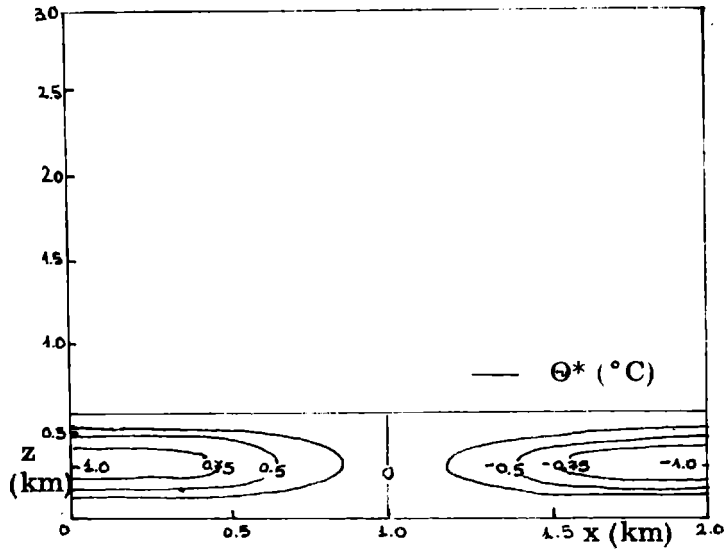


Fig. 7 : Campo inicial de la perturbación de la temperatura potencial (Θ^*) en el experimento E 5.

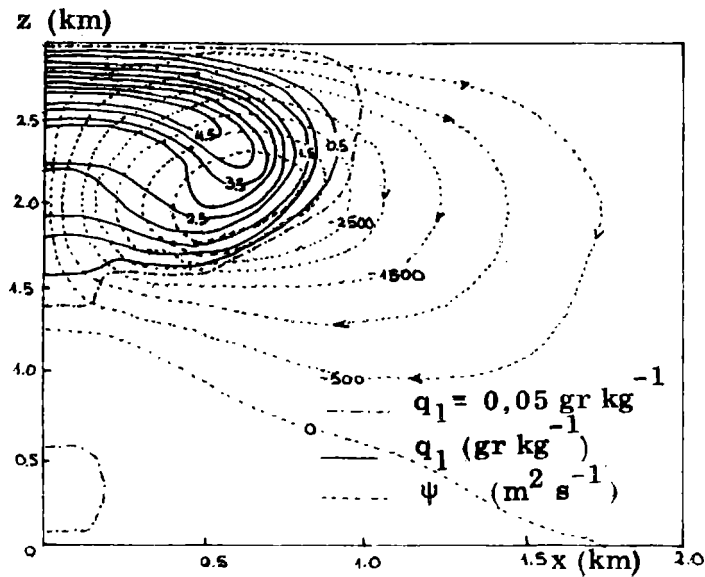


Fig. 8 : Campo de relación de mezcla del agua líquida (q_1) y de la función corriente (ψ) al cabo de 18 minutos (Experimento E 5).

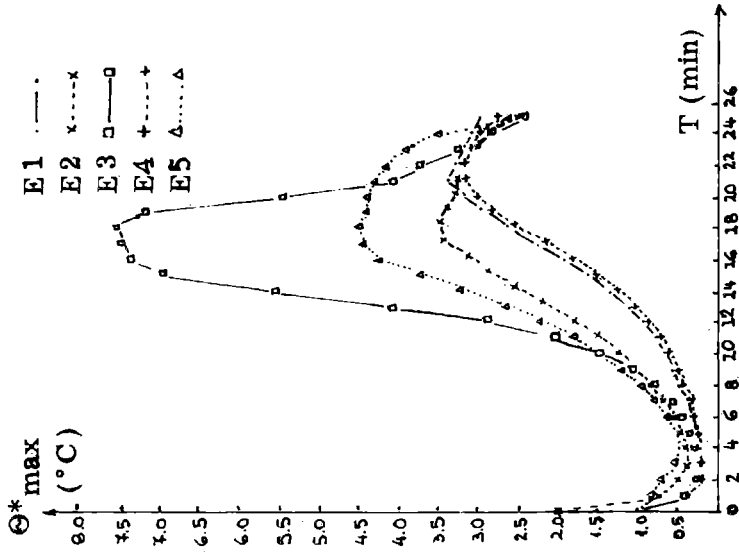


Fig. 10: Variación temporal del valor máximo de la perturbación de la temperatura potencial (Θ^*_{max}) para los distintos experimentos numéricos.

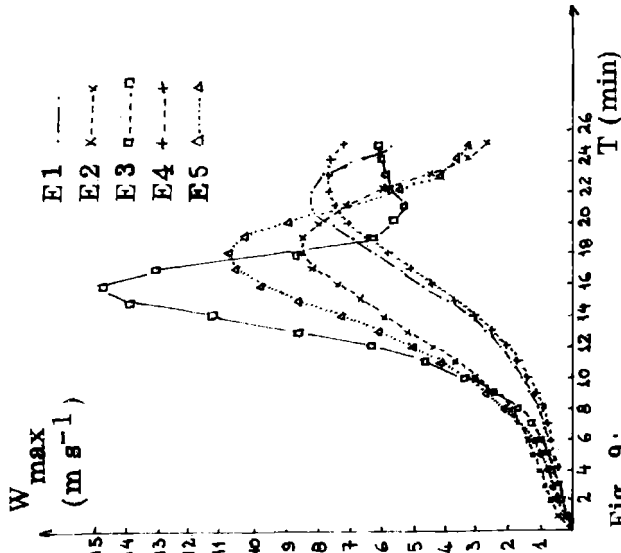


Fig. 9: Variación temporal del valor máximo de la velocidad ascensional (W_{max}) para los distintos experimentos numéricos.

ANOMALIA DE EPISODIOS EXTREMOS EN EL BALANCE DE AGUA REGISTRADOS EN LA
PROVINCIA DE BUENOS AIRES

por : J.J.Burgos, A.Troha y J.A.Forte Lay
Centro de Investigaciones Biometeorológicas (CONICET)
Buenos Aires, República Argentina

RESUMEN

Este trabajo fue motivado por las consecuencias graves para la economía nacional que resultan de la sequías e inundaciones en la provincia de Buenos Aires y con el propósito de contribuir a la descripción de sus características físicas que se relacionan con su impacto socio-económico.

Se utilizaron los valores de probabilidad de lluvia mensual de una red de 200 estaciones pluviométricas de las cuales casi todas disponían de un registro de 60 años de observaciones (1911-1970). Para ello se aplicó la función normal - raíz cúbica que en un trabajo anterior (Troha, 1978) demostró el mejor ajuste con los valores empíricos de la región.

Fueron analizados los siguientes casos: sequía estivo-otoñal de 1979; sequía estival 1979-1980; inundación de 1980 y sequía invierno-primaveral de 1981.

Se sugieren diferentes estrategias para moderar el impacto socio-económico de esta clase de adversidades según el grado de su anomalía y como mejorar la infraestructura meteorológica actual para establecer servicios rutinarios de advertencia sobre las mismas.

ABSTRACT

The severe consequences on national economy resulting from droughts and floods in the province of Buenos Aires motivated this work, which intend to be a contribution describing their physical features in relation with their socio-economic impact.

Probability values of monthly rainfall data, calculated on a 200 rainfall stations network, in nearly all cases with 60 years record of observations (1911-1970) was used. For such purpose the cubic root-normal function, which was find the best fitted function all over the region (Troha, 1978), was applied.

Were analysed the following events: 1979 summer-spring drought, 1980 summer drought, 1980 autumn flood, 1981 winter-spring drought for which several probability map are shown.

It is suggested several strategic policies to alleviate the socio-economic impact of these kind of adversities, accordingly to their anomaly degree, and how to improve the present meteorological infrastructure to establish routine agro-meteorological warnings for this purpose.

INTRODUCCION

La conformación de episodios extremos en el balance de agua, como son las sequías y los excesos de agua, resulta de factores muy diversos. El programa "Estudios de los excesos y deficiencias de agua en la República Argentina" del "Centro de Investigaciones Biometeorológicas (CIBIOM-CONICET)" ha previsto una primera etapa de estudios con métodos analíticos, para el conocimiento de la estructura íntima de los fenómenos; y otra posterior, con métodos de síntesis, para determinar su forma externa o sensible por la cual se pueda evaluar su impacto económico y social (Burgos, 1970 y 1975).

Se reconocen así, en la formación de estos fenómenos complejos, los grandes componentes y elementos que se enumeran a continuación :

1. Componente meteorológica :

- a) Volumen e intensidad de las precipitaciones y sus anomalías.
- b) Anomalía en la circulación regional y general de la atmósfera.
Tipos de masas de aire y estados de tiempo que las caracterizan.
- c) Flujo vertical y transporte advectivo del vapor de agua en relación con la evaporación.
- d) Balance de energía local y regional.

2. Componente edafológica :

- a) Capacidad de almacenaje de agua y fuerza de su retención, según el tipo de suelo.
- b) Infiltración y escurrimiento superficial, según el tipo de suelo.
- c) Geomorfología, relieve y pendiente del suelo.
- d) Manejo, estructura y textura del suelo.

3. Componente biológica :

- a) Tipo de cubierta vegetal natural o cultivada.
- b) Extensión superficial y profunda del sistema radicular.
- c) Fenología y época del cultivo.
- d) Resistencia y tolerancia de la vegetación a los episodios extremos del balance de agua.

4. Componente socioeconómica :

- a) Uso de la tierra.
- b) Tenencia de la tierra.
- c) Productividad potencial y real de la tierra.
- d) Densidad y tipo de población.
- e) Proyectos de desarrollo y colonización.

Varios proyectos se han desarrollado y terminado en el CIBIOM en las componentes 1 y 2, ya mencionados. Algunos de ellos se realizaron para caracterizar el régimen de las precipitaciones en su volumen, intensidad y distribución temporal y otros para determinar sus efectos en el suelo, como escurrimiento, arrastre,

infiltración y variación de su almacenaje de agua. En el desarrollo de estos proyectos la provincia de Buenos Aires constituyó un área piloto importante, dentro de la región pampeana, utilizada además para el ajuste de los métodos usados. La red de estaciones climatológicas y pluviométricas es en ellas la más densa y con la serie más larga y uniforme que posee el país. El período disponible con observaciones depuradas y ordenadas de los años 1911 a 1970 (60 años), no es tan larga como para incluir repeticiones de grandes fluctuaciones a largo plazo, sin embargo, resulta suficiente para que sus parámetros estadísticos y las conclusiones que permiten puedan ser aplicados a muchos problemas prácticos.

En el presente trabajo se hace sólo un análisis de los episodios de sequías y excesos de agua extremos ocurridos entre 1979 y 1982 sobre la base de la información pluviométrica disponible. Esto significa un tratamiento del elemento a), de la componente meteorológica de los fenómenos estudiados, anteriormente referidos. Estos episodios fueron la sequía estivo-otoñal de 1979 en el centro este de la provincia de Buenos Aires, que afectó especialmente a la ganadería; la sequía estival de 1979-1980, que determinó una sensible baja en la cosecha de maíz y girasol; las catastróficas inundaciones de 1980 y la sequía invierno-primaveral de 1981 que originó una sensible baja en la producción del trigo.

MATERIAL Y METODO

1. Probabilidad de la precipitación como indicador de episodios extremos en el balance de agua.

En un estudio previo se ordenaron los valores de precipitación diaria de 200 estaciones (2 estaciones por partido, aproximadamente) como para obtener las distribuciones de frecuencia de este fenómeno discreto en cualquier intervalo de tiempo mayor que 1 día. Se comprobó además, mediante las pruebas de χ^2 y el parámetro Kolgomorov-Smirnov, que el mejor ajuste se obtiene mediante la aplicación de la función normal-raíz cúbica, a la cual siguen ordenadas en esta condición la gamma incompleta III^a de Pearson, normal-logarítmica, y normal-gaussiana (Troha, 1978). Por esta razón se aplicó la función normal-raíz cúbica a todo el material disponible y se calculó la probabilidad de ocurrencia de precipitaciones iguales o menores (en el caso de sequías), o iguales o mayores (en el de los excesos de agua) para los intervalos que correspondieron con parte o todo el período en que se registraron los episodios extremos analizados.

2. Evaluación del impacto socio económico de los episodios extremos estudiados .

Es indispensable vincular la magnitud de la anomalía de los episodios de sequía y exceso de agua, o sea su probabilidad de ocurrencia, con la estrategia que se debe adoptar para paliar sus consecuencias sobre los recursos naturales y artificiales renovables (agricultura, ganadería y forestales cultivados) que a su vez depende de su impacto socio económico. El fundamento de esta afirmación y de la metodología propuesta es la admisión de que la frecuencia y magnitud de los

fenómenos extremos conforman la experiencia y la capacidad de adaptación al medio, tanto del individuo como de la sociedad que integra (Burgos, 1975; Burgos et al., 1979).

Si se acepta como experiencia individual la que se puede acumular en los 30 ó 40 años de vida activa de un individuo y a ella se agrega, la de los 30 ó 40 años de la generación precedente, se obtiene un conjunto de experiencia personal de 60 a 80 años. Un fenómeno que se presenta término medio entre 1 vez cada 5 años ($P = 20\%$) y 1 vez cada 20 años ($P = 5\%$), habrá ocurrido en la experiencia personal del individuo de 12 a 3 veces en una serie de 60 años. Se puede estimar que las consecuencias de tales anomalías son suficientemente conocidas como para solucionarlas o moderarlas con el esfuerzo individual, aún cuando ello pueda ser apoyado por servicios de extensión o educación. En el caso de sequías, se podrán emplear tecnologías apropiadas como el riego suplementario, aumento de la capacidad de agua (barbecho limpio o sucio) y modificación de su textura, cubiertas orgánicas e inorgánicas, reservas de forraje, etc.; y en el caso de los excesos de agua, labores de evacuación y desviación de escurrimientos superficiales, drenaje de escurrimiento profundo, mejoramiento de la infiltración, etc.

Se puede afirmar que el individuo carece de experiencia personal cuando la anomalía tiene una frecuencia media menor que 1 vez cada 20 años ($P = 5\%$). Es decir, cuando el fenómeno se repite en una serie de 60 años menos de 3 veces ($P < 5\%$). En estos casos no se puede pretender que el individuo tenga medios eficaces para que la comunidad a la cual pertenece pueda afrontar las consecuencias. Sin embargo, se estima conveniente distinguir 2 magnitudes de tales anomalías: la primera, cuando el fenómeno ocurre desde 1 vez cada 20 años ($P = 5\%$) hasta 1 vez cada 100 años ($P = 1\%$) y los casos más extremos aún, como los que pueden presentarse a intervalos mayores de 100 años. En el primer caso, si el fenómeno no se extiende sobre grandes superficies, deberá preverse una asistencia social regional para evitar sus graves consecuencias; en el segundo, sólo la asistencia social nacional o aún internacional (sequía Sahel 1970-1977), podrá evitar que la calamidad pública generada llegue a sus máximas consecuencias.



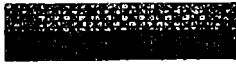
En los casos descriptos en este trabajo se han delimitado y considerado las tres magnitudes de anomalías, tanto en el análisis de los fenómenos y de sus consecuencias como en las cartografías que los ilustran. El Cuadro N°1 resume el criterio expuesto.

RESULTADOS OBTENIDOS

1. Sequía estivo - otoñal de 1979

Durante el verano y el otoño de 1979, parte de la provincia de Buenos Aires experimentó una sequía cuya existencia e intensidad provocó una persistente controversia entre las asociaciones de productores agropecuarios y los organismos provinciales responsables de la conducción económica, de la cual se hizo eco la

prensa local, provincial y nacional (Burgos et al., 1979). Con la información de 150 estaciones de la red pluviométrica básica ordenada para el período 1911-1970, se calculó la precipitación ocurrida durante los bimestres enero-febrero, marzo-abril, mayo-junio y en todo el semestre enero-junio. Desde 1970 último año hasta pasada la sequía, 30 estaciones fueron clausuradas y de las restantes no se recibió la información oportunamente. Luego, para cada localidad se estableció la probabilidad de ocurrencia de una precipitación igual o inferior al volumen registrado en el período estudiado. En sendos mapas se trazaron las isohietas e isolíneas de equiprobabilidad correspondientes a los niveles indicados en el Cuadro N° 1.

Referencias en Figs. de P %	Probabilidad P %	Recurrencia media 1 vez cada :	Grado de asistencia
	20	5 años	Tecnológica
	10	10 años	
	>5	< 20 años	
	5	20 años	Social Regional
	2	50 años	
	>1	< 100 años	Social Nacional
	1	100 años	
	0.5	200 años	
	<0.5	>200 años	

Cuadro N° 1.- Niveles de probabilidad utilizados y recurrencia media correspondiente en relación a las medidas paliativas que pueden aconsejarse en cada caso.

De la observación de las isohietas normales del período enero-junio y su comparación con las del mismo período de 1979, ya se pudo tener una apreciación aproximada del fenómeno ocurrido. Como se puede notar en la Fig. N° 1, a y b, mientras las precipitaciones normales del período disminuyen regularmente, desde el NE (> 500 mm) hacia el SW (< 200 mm), el año 1979 se caracterizó por elevadas precipitaciones en el NW de la provincia (> 500 mm), aproximadamente normales en el S, pero muy deficientes en la parte oriental especialmente en el curso bajo del río Salado (< 200 mm).

Sin embargo, mucho más objetiva resulta la evaluación de la anomalía si se consideran los valores de probabilidad de las precipitaciones ocurridas. Una serie de mapas de la secuencia bimestral enero-febrero, marzo-abril y mayo-junio que no se presenta aquí por razones de espacio mostró la dinámica de este parámetro. Luego del período antecedente con precipitaciones abundantes, enero-febrero mostró un área extensa con $P < 20\%$ y la denominada "Depresión del Salado" un área con $P < 5\%$, con un centro de mayor anomalía sobre el Partido de Chascomús

($P < 1\%$). En el oeste de esta región se apreciaron daños en el maíz que se hallaba en floración y en el sur, en el girasol. En la "Depresión del Salado" los daños en pastizales no fueron tan aparentes por el tipo de vegetación y porque las lluvias anteriores fueron abundantes. En el período marzo-abril la anomalía continuó pero algo replegada hacia el Este, sin embargo, en este período la máxima anomalía se desplazó hacia el SW al norte de las Sierras de Tandil entre los partidos de Azul, Rauch y Tandil. Esta situación provocó en el Sur dificultades en las siembras de verdeos y praderas y en la "Depresión del Salado" la falta de forraje se tornó crítica. En mayo-junio la anomalía permaneció en el NE de la provincia con pequeños focos en Tandilia y Ventania aunque la mayor intensidad se registró sobre la ribera del Río de la Plata ($P < 2\%$). Los daños ocurrieron principalmente sobre los pastizales y la ganadería de carne y leche.

La anomalía para el período enero-junio se puede apreciar en la Fig. N° 1c, que afectó aproximadamente la mitad del territorio de la provincia y una buena parte con una $P < 5\%$, ubicándose la mayor intensidad ($P < 0,5\%$) sobre los partidos de La Plata, Las Heras, Cañuelas, San Vicente, Brandsen, Magdalena, Roque Pérez, Monte, Gral. Paz, Chascomús, Saladillo, Gral. Alvear, Gral. Belgrano, Las Flores, Pila, Castelli y parte de los de Rauch, Tapalqué y Azul.

2. Sequía estival 1979 - 1980

Durante el verano 1979-1980, los cultivos estivales de la región pampeana denominados cosecha gruesa, estuvieron expuestos a condiciones de sequía que determinaron una disminución apreciable de sus rendimientos. El total de la cosecha, estimado inicialmente en 32.000.000 toneladas, se vio amenguado en 7.000.000 lo cual resultó en una reducción importante de los saldos exportables del país.

Los materiales pluviométricos del Servicio Meteorológico Nacional ordenados por el CIBICM, permitieron establecer cómo afectó esta sequía el territorio de la provincia de Buenos Aires. En este caso se utilizó la información de 175 estaciones de las cuales 148 fueron las correspondientes a las 200 del ordenamiento original y las restantes nuevas que permitieron suplir a las clausuradas o carentes de información.

El análisis realizado con los valores y cartografías del período total XII-1979 a II-1980 indicaron que, en casi toda la provincia, las precipitaciones fueron cercanas y aún superiores a los valores normales; con excepción de algunas áreas en su extremo este y del centro-oeste y del sur donde, por el contrario, resultaron apreciablemente inferiores. En cambio, sólo si se consideran los valores correspondientes a los meses de enero y febrero de 1980 se puede observar las características de la anomalía en la provincia de Buenos Aires.

La Fig. N° 2, a y b, muestra la precipitación normal de enero y la correspondiente al mismo mes de 1980. Se comprueba así que mientras la primera supera los

100 mm en el NW y desciende más o menos regularmente hasta menos de 30 mm en el Sur, en el año 1980 extensas áreas en el N y en el NW de la provincia -así como en su extremo SW y centro-este- fueron bastante inferiores a los valores normales.

Como en el caso anterior, mejor definido resulta el fenómeno si se analiza a través de la probabilidad de que se produzcan totales de precipitación iguales o inferiores a los ocurridos, cuando se tiene en cuenta además el uso de la tierra de las áreas afectadas y el estado fenológico de su producción. La Fig. N° 2, c y d, ilustra la probabilidad referida en los meses de enero y febrero de 1980. En enero sobre parte del N de la provincia de Buenos Aires, en sus límites con Entre Ríos, Santa Fe, Córdoba y La Pampa, se extendió un área irregular con precipitaciones inferiores al nivel $P = 20\%$ con porciones de $P < 2\%$. Estas condiciones fueron particularmente perjudiciales para el maíz, que en este mes se encontraba en floración, así como para otros cultivos estivales como girasol, sorgo y soja. La sequía impidió también la segunda época de siembra de soja que se realiza a fines de diciembre. Seguramente estos daños fueron aún mayores hacia las provincias limítrofes. Otras áreas deficientes se ubicaron entre la Bahía de Samborombón y Mar del Plata, hacia las Sierras de Tandil, y en el SW de la provincia con perjuicios en los pastizales.

En febrero se observó un área de $P < 20\%$ sobre la costa, entre Magdalena, La Plata y Villa Gesell, con un núcleo de $P < 2\%$ en el N. Otro área con $P < 2\%$ se ubicó en el S con un núcleo de $P < 5\%$ entre Necochea y Cnel. Dorrego y con daños en cultivos estivales como el girasol.

3. La inundación otoñal de 1980.

Las espectaculares inundaciones de 1980 en la provincia de Buenos Aires fueron consecuencia de anomalías en el volumen de las precipitaciones frente a las particulares condiciones de relieve casi plano y de infiltración lenta de las áreas afectadas. De ellas se puede hacer un análisis similar al de los casos anteriores usando los mismos materiales básicos.

En este caso se obtuvieron los valores pluviométricos del Servicio Meteorológico Nacional correspondientes a los meses de abril y mayo de sólo 120 estaciones de la red básica. Las restantes 80 estaciones no pudieron utilizarse por haber sido clausuradas o no haber llegado la información respectiva oportunamente. La observación de los valores y cartografías correspondientes a los meses de abril y mayo separados o conjuntos demuestra elocuentemente, aunque en forma simple, una anomalía poco común. Según ellos en abril solamente un área, que abarcó parte de los partidos de Tapalqué, Las Flores, Azul y Rauch, registró una precipitación superior a 600 mm, casi equivalente al valor normal del año (700-800 mm).

En el bimestre abril-mayo el área con este valor se extendió sobre una superficie casi 5 veces mayor cubriendo los partidos de Azul, Gral. Alvear, Las Flores, Píla, Rauch y parte de los siguientes partidos : Tandil, Juárez, Olavarría y

Tapalqué.

La figura N°3, a, b y c ilustra la magnitud de la anomalía de la precipitación en el período analizado. En ella se muestra los niveles de probabilidad de la precipitación ocurrida durante el período trisemanal con las lluvias más intensas desde el 16 de abril al 6 de mayo, el mes de abril y el bimestre abril mayo. El período trisemanal con las lluvias más intensas muestra grandes áreas con anomalía muy extrema $P < 0,5\%$ (correspondiente a una frecuencia inferior a 1 vez cada 200 años) cuyos contornos son algo irregulares probablemente debido a lo breve del período considerado. Más de la mitad del territorio de la provincia soportó una anomalía inferior a 1 vez cada 20 años ($P = 5\%$) límite considerado fuera del alcance de una reparación por medios tecnológicos.

Si se considera todo el mes de abril la irregularidad de los contornos de las áreas de equiprobabilidad persiste pero la magnitud de extensión afectada es aproximadamente la misma. Si se observa el mapa correspondiente a la anomalía del bimestre abril-mayo se puede comprobar que la extensión del fenómeno ha variado muy poco en relación con los períodos más cortos precedentes pero sus contornos resultaron algo más uniformes. El mes de mayo, cuya cartografía no aparece aquí, presentó anomalías mucho menos extremas y sólo la isolinia de $F = 5\%$ encierra cierta extensión en el SW de la provincia. El mapa del período abril-mayo muestra así que poco menos de la mitad del territorio provincial estuvo sometido a la rareza de un fenómeno probable 1 vez cada 200 años o más, para el período calendario analizado que abarcó el centro, centro-sur y sudeste del mismo. Los partidos afectados en su superficie total fueron: Saladillo, Gral. Alvear, Las Flores, Gral. Belgrano, Tapalqué, Pila, Olavarría, Azul, Rauch, Ayacucho, Gral. Lamadrid, Laprida, Juárez, Tandil, Balcarce, Mar Chiquita, González Chaves, Lobería, Gral. Pueyrredón y Gral. Alvarado; gran parte de los de Necochea, Tres Arroyos, Cnel. Pringles, Cnel. Suárez, Caseros, Bolívar, 25 de Mayo, Chivilcoy, Navarro y Gral. Guido; y parte de Maipú, Gral. Madariaga, Chascomús, Gral. Paz, Monte, Lobos, Suipacha, Alberti, Bragado, 9 de Julio, Saavedra, Puán, Tornquist y San Cayetano.

Debe tenerse en cuenta que este análisis se refiere sólo a la precipitación y que la magnitud de la inundación catastrófica que provocó puede no tener una relación directa con aquéllos. Sin duda, el relieve, la infiltración y el uso y manejo del suelo pueden agravar o aliviar el efecto de las lluvias excesivas. Además de los daños provocados sobre las comunicaciones, viviendas y las pérdidas de vidas humanas, la actividad más perjudicada fue la ganadería pues si bien en el área de esta anomalía se encuentran zonas agrícolas muy importantes, estas se sitúan sobre relieves positivos como en las Serranías de Tandilia y Ventania, donde el escurrimiento es relativamente más rápido. Los daños más graves se concentraron en las zonas deprimidas o más bajas.

4. La sequía invierno - primaveral de 1981

Poco después de las extraordinarias precipitaciones, cuya consecuencia fue la trágica inundación de 1980 en la provincia de Buenos Aires, ocurrió la sequía invierno-primaveral que se describe a continuación. La sequía comenzó a notarse en el mes de junio y culminó hacia fines de octubre.

El Servicio Meteorológico Nacional proveyó la información pluviométrica del período mayo-octubre de 1981 de 168 estaciones, de las cuales sólo 131 correspondieron a la red básica utilizada en la determinación de los parámetros probabilísticos originales ya mencionados. Además, se utilizaron 37 estaciones adicionales para reemplazar las estaciones de la red básica clausurada o cuya información no llegó oportunamente. Con esta información se obtuvieron los valores y se elaboraron mapas de isohietas correspondientes a los trimestres imbricados junio-julio-agosto y julio-agosto-setiembre y al período en el que se centró la sequía, entre el 1° de junio y el 22 de octubre de 1981.

Además se estimó, para cada localidad, la probabilidad de ocurrencia de una precipitación igual o inferior para cada período considerado. Con estos valores se construyeron los mapas con isolíneas de equiprobabilidad de los mismos niveles que muestra el Cuadro N° 1.

La observación de los valores normales de precipitación para el período de la sequía 1° abril al 22 de octubre, muestra una gradación muy regular de este elemento en una dirección NE-SW desde valores máximos de 325 mm, sobre la ribera del Río de la Plata entre el delta bonaerense y Punta Indio, hasta 125 mm en el extremo SW, en el límite con el Río Colorado. La precipitación durante este mismo período del año 1981 fue muy baja en toda la provincia. Sólo se registraron valores próximos a los normales en el extremo noreste de las áreas más lluviosas, especialmente entre La Plata y Magdalena. En el resto de la provincia se observaron valores muy bajos de 150, 100, 50 mm que, en los extremos NW y SW, se aproximaron a 0 mm.

En la Fig. N° 4, a, b y c se muestra los mapas con isolíneas de equiprobabilidad de los períodos calendario trimestrales imbricados junio-julio-agosto y julio-agosto-setiembre, y el del período de sequía 1° de junio al 22 de octubre. Se puede notar, con la secuencia de los tres mapas, que el fenómeno se detecta más definidamente cuando es considerado en el período de 144 días en el cual mostró sus consecuencias. Se individualiza así en la Fig. N° 4, c, una gran área con $P < 0,5\%$ (1 vez cada 200 años o más, con lluvias iguales o inferiores a las registradas) en el centro sur y sudoeste de la provincia y otra de menor extensión en su extremo NW.

Dada la época de esta sequía, la misma afectó a los cultivos de cereales finos de siembra otoño-invernal por hallarse los mismos en fase de germinación hasta floración, según la especie y cultivar; mientras que los cereales y oleaginosos

sas de grano grueso o estivales se vieron afectados por el atraso de su siembra.

La zona más afectada correspondió en gran parte con el área triguera típica y el período, con el más crítico para el desarrollo del trigo (prefloración y floración). Si se tienen en cuenta los datos proporcionados por la Bolsa de Cereales, según los cuales el área sembrada con trigo en esta campaña fue de un total de 4.600.000 has contra 3.262.000 has de la campaña precedente, en todo el país, mientras que su producción fue de 5.000.000 tn contra 5.053.000 tn de la campaña anterior, se puede inferir una disminución del rendimiento global de algo más del 20%, lo cual equivale aproximadamente a 317 kg ha^{-1} en promedio.

5. Conclusiones :

1. El análisis de los casos descritos, indica hasta dónde es posible apreciar la magnitud de las anomalías extremas en el balance de agua, cuando se cuenta sólo con valores diarios de precipitación, con una serie de observaciones homogénea, continua y ordenada de 60 años, sobre una red de 1 estación cada 1600 km^2 , aproximadamente y en una región relativamente llana.
2. Esta apreciación puede perfeccionarse mediante la consideración de otros componentes y elementos mencionados en la Introducción. Otros elementos de las componentes meteorológica y edafológica, ya determinados o aproximados mediante estimaciones verificadas, pueden contribuir a un mayor ajuste en la evaluación de estos fenómenos.
3. La transferencia de estos conocimientos, en forma permanente, a los medios vinculados con la producción agropecuaria y para el uso racional de los recursos naturales renovables, requerirá la adecuación de una infraestructura necesaria que aún no dispone el país. Esta deberá atender la reinstalación de estaciones clausuradas e instalación de nuevas estaciones, con intercomunicación diaria, concentración de la información pluviométrica, centro de depuración y análisis de la información y para la difusión de advertencias sobre la evolución de las anomalías y sus consecuencias. De otro modo trabajos como el presente no dejarán de ser puros ejercicios académicos.

BIBLIOGRAFIA

- BURGOS, J.J.; 1970. La sequía como fenómeno agroclimático. Actas del Seminario Regional sobre Hidrología de las Sequías. págs. 165 - 176. Lima, Perú.
- BURGOS, J.J.; 1974. Manejo de pasturas y ganado en épocas de sequía. Trad. del Cap V del autor en C. E. Hounam, J.J.Burgos, M.S.Kulik, W.C. Palmer and J. Rodda; 1973, "Drought and Agriculture". Geneva, Suiza. Technical Note N° 138; WMO N° 392 pp 59 - 80 publicado por la Facultad de Agronomía y Veterinaria de Buenos Aires. Biblioteca Central Buenos Aires.
- BURGOS, J.J.; A.TROHA y J.A.FORTE LAY; 1979. Nota sobre "La sequía estivo - otoñal bonaerense" . La Nación 15/IX/1979.
- TROHA, A.; 1978. "El régimen de las precipitaciones en la provincia de Buenos Aires ". Taller argentino-estadounidense "Las sequías y el hombre". 14 págs. mimeogr. y mapas. CONICET-NSF. Mar del Plata.

EPIGRAFES DE LAS FIGURAS

Fig.N° 1.- Sequía estivo - otoñal de 1979.

- a) Isohietas de precipitación normal del período enero-junio en mm.
- b) Isohietas de la precipitación ocurrida en el período enero-junio de 1979 en mm.
- c) Zonas de equiprobabilidad de ocurrencia de precipitaciones iguales o inferiores a las observadas en el período enero-junio de 1979. Los valores numéricos indican P %.

Fig.N° 2.- Sequía estival de 1979 - 1980

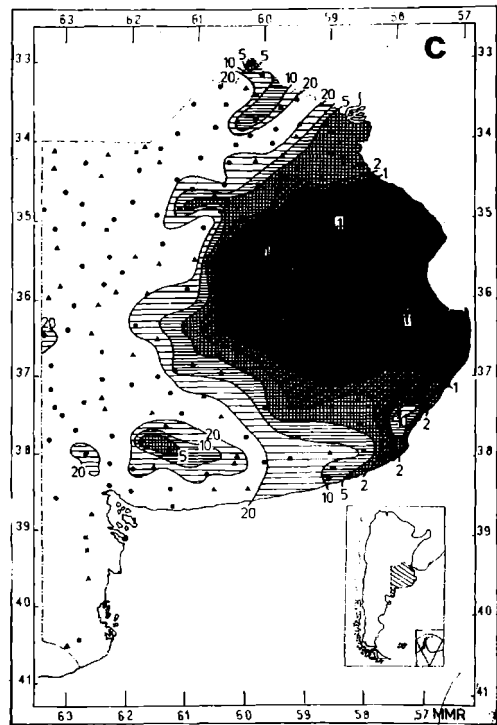
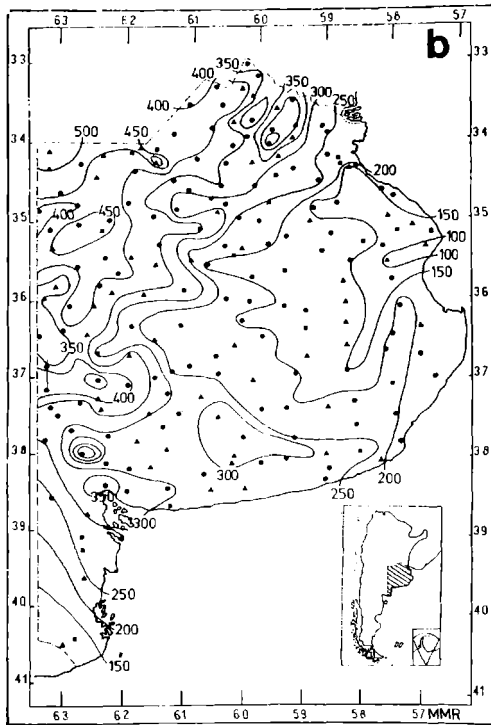
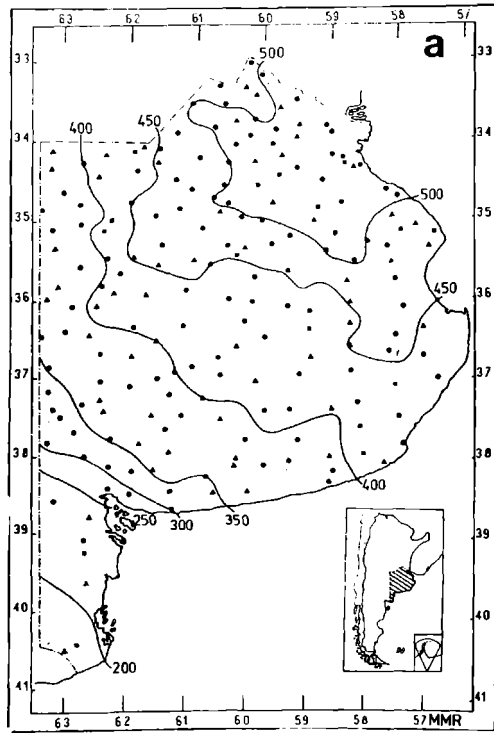
- a) Precipitación normal del mes de enero en mm.
- b) Precipitación ocurrida en el mes de enero de 1980 en mm
- c) Zonas de equiprobabilidad de ocurrencia de precipitaciones iguales o inferiores a las registradas en enero de 1980. Los valores numéricos indican P %.
- d) Zonas de equiprobabilidad de ocurrencia de precipitaciones iguales o inferiores a las registradas en febrero de 1980. Los valores numéricos indican P %.

Fig.N° 3.- La inundación otoñal de 1980. Los valores numéricos indican P %.

- a) Zonas de equiprobabilidad de ocurrencia de precipitaciones iguales o superiores a las observadas en el período trisemanal entre el 16 de abril y el 6 de mayo de 1980.
- b) Zonas de equiprobabilidad de ocurrencia de precipitaciones iguales o superiores a las observadas en el mes de abril de 1980.
- c) Zonas de equiprobabilidad de ocurrencia de precipitaciones iguales o superiores a las observadas en el bimestre abril-mayo de 1980.

Fig.N° 4.- Sequía invierno-primaveral de 1981. Los valores numéricos indican P %.

- a) Zonas de equiprobabilidad de ocurrencia de precipitaciones iguales o inferiores a las registradas en el trimestre junio-julio-agosto de 1981.
- b) Zonas de equiprobabilidad de ocurrencia de precipitaciones iguales o inferiores a las observadas en el trimestre julio-agosto-setiembre de 1981.
- c) Zonas de equiprobabilidad de ocurrencia de precipitaciones iguales o inferiores a las registradas durante el período de sequía: 1° de junio a 22 de octubre de 1981.



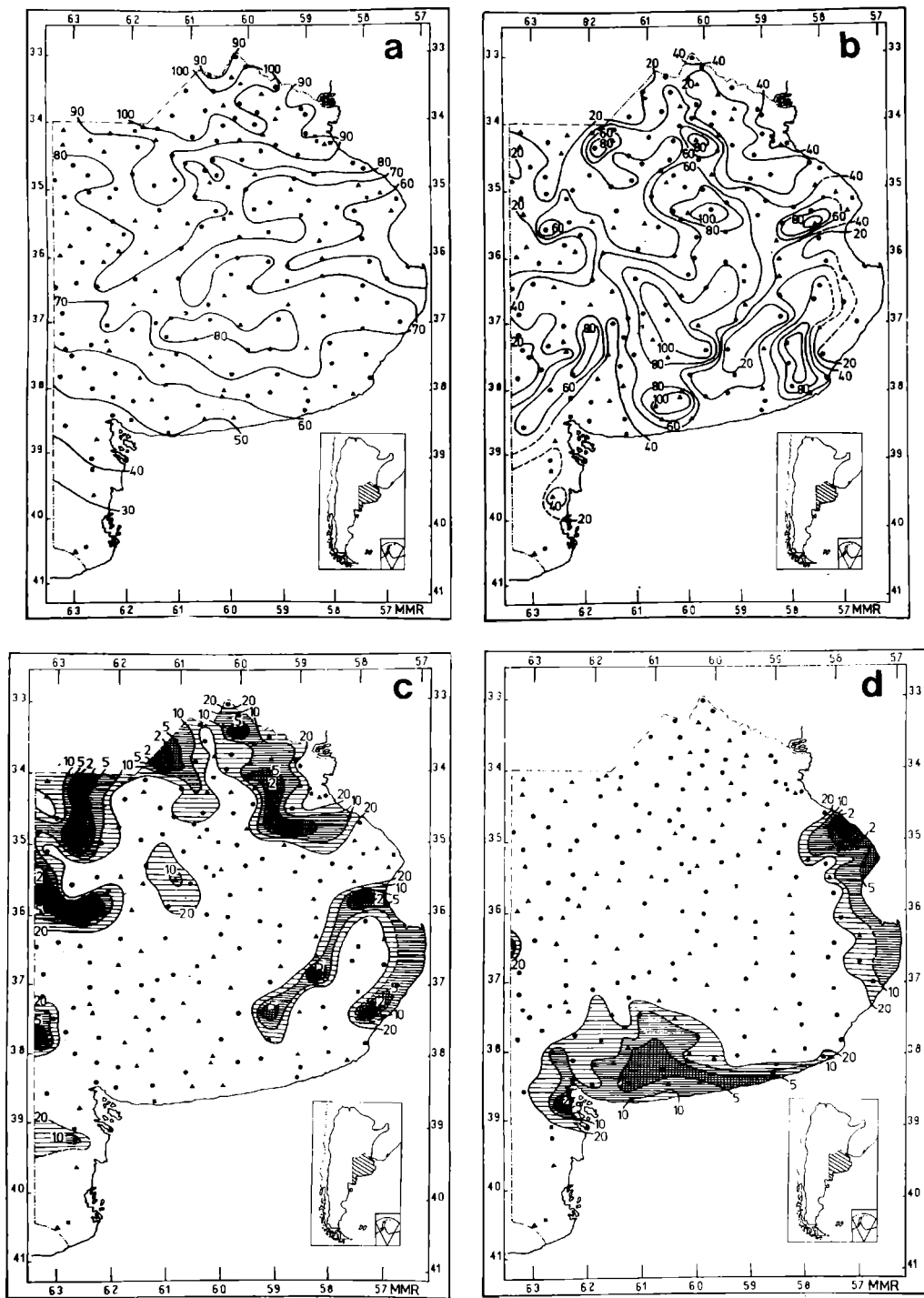


Fig. N°2

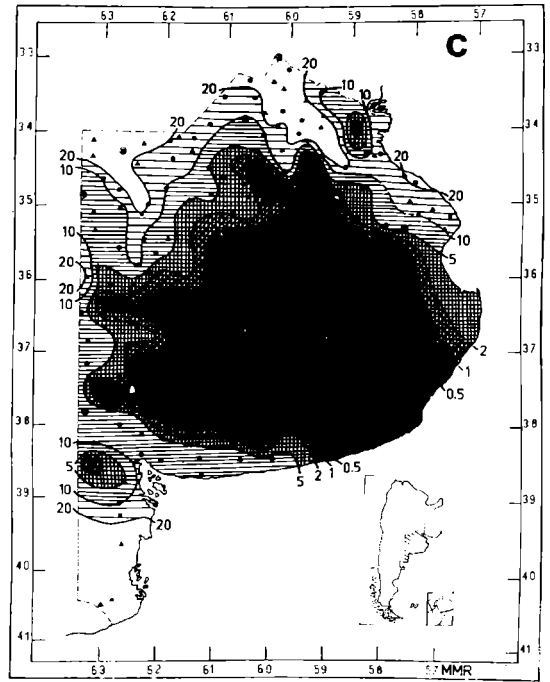
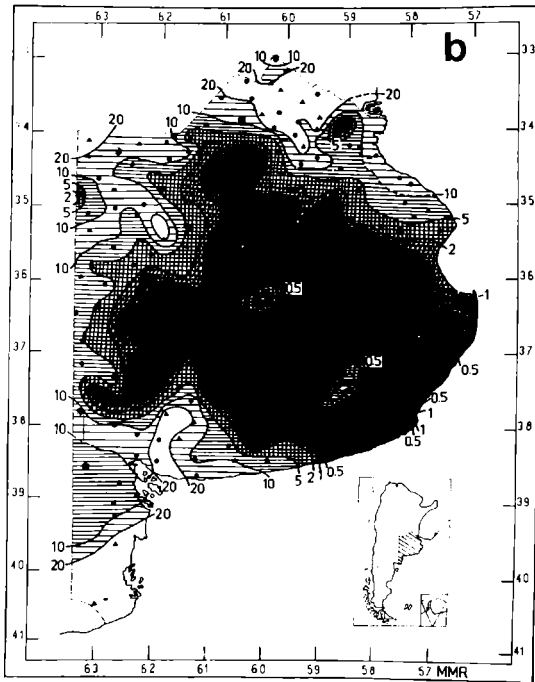
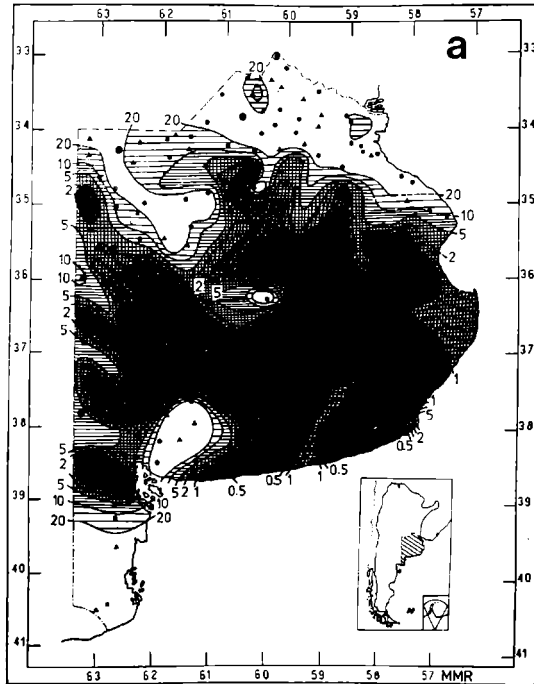


Fig. N°3

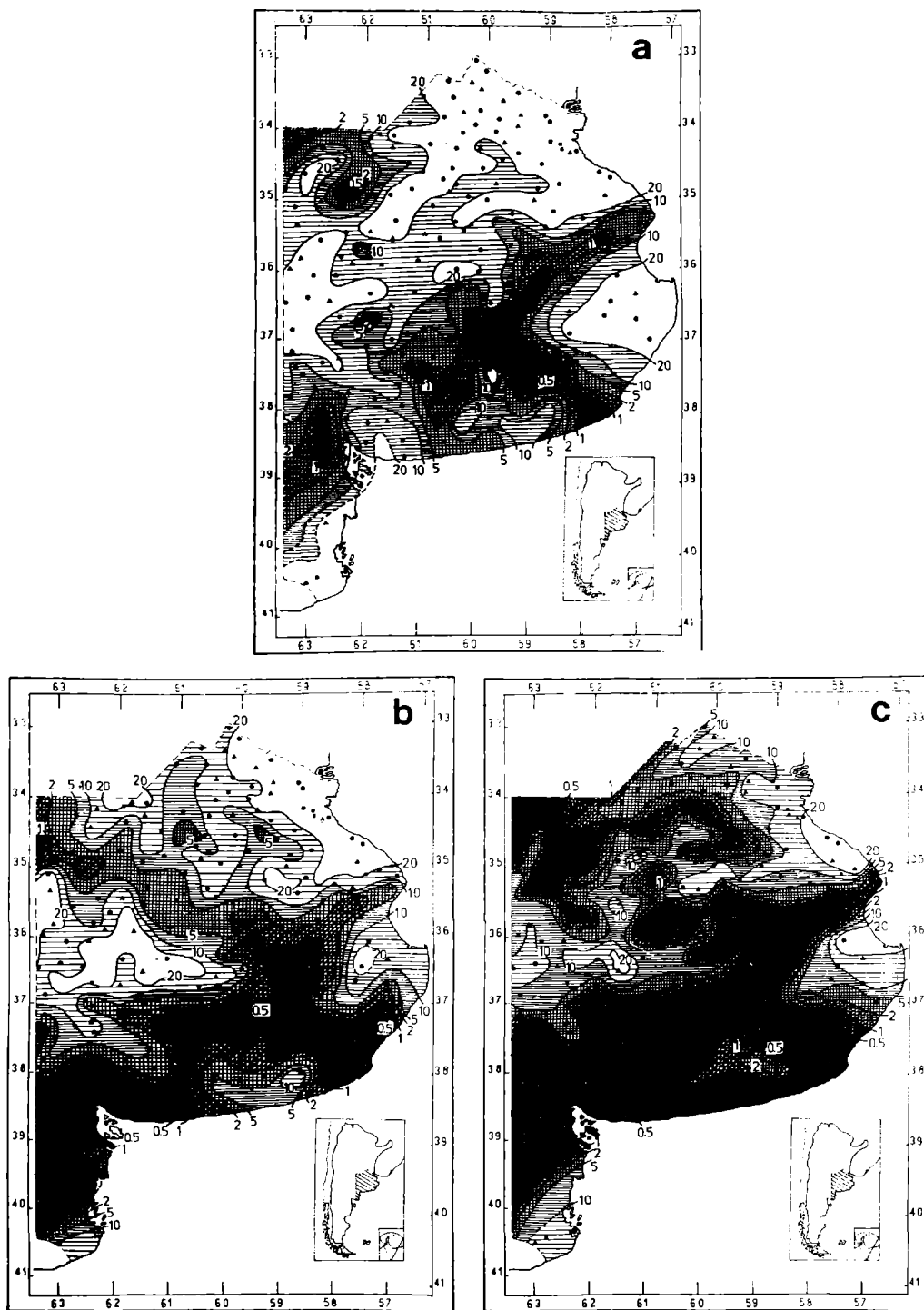


Fig. N°4

ANALISIS DE LA VARIACION ESTACIONAL DE SEÑALES DE MBF EN UN
CIRCUITO NORTE-SUR

Sandro M. Radicella(*)

Centro Argentino de Radiocomunicaciones y Compatibilidad Electromag-
nética, Buenos Aires

Olga I. Pintado (**)

Laboratorio de Ionosfera - Instituto de Física - Facultad de Cien-
cias Exactas y Tecnología - Universidad Nacional de Tucumán

Patricia M. Fernández

Departamento de Computación - Universidad Nacional de Tucumán.

RESUMEN

Se analizan los registros de fase y amplitud de señales de 12,9 KHz emitidas desde la estación Omega-Argentina (43,20°S; 294,60°E) y recibidas en Tucumán (26,90°S; 294,70°E) para estudiar la variación estacional de la altura de la guía de ondas que es representativa del comportamiento de la densidad electrónica a ese nivel. Se compararon los resultados experimentales con los obtenidos utilizando el modelo de la Ionosfera Internacional de Referencia (IRI-79), encontrándose en los primeros una fuerte variación estacional que no se observa en el modelo. Se explican estas discrepancias como fenómenos nocturnos característicos del camino de propagación usado, que no son tenidos en cuenta por el modelo IRI-79.

ABSTRACT

To study the seasonal behaviour of the wave-guide height, the phase and amplitude records of a very low frequency wave (12.9 KHz) emitted from Omega-Argentina (43.20°S; 294.60°E) and received at Tucumán (26.90°S; 294.70°E) have been analyzed. The waveguide height variations are representative of the behaviour of the electron density at that level. The experimental results have been compared with the values obtained using the International Reference Ionosphere model (IRI-79) being found that the experimental data shows a seasonal variation not predicted by the model. The differences are explained as nocturnal phenomena characteristics of the propagation wave-path, that are not taken into consideration by the IRI-79 model

(*) Miembro de la Carrera de Investigador del CONICET.

(**) Becaria del CONICET

INTRODUCCION

Utilizando los datos de fase y amplitud de una onda de muy baja frecuencia (MBF) que se propaga en la guía de ondas Tierra-Ionósfera se pueden determinar las variaciones que se producen en el perfil de concentración electrónica en las regiones más bajas de la ionosfera.

En el presente trabajo se usaron los valores de fase y amplitud de una onda de 12,9 KHz emitida por la estación Omega-Argentina (43,20°S; 294,60°E) y recibida en Tucumán (26,90°S; 294,70°E). El circuito tiene dirección norte-sur y se encuentra en la zona afectada por la Anomalía Geomagnética del Atlántico Sur.

A partir de los datos de fase y amplitud se determinan las variaciones de altura y del gradiente de conductividad de la guía de ondas formada por la Tierra y la ionósfera, valores que posteriormente permiten inferir variaciones en el perfil de concentración electrónica de la región D.

Las variaciones de altura son comparadas con las obtenidas con el modelo de Ionósfera Internacional de Referencia (Bilitza, 1981).

ANALISIS DE LOS DATOS

El campo eléctrico de una onda de MBF que se propaga a una distancia mayor que 500 km, puede escribirse (Wait, 1962):

$$(1) \quad E = A \exp(j\phi)$$

donde A es la amplitud de la intensidad de campo y ϕ la fase de la onda recibida.

A y ϕ dependen de la altura de la guía de ondas y de las propiedades eléctricas de sus paredes.

Se define el parámetro de conductividad:

$$(2) \quad \omega_r = \omega_0/\nu$$

donde $\omega_0 = Ne^2/m\epsilon_0$ es la frecuencia angular del plasma

e = carga electrónica

m = masa del electrón

ϵ_0 = permitividad del vacío

N = concentración electrónica

ν = frecuencia de colisión

En este trabajo se supone que N y ν varían exponencialmente con la altura. Por lo tanto, el parámetro de conductividad puede escribirse de la siguiente manera:

$$(3) \quad \omega_r = \omega_{r0} \exp \beta (h - h_0)$$

donde $\omega_{r0} = 2,5 \cdot 10^5$ (determina la altura de reflexión)

β = gradiente de conductividad

h_0 = altura de la guía de ondas

Cuando se producen variaciones en el perfil de concentración electrónica, la altura de la guía de ondas (h_0) y el gradiente de conductividad (β) varían en Δh y $\Delta \beta$, que se pueden calcular de la siguiente manera:

$$(4) \quad \Delta h = \left(\Delta A \frac{\partial \phi}{\partial \beta} - \Delta \phi \frac{\partial A}{\partial \beta} \right) \left(\frac{\partial}{\partial h_0} \frac{\partial \phi}{\partial \beta} - \frac{\partial A}{\partial \beta} \frac{\partial \phi}{\partial h_0} \right)^{-1}$$

$$(5) \quad \Delta \beta = \left(\Delta A \frac{\partial \phi}{\partial h_0} - \Delta \phi \frac{\partial A}{\partial h_0} \right) \left(\frac{\partial A}{\partial \beta} \frac{\partial \phi}{\partial h_0} - \frac{\partial A}{\partial h_0} \frac{\partial \phi}{\partial \beta} \right)^{-1}$$

donde ΔA y $\Delta \phi$ son las variaciones de amplitud y fase de la onda que se leen en los registros.

Para determinar las derivadas parciales que aparecen en las ecuaciones (4) y (5) se debe conocer la variación de la velocidad de fase y de la razón de atenuación con la altura de la guía de ondas (h_0) y el gradiente de conductividad (β) (Wait y Spies, 1964; Burgess y Jones, 1967 y Pintado y otros, 1981). Es necesario usar un modelo de concentración electrónica nocturna, para calcular los valores de h_0 y β de referencia. Utilizando el modelo de la Ionósfera Internacional de Referencia (IRI-79) (Bilitza, 1981) se obtuvieron los valores:

$$h_0 = 83,0 \text{ km}$$

$$\beta = 1,14 \text{ km}^{-1}$$

Luego se calcularon las derivadas parciales con los siguientes resultados:

$$\frac{\partial A}{\partial \beta} = -4,71 \cdot 10^2 \text{ dB.Km}$$

$$\frac{\partial A}{\partial h_0} = 13,8 \text{ dB/Km}$$

(6)

$$\frac{\partial \phi}{\partial \beta} = 1,08 \cdot 10^{-2} \text{ rad.Km}$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial h_0} = -8,23 \cdot 10^{-2} \text{ rad/Km}$$

Con los datos de fase y amplitud se calcularon las variaciones de altura.

El receptor de Tucumán tiene un patrón de frecuencias inestable, razón por la cual los registros de fase presentan una deriva (drift). Esto hace que no se puedan determinar valores absolutos de fase, y por lo tanto se consideran únicamente las diferencias de fase que corresponden a diferencias de altura.

MODELO SEGUIN LA IONOSFERA INTERNACIONAL DE REFERENCIA

El perfil de densidad electrónica en la región D, dado por la Ionósfera Internacional de Referencia, es un modelo empírico en donde la concentración electrónica depende del ángulo cenital y de la actividad solar (Bilitza, 1981).

El perfil de densidad electrónica muestra un punto de inflexión debajo del máximo de la región E (Figura 1), cuya altura es Hmax y su concentración electrónica es Nmax.

La densidad electrónica se representa por la siguiente ecuación:

$$(7) \quad N(h) = N_{\max} \exp (F1.X + F2.X^2 + F3.X^3)$$

donde $X = h - H_{\max}$

$$N_{\max} = F(R) \cdot 10^8 \cdot \exp(-0,1(\cos \chi)^{-2,7})$$

$$F(R) = 6,05 + 0,088 R$$

χ = ángulo cenital solar

R = número de manchas solares

Para la noche Nmax toma un valor fijo:

$$N_{\max} = 4 \cdot 10^8 \text{ m}^{-3}$$

Las constantes F1, F2 y F3 toman diferentes valores para el día y para la noche, y presentan una dependencia latitudinal. Los valores usados en el cálculo están dados en la Tabla I.

TABLA I			
	DIA	NOCHE	
F1	0,02	0,05	
F2	$-2,10^{-4}$	$-1,25 \cdot 10^{-3}$	
F3	$9,37 \cdot 10^{-3}$	$1,22 \cdot 10^{-2}$	si $h < H_{\max}$
F3'	$4,89 \cdot 10^{-4}$	$8,79 \cdot 10^{-3}$	si $h > H_{\max}$
Hmax	81 Km	88 Km	

Como se muestra en la Figura 1, (Bilitza, 1981) este modelo tiene un buen ajuste con los datos experimentales.

En la Figura 2 se muestran perfiles calculados diurnos para las 12.00 TML y los meses de diciembre de 1980, abril y junio 1981, junto con un perfil nocturno. Se han considerado latitudes bajas.

PRESENTACION DE LOS RESULTADOS

Con el fin de estudiar la variación estacional de la altura de la guía de ondas Tierra-Ionosfera para el camino de propagación utilizado en el presente trabajo, se analizan los datos obtenidos entre los meses de noviembre de 1980 y octubre de 1981.

Para calcular las variaciones de altura día a día, se tomaron las diferencias día-noche de fase y amplitud como valores representativos de cada mes. Se consideraron las medianas mensuales. La línea de trazos en la parte inferior de la Figura 3 muestra la variación estacional encontrada con los datos experimentales. Se determinaron también las variaciones de altura día-noche correspondientes al modelo IRI-79 para las mismas condiciones de la Fig. 2, haciendo cumplir la condición de que el parámetro de conductividad ω_p debe tomar el valor $2,5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ para que ocurra la reflexión. Estas curvas se representaron también en la Figura 3 con línea llena. En la parte superior de la misma se muestra el ángulo cenital (χ) y el número de manchas solares R. Comparando los resultados obtenidos con los datos experimentales y con el modelo IRI-79, puede observarse que los primeros muestran una variación estacional distinta a los segundos.

En las figuras 4a, b y c se representaron las variaciones de altura (Δh) obtenidas experimentalmente para un mes de verano (diciembre, 1980), uno de equinoccio (abril, 1981) y uno de invierno (julio, 1981). En las mismas figuras se representó el índice magnético As. En estas gráficas se observa una marcada variación día a día del parámetro Δh , según los resultados experimentales.

DISCUSION

Los resultados experimentales muestran dos características principales:

a) una pronunciada variación estacional distinta a la observada usando los perfiles del modelo IRI-79, con valores experimentalmente más bajos en primavera y verano.

b) una marcada variación día a día de Δh en todos los meses.

Las diferencias entre el modelo IRI y los datos experimentales, pueden atribuirse tanto a variaciones estacionales de la región de reflexión diurna, inversas a las previstas por el modelo IRI, como a variaciones nocturnas de la misma región. Esta indeterminación se debe a que los datos de Δh no permiten identificar de por sí los valores absolutos de altura durante el día y la noche.

Teniendo en cuenta los datos de base, a partir de los cuales se determinaron los perfiles de densidad electrónica en la capa D para el modelo IRI (Bilitza, 1981), se puede suponer que el modelo diurno es suficientemente representativo de las condiciones reales no perturbadas. En particular el valor de M_{3000} de la ecuación (7) responde adecuadamente a los valores experimentales obtenidos por medio de cohetes y distintas técnicas. Una posible fuente de variación estacional no tomada en cuenta por el modelo puede ser la variación del coeficiente F_2 de la misma ecuación, que es considerado constante. Una variación estacional del mismo puede indicar variaciones de la química de iones negativos en la región de reflexión, que se encuentran a alturas en donde la variación del contenido de esos iones es un factor importante para el perfil de electrones (Arnold, 1981). Si el gradiente de la densidad electrónica diurna sufre importantes variaciones estacionales, estas deberían reflejarse en cambios equivalentes del gradiente de conductividad β (ecuación 3). Sin embargo, estas variaciones no son observadas en los valores experimentales, lo que permite considerar que el comportamiento estacional no corresponde a cambios de los perfiles de densidad electrónica diurna.

Por lo anterior, es necesario considerar que la causa de esas variaciones está en el comportamiento de la región de reflexión durante la noche.

Las condiciones nocturnas de la región D que asume el modelo IRI son basadas en un número reducido de observaciones (Bilitza, 1981), lo que permite justificar que la posible variabilidad estacional de los mismos, no sea tomada en cuenta por el modelo.

El origen de importantes cambios estacionales en la región D nocturna, particularmente en el nivel de transición entre las alturas en donde los iones negativos son numéricamente importantes y aquellos en donde dominan los electrones, debe buscarse en cambios aeronómicos que involucran particularmente a las especies menores neutras. Estas son responsables de los procesos de intercambio de cargas que originan iones negativos estables, que sólo desaparecen por recombinación ión-ión por medio de reacciones de adhesión.

Las dos especies menores de mayor importancia son el monóxido de nitrógeno (NO) y el oxígeno atómico. Radicella y otros (1981) han mostrado que cambios importantes del primero deben estar acompañados por variaciones igualmente importantes del gradiente de la densidad electrónica. Estas variaciones deben ser visibles en el gradiente de conductividad calculado a partir de los datos de MBF. Esto no es observado, permitiendo descartar los cambios estacionales de NO como causa de las variaciones descritas.

Dickinson y otros (1980), con observaciones experimentales simultáneas de concentración de oxígeno y de densidad electrónica, y Radicella y Restbergs (1981) con análisis teóricos, han demostrado por otra parte, que el perfil de la densidad electrónica en la región D nocturna es muy sensible a las variaciones

en el perfil de oxígeno atómico. En las mediciones experimentales (Dickinson y otros, 1980) aparece claramente que la densidad electrónica nocturna sigue de cerca en altura a las variaciones del oxígeno atómico. Estas mediciones muestran también que el nivel en el cual se produce la transición entre dominio de iones negativos y el dominio de electrones es básicamente el mismo a partir del cual se hace no detectable la concentración de oxígeno atómico. Por otra parte, este nivel varía en 5 Km o más de una medición nocturna a otra, acompañando variaciones similares en el perfil de densidad electrónica, sin observarse, cambios de gradiente, sino desplazamientos de todo el escalón del nivel de transición.

Cabe destacar que Pintado y otros (1981) y Radicella y otros (1981) han considerado que algunas anomalías de fase observadas en circuitos transecuatoriales de MBF sólo parecen ser explicadas como efecto de variaciones de la distribución vertical de oxígeno atómico.

Del análisis realizado más arriba, se hace evidente que una causa de las variaciones estacionales observadas en Δh para el circuito de MBF estudiado, puede ser la variación estacional del oxígeno atómico mesosférico. Este debería encontrarse a alturas más bajas en primavera y verano y más altas en otoño e invierno. Acompañando a este componente menor neutro, la densidad electrónica nocturna necesaria para la reflexión de las ondas de MBF se encontraría a mayor altura durante estas últimas estaciones. Como resultado, los valores de Δh serían mayores en otoño e invierno, según lo observado experimentalmente.

Una mención especial merece el mes de mayo de 1981 (Figura 3), para el cual el valor de Δh es 2 Km menor que en los meses de abril y junio. Cabe mencionar que el promedio de la actividad geomagnética medida por el índice As durante ese mes fue un 50% por encima que el de los meses mencionados. Abdu y otros (1981) y Pintado y Radicella (1981) han mostrado que el efecto de las tormentas geomagnéticas sobre Δh , en la región de influencia de la Anomalía del Atlántico Sur, es el de una disminución de su valor, atribuible a un aumento de la ionización nocturna debida al incremento de la precipitación de partículas. En consecuencia, lo observado en mayo, que indica una disminución de Δh , puede atribuirse a la mayor actividad geomagnética registrada durante ese mes.

La variación día a día de Δh que se observa en todo el período en estudio indica también un fuerte control aeronómico que puede atribuirse tanto a variaciones de las fuentes de ionización como a cambios en la distribución de especies menores neutras. Esto último parece más probable, dado que las variaciones de las fuentes de ionización deberían correlacionarse con variaciones de la actividad geomagnética, cosa que no ocurre (Figuras 4a, b, c).

CONCLUSIONES

- 1.- En las latitudes cubiertas por el circuito de MBF estudiado, se observa una pronunciada variación estacional de la diferencia de altura de reflexión día-noche, con máximos valores en otoño e invierno y mínimos en primavera y verano. Cuando se utiliza el modelo IRI-79, la variación estacional observada es menos marcada y contraria, con valores máximos en otoño e invierno.
- 2.- El origen de la variación observada es atribuida a cambios en la región de reflexión nocturna, vinculados a variaciones de la distribución vertical de oxígeno atómico mesosférico.
- 3.- Se observan marcadas variaciones día a día en todas las estaciones, las que se consideran vinculadas a cambios en las concentraciones de componentes menores neutros mesosféricos.

BIBLIOGRAFIA

- Abdu, M.A., Batista, I.S., Rizzo Piazza, L. y Massambani, O.; 1981: "Magnetic storm associated enhanced particles precipitation in the South Atlantic Anomaly. Evidence from VLF phase measurements", Comunicación privada.
- Arnold, F.; 1981: "Structure and Composition of the Middle Atmosphere Ionized Component", Report UAG-82, World Data Center for Solar and Terrestrial Physics, 19-25.
- Bilitza, D.; 1981: "Electron density in the D-region as given by the International Reference Ionosphere", Report UAG-82, World Data Center for Solar and Terrestrial Physics, 7-10.
- Burges, B. y Jones, T.B.; 1967: "Solar flares effects and VLF radiowaves observations of the lower ionosphere", Radio Science, 2, 619-626.
- Danilov, A.D. y Simonov, A.G.; 1981: "Seasonal Variations of the D-region aeronomical parameters", IAGA General Assambly - Edimburgh, Inglaterra.
- Dickinson, P.M.G., Bain, W.C., Thomas, L., Williams, E.R., Jenkins, D.B. y Twiddy, N.D.; 1980: "The determination of the atomic oxygen concentration and associated parameters in the lower ionosphere", Proc.Royal Soc. London, 369,379-408.
- Pintado, O.I. y Radicella, S.M.; 1981: "Respuesta de la ionósfera inferior a tormentas geomagnéticas". Enviado a la Revista Geofísica del IPGH.
- Pintado, O.I., Ezquer, R.G., Radicella, S.M. y Restbergs, V.; 1981: "Las anomalías nocturnas de fase y el O atómico en la mesósfera. Parte I: Datos experimentales", GEOACTA, Vol. 1 N°1, 285-296.

- Radicella, S.M. y Restbergs, V.; 1981: "Oxygen allotropes concentration and electron density profiles in the nighttime D-region", Jour. of Atm. and Terr. Phys., 43, pag. 1.
- Radicella, S.M., Restbergs, V., Pintado, O.I. y Ezquer, R.G.; 1981: "Las anomalías nocturnas de fase y el oxígeno atómico en la mesósfera. Parte II: Procesos Aeronómicos Involucrados", GEOACTA, Vol. 11, N°1, 297-308.
- Wait, J.R.; 1962: "Electromagnetic waves in stratified media", Pergamon Press New York.
- Wait, J.R. y Spies, K.; 1964: "Characteristics of the earth-ionosphere waveguide for VLF radiowaves", NBS Technical Note N°300.

EPIGRAFES DE LAS FIGURAS

Figura 1: Perfiles experimentales de la región D, comparados con el modelo IRI (Bilitza, 1981).

Figura 2: Perfiles de concentración electrónica obtenidos con el modelo IRI. Los perfiles diurnos se calcularon para las 12 TL y latitudes medias.

Figura 3: Variaciones de altura día-noche, obtenidas con el modelo (línea llena) y a partir de datos experimentales (línea de trazos). También se representan el ángulo cenital (χ), y el número de manchas solares (R).

Figura 4: Variaciones de altura día-noche obtenidas con el modelo (línea llena) y a partir de datos experimentales (línea de trazos). También se representa el índice magnético As.

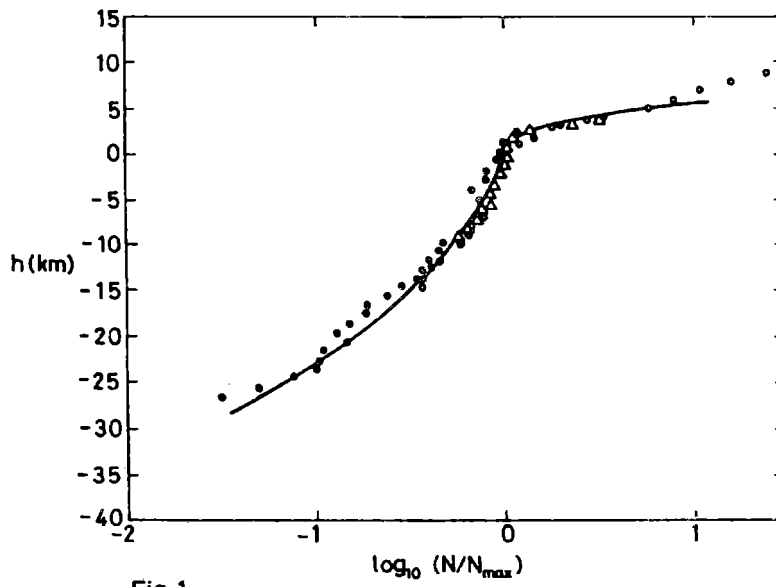


Fig. 1

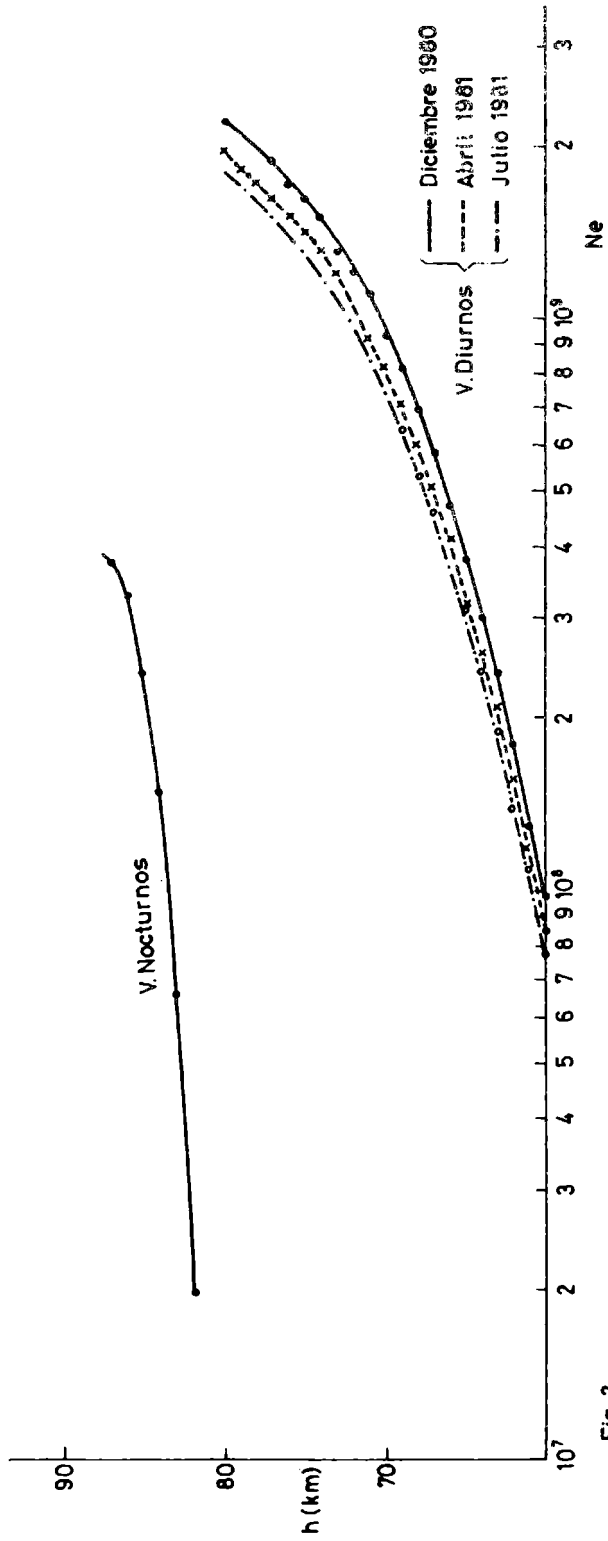


Fig. 2

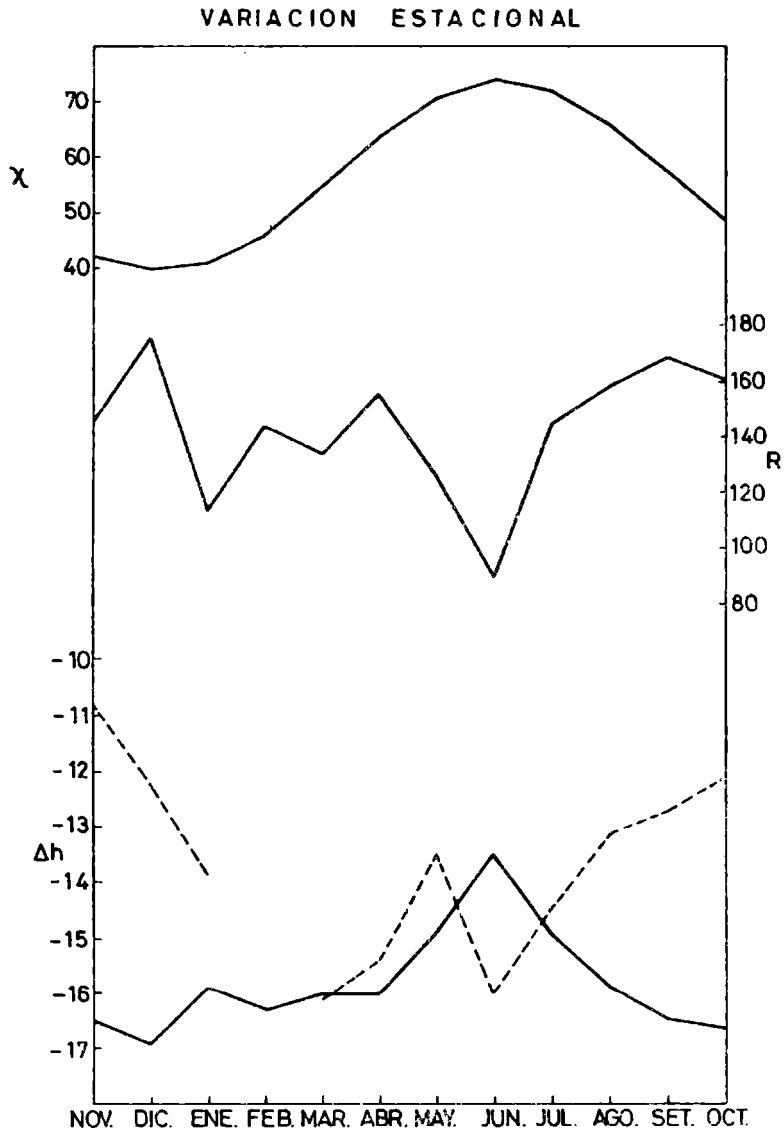


FIG. 3

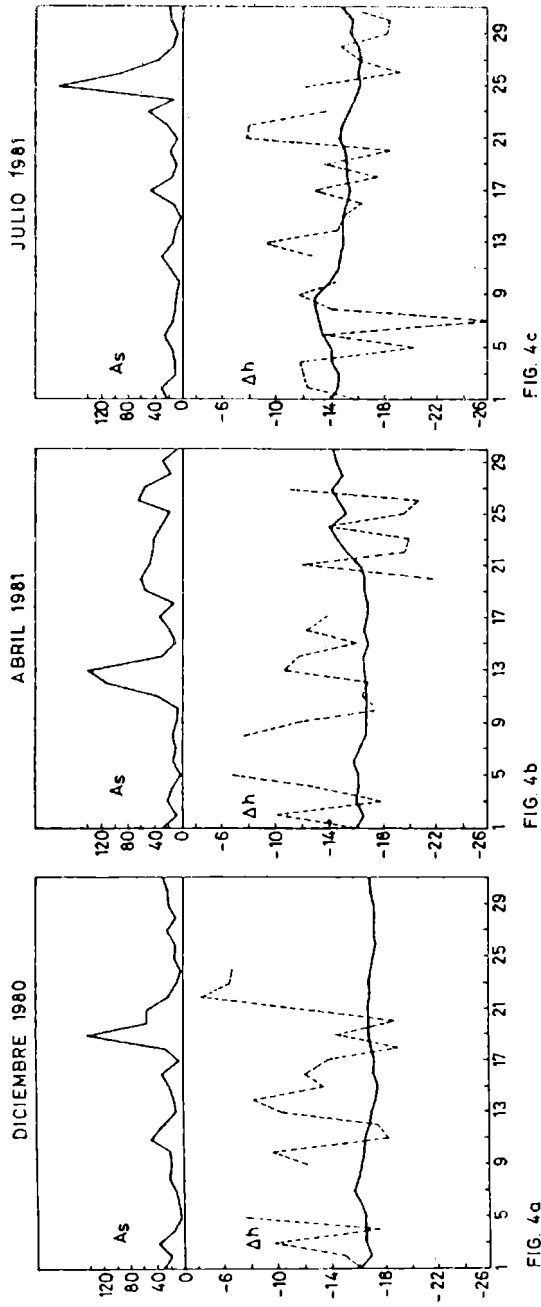


FIG. 4c

FIG. 4b

FIG. 4a

ONDAS GRAVITATORIAS DETECTADAS
EN AUSENCIA DE FUENTES IMPULSIVAS DE ENERGIA

Alberto E. Giraldez y Roberto O. Pautasso

Laboratorio Ionosférico de la Armada

Buenos Aires, Argentina

RESUMEN

Se estudia la posible existencia de modos gravitatorios en ausencia de fuentes impulsivas de energía, a través de sus efectos sobre la densidad de la especie atómica O^+ . La región de experimentación comprende la zona sudamericana para latitudes medias y alturas entre 250 km y 350 km, donde es válida la hipótesis de ionósfera horizontalmente estratificada. Debido a la baja densidad de muestreo a lo largo de la ventana de interés, hubo de recurrirse a un método que garantizara mejor resolución espectral (a igual estabilidad) que la que pudiera obtenerse a través de métodos clásicos como la FFT. Se hizo uso entonces de un filtro de predicción MEM, con el cual pudo observarse que en condiciones calmas los espectros analizados muestran alternativa o simultáneamente dos líneas espectrales centradas en valores medios de 640 km y 430 km para la longitud de onda horizontal. También se pudo comprobar un corrimiento de las líneas espectrales (en longitudes de onda horizontal) a lo largo de la trayectoria del satélite de muestreo, efecto interpretable en términos de una trayectoria iconal curva de las ondas gravitatorias. Se sugiere la posibilidad de que las ondas gravitatorias puedan generarse también a partir de fenómenos dinámicos atmosféricos de gran escala.

ABSTRACT

It is studied the posible existence of gravity wave modes in the absence of impulsive energie sources, through its effects upon density of atomic O^+ ion. The experimental region is limited to southamerican region, for mid latitude and altitudes between 250 km and 350 km, where the hipotesis of horizontally stratified ionosphere is valid. Due to the poor sample density through the window of interest, it have been necessary to search for a method that guaranteed better spectral resolution (with. iqual stability) than could be obtained through classical methods, like FFT. The MEM prediction filter have been used with this purpose. It have been observed then, that in quiet conditions the analyzed spectra show alternatively or simultaneously two spectral lines centered in mean values of 640 km and 430 km for horizontal wavelength. It is also observed a spectral line shift through the sample satellite trajectory, that could be interpreted as an effect of a curved iconal trajectory of gravity waves. It

is suggested then, the posible generation of gravity waves through large scale atmospheric dynamic phenomena.

INTRODUCCION

Algunos autores (Friedman, 1966; Reddy, 1969) han estudiado teóricamente el espectro discreto correspondiente a ondas gravitatorias, encontrando varios modos guiados o parcialmente guiados posibles. Yu y otros (1980) reducen el problema de hallar tales modos guiados a un problema de scattering en un pozo de "potencial" (que no es un potencial de fuerzas) dependiente de los parámetros medios de la atmósfera y aproximadamente independiente de la frecuencia de las ondas, para períodos mayores de 30 minutos. Analizando los autoestados de dicho potencial (y sin considerar mecanismos disipativos) se encuentran solo dos modos guiados, en adelante S_1 y S_2 . Este resultado aparentemente se contrapone a los estudios anteriores que predecían la existencia de un conjunto mayor de modos discretos. Tuan y Tadic (1982) concilian éstas diferencias al mostrar la existencia de un fenómeno de "interferencia" de los modos guiados (no se trata de la interferencia clásica de las amplitudes) cuyo efecto resulta en la observabilidad de los modos S_1 y S_2 únicamente. La inclusión de términos disipativos, por otra parte podría dar lugar a otros modos gravitatorios diferentes del S_1 y S_2 (Richmond, 1978; Yu y otros, 1980).

También ha sido estudiada y discutida (Hines, 1960; Friedman, 1966; Francis, 1973a y b) la posible relación entre los modos guiados gravitatorios y el fenómeno de las TID (Travelling Ionospheric Disturbances), considerando a éstas como el efecto de la propagación de aquellas (en el gas neutro) sobre la densidad electrónica a alturas ionosféricas (región F), donde son observadas. Típicamente existen dos rangos de velocidades de fase horizontal asociadas a las TID, lo que las clasifica en las categorías de mediana escala (entre 100 m/s y 250m/s) y de gran escala (entre 300 m/s y 1000 m/s). Por otra parte el modo gravitatorio S_1 ha sido frecuentemente observado propagándose cerca de la superficie de la tierra luego de ser exitada alguna fuente troposférica de energía (terremotos, explosiones nucleares, etc.). El modo S_2 es observado con mucho menor frecuencia aunque parece haberse detectado, también propagándose sobre la superficie de la tierra, luego de la erupción del volcán Krakatoa (Pekeris, 1939). Si bien no hay duda sobre la existencia de éstos modos gravitatorios, es en cambio dudosa su importancia para las TID, ya que las velocidades de fase asociadas a S_1 y S_2 (respectivamente 312 m/s y 253 m/s) no caen dentro del rango típico en que son observadas. Se ha sugerido también (Francis, 1973a) que las características observadas de las TID de mediana escala serían consistentes con la presencia de ondas internas gravitatorias libres y no como manifestaciones de modos gravita-

torios guiados. La inclusión de términos disipativos permite obtener un espectro de varios modos gravitatorios con velocidades de fase horizontal entre 300 m/s y 700 m/s, compuesto de ondas gravitatorias libres, consistentes con las características de las TID de gran escala (Francis, 1973b).

DESARROLLO

La región experimental de interés corresponde a la zona sudamericana comprendida entre las latitudes geográficas 26°-51°(S), los meridianos 352°-358° (Long. E) y el rango de alturas 250-350 km. La misma está suficientemente alejada del polo y de la anomalía ecuatorial como para ser válida la hipótesis de ionósfera horizontalmente estratificada. Además, la especie atómica O^+ es mayoritaria en dicha región (representa el 99% de la densidad iónica total). La densidad iónica de dicha especie atómica fue medida por el satélite pasante S3-2, parte de cuyo recorrido de muestreo incluye la zona de interés. Dentro de la misma, la trayectoria del satélite es lineal formando un ángulo de 2° con la horizontal. El muestreo es uniforme en el tiempo pero no en el espacio, debido a las variaciones en la velocidad del satélite. Sin embargo, estas variaciones son pequeñas en la región de interés, por lo cual se las puede incluir dentro del error experimental de determinación de la densidad iónica.

La extensión horizontal de muestreo (en adelante: ventana de datos) está constituida por 20 datos aproximadamente, distanciados horizontalmente en 153 km.

Se estudian las características de las ondas gravitatorias a través de sus efectos sobre la distribución de O^+ que pueden predecirse con la ecuación de continuidad correspondiente a dicha especie atómica.

$$\partial n / \partial t + \nabla \cdot (n \vec{v}) = 0 \quad (1)$$

donde n es la densidad de O^+ y \vec{v} la distribución de velocidades asociadas. Para bajas frecuencias se puede suponer que el campo de velocidades asociado a O^+ es igual al campo de velocidades de perturbación asociado al paso de una onda gravitatoria, que a su vez puede expresarse en términos de la densidad perturbada gravitatoria. En tal caso es posible demostrar (Chiu, Ching, 1978) que a primer orden se cumple :

$$\Delta n(z,t) / n_0(z) = -(1 + \gamma H n'_0 / n_0) \Delta \rho(z,t) / (\gamma - 1) \rho_0(z) \quad (2)$$

donde $\Delta n(z,t)$ es la perturbación en la densidad de O^+ inducida por la perturbación gravitatoria $\Delta \rho(z,t)$, $n_0(z)$ es la distribución de O^+ en ausencia de la mis

ma, $\rho_0(z)$ es densidad media del gas neutro, γ es el cociente de calores específicos, H es el factor de escala vertical, y con ' se indica derivación respecto a z .

En el presente trabajo se ha realizado un análisis armónico de la distribución espacial (en longitudes de onda horizontal) de la densidad de O^+ a lo largo de la trayectoria del satélite, lo cual equivale con muy buena aproximación a un análisis armónico espacial en la dirección horizontal. Dicho análisis está sujeto a las siguientes consideraciones. A primer orden, las perturbaciones en la densidad de O^+ están relacionadas con las perturbaciones asociadas a las ondas gravitatorias a través de un factor de "amplificación" que depende del perfil medio de la densidad de O^+ (ecuación 1). Este tiene como principal efecto el introducir "ruido" a muy baja "frecuencia" (k_x pequeños) pero sin introducir armónicos espaciales no presentes en $\Delta\rho$, en el rango de valores de k_x de interés. Es importante recalcar que el análisis espacial de los datos es lícito debido a que la velocidad del satélite es mucho mayor que la velocidad de fase de las ondas, por lo cual, a los fines prácticos se cuenta con un muestreo "instantáneo" del fenómeno gravitatorio. Debido a la poca cantidad de muestras (20-30 datos) con que se cuenta (en virtud de las dimensiones reducidas de la ventana de interés) hubo de recurrirse a un procedimiento especial que garantizara mejor resolución espectral (a igual estabilidad) que la que pudiera obtenerse a través de procedimientos clásicos, como la FFT (Fast Fourier Transform). Consecuentemente, se recurrió a un filtro de predicción MEM (Maximum Entropy Method) que cumple con el requisito mencionado (por ej., Burg, 1967; Ulrych y Bishop, 1975). Es sabido que en todo análisis espectral es imposible obtener simultáneamente una resolución y estabilidad arbitrariamente altas, debiéndose recurrir a una solución de compromiso entre ambas. En el procedimiento MEM el factor que regula la incidencia recíproca de dichos dos términos es el número de elementos de filtro M , que puede variar entre 1 y N (número de datos); cuanto mayor es mejor resolución y peor estabilidad tiene el espectro, e inversamente. Un posible criterio para la asignación del número óptimo de elementos de filtro (adoptado en este trabajo) y generalmente aceptado, es el que lo estima como $N/3$. El análisis de datos de satélite muestra sin embargo que incrementando dicho valor en algunos casos hasta $N/2$, se logra aumentar la resolución sin pérdida sensible de la estabilidad y sin que se produzca el característico desdoblamiento espurio de las líneas espectrales, para valores grandes de M .

La figura 1 muestra el resultado obtenido para los datos de satélite correspondientes al 22/03/76, fecha en que fueron observadas condiciones particularmente calmas y la actividad geomagnética era muy baja ($K_p < 2$). Se observa una única línea en 470 km (longitud de onda horizontal) con buena resolución.

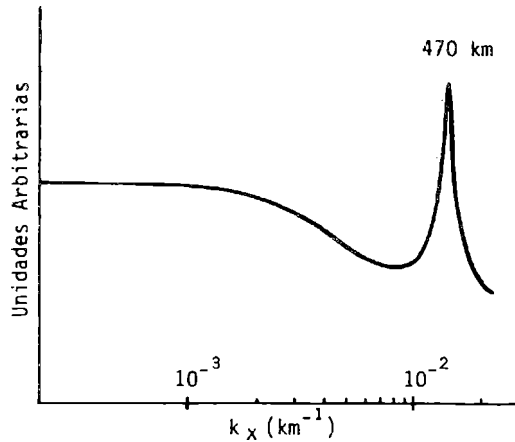


Fig.1. Espectro MEM correspondiente a los datos de satélite del 22/03/76 (revolución 1519).

La siguiente tabla resume otros resultados para días calmos y para distintas revoluciones del satélite en una misma fecha.

Fecha	Kp	Rev.	λ_x (MEM)
22/03/76	<2	1519	470 km
25/03/76	<2	1550	680 km
"	"	1551	610 km
"	"	1553	590 km
"	"	1554	670 km
27/03/76	2 < Kp < 5	1570	450 km
"	"	1580	390 km
"	"	1584	650 km y 420 km

Tabla 1. Longitudes de onda horizontal asociadas a las perturbaciones en la densidad de O^+ . Se indican la fecha, número de órbita y el coeficiente de actividad magnética Kp.

Los espectros correspondientes al 27/03/76 fueron obtenidos una vez que se restauraron las condiciones no perturbadas, posteriores a la tormenta magnética del 26/03/76. Los espectros previos y posteriores a dicha tormenta muestran alternativa o simultáneamente dos longitudes de onda horizontal típicas, centradas en valores medios de 640 km y 430 km.

Si se grafican los valores de la densidad de O^+ (correspondientes al 22/03/76) en función de la altura del satélite respecto a la superficie de la tierra, se obtiene la distribución mostrada en la figura 2.

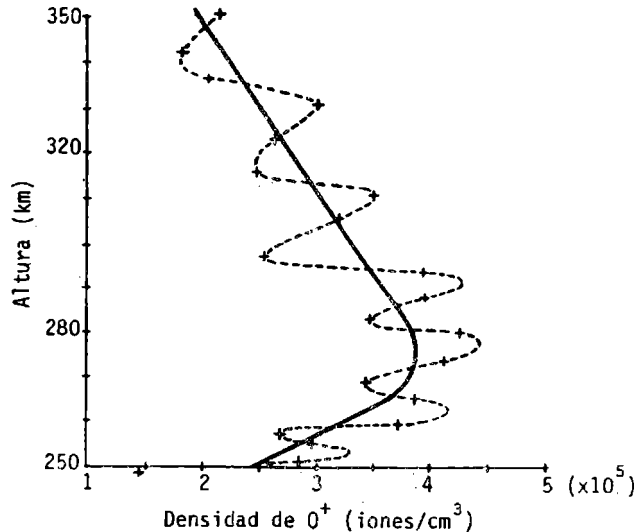


Fig.2. Variaciones de la densidad de O^+ (curva punteada) con la altura correspondientes a los datos de satélite del 22/03/76 (rev. 1519). La curva llena representa el perfil medio, cuya obtención se describe en el texto.

Dichos valores, representados por cruces cuyas dimensiones son indicativas del error experimental, han sido unidos por medio de una curva "suave" (línea punteada) obteniéndose una característica estructura ondulatoria que no es más que la "proyección" vertical de la obtenida a lo largo de la trayectoria del satélite. La curva llena representa el valor medio, que antes llamamos $n_0(z)$, y fué obtenido ajustando una curva teórica (superposición de dos gaussianas próximas de diferente σ) a los puntos dados, imponiendo que la dispersión y valor medio fueran mínimos. Dicho perfil medio coincide en forma y magnitud con el esperado según la Ionósfera Internacional de Referencia (IRI), confirmando así la hipótesis de ionósfera horizontalmente estratificada. Sustrayendo el perfil medio se obtiene la figura 3. La longitud de onda, que llamaremos λ_z , asociada a dicha estructura ondulatoria no debe confundirse con la longitud de onda vertical λ_z asociada a la perturbación gravitatoria. Se observa, en dicha figura, que λ_z aumenta con la altura del satélite respecto a tierra.

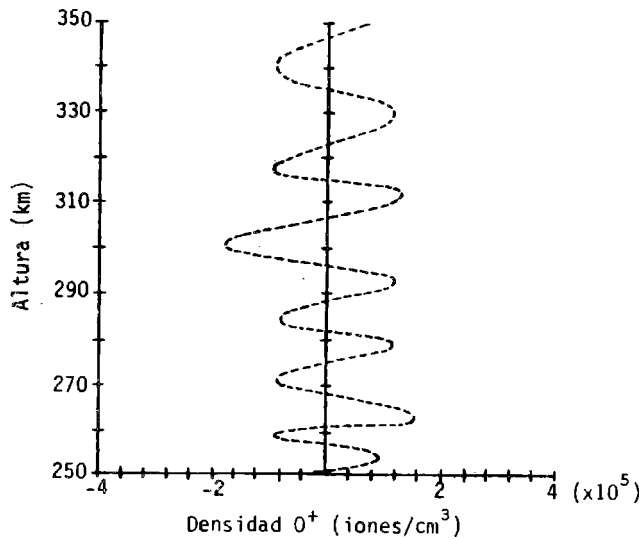


Fig.3. Variaciones con la altura de la densidad de O^+ alrededor del valor medio. Obtenido de la fig.2 por sustracción del perfil medio.

Los puntos obtenidos por intersección de la curva punteada con el eje vertical, en la última figura, permiten graficar la longitud de onda λ_z con la altura. Los puntos así obtenidos se ajustan a una recta con mucha precisión (figura 4). El análisis de regresión lineal arroja un valor de 0,18 (adimensional) para la pendiente, en tanto el coeficiente de regresión resulta ser 0,95.

Debido a la simetría del problema, y si despreciamos en principio los efectos disipativos (que en la zona de observación solo podrían provenir de la presencia de una conductividad térmica no nula) es lógico considerar que λ_x sea constante. En tal caso la variación lineal encontrada, que en última instancia representa una variación lineal de la longitud de onda de la perturbación a lo largo de la trayectoria del satélite, solo puede provenir de un aumento de la longitud de onda vertical λ_z con la altura z (para una dada posición horizontal x fija). En otras palabras, los frentes de onda se van inclinando dando por resultado una variación de la longitud de onda observada a lo largo de la trayectoria de muestreo. Aquí hay que destacar que el ancho de línea asociado a $\lambda_x = 470$ km en el espectro de la figura 1 se relaciona estrechamente con la variación de la longitud de onda a lo largo de la trayectoria del satélite.

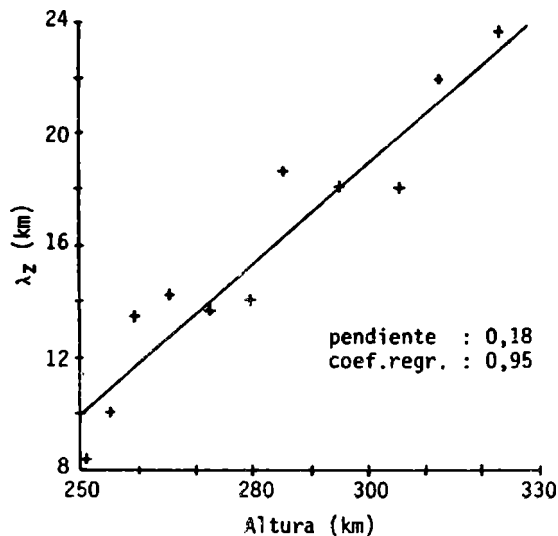


Fig.4. Determinación de la pendiente de la variación lineal de λ_z con la altura (cruces) a partir de la figura anterior. La recta es el resultado del análisis de regresión lineal.

La figura 5 muestra la relación geométrica entre $\tilde{\lambda}_z$ y λ_z ; de ella es fácil deducir que $d\lambda_z/d\xi = d\lambda_z/dz$. El miembro izquierdo de la igualdad es el que se ha determinado experimentalmente. Concluimos que la longitud de onda vertical λ_z crece linealmente con la altura z con una pendiente de 0,18.

La variación de la longitud de onda con la altura es posible explicarla cualitativamente si suponemos que es válida la siguiente relación de dispersión a sintótica, respecto a la relación de dispersión de Hines (1960).

$$\lambda_x/\lambda_z = T/T_b \quad (3)$$

donde T_b es el período de Brünt-Väisälä. Tal relación asintótica puede obtenerse para períodos mayores de 30 minutos y velocidades de fase vertical un orden de magnitud más pequeñas que la velocidad del sonido. Equivalentemente, dicha relación asintótica la cumplen aquellos modos gravitatorios para los cuales el flujo de energía es cuasihorizontal; tal el caso de los modos guiados.

En la zona de observación el período de Brünt-Väisälä crece linealmente con la altura, a razón de 10^{-2} min/km, y de (3) se ve que el aumento lineal de la longitud de onda λ_z con la altura se debería al crecimiento lineal del perio-

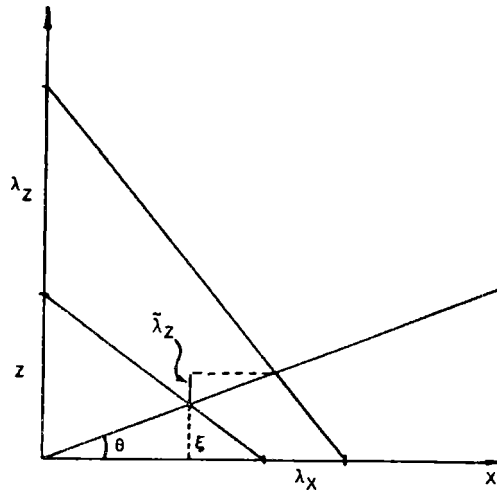


Fig.5. Se muestran dos frentes de fase constante; la trayectoria del satélite formando un ángulo θ con la horizontal y la relación geométrica entre $\tilde{\lambda}_z$ y λ_z . ξ es la coordenada vertical del satélite.

do de Brünt-Väisälä. Como efecto de las variaciones de T_b , resultaría una trayectoria iconal curva que explicaría las variaciones en la longitud de onda observada a lo largo de la trayectoria del satélite.

De (1) se deduce que (con ' se indica derivación respecto de z) :

$$v_x = \lambda'_z / T'_b = 0,18 \text{ km}/10^{-2} \text{ min} = 300 \text{ m/s}$$

Sin embargo, al no contarse con una determinación independiente de la velocidad de fase horizontal (o alternativamente del período), no se puede establecer si la explicación también es válida cuantitativamente. De cualquier manera la manifestación de ondas gravitatorias a través de sus efectos sobre la densidad electrónica a alturas ionosféricas muestra una estructura estable en ausencia de fuentes impulsivas de energía (las reconocidas como generadoras de ondas gravitatorias, tales como tormentas magnéticas, terremotos, explosiones nucleares, etcétera), lo que lleva a sugerir la posibilidad de que sean generadas también por fenómenos dinámicos globales tales como mareas atmosféricas y efectos meteorológicos de gran escala.

CONCLUSIONES

El análisis espectral (MEM) de las perturbaciones en la densidad iónica de la especie O^+ para latitudes medias, permite inferir algunas propiedades de los modos gravitatorios a través de sus efectos sobre dicha especie atómica. En ausencia de fuentes impulsivas de energía, los espectros muestran alternativamente o simultáneamente dos longitudes de onda horizontal típicas, centradas en valores medios de 640 km y 430 km. Pudo determinarse asimismo un corrimiento lineal de las mismas a lo largo de la trayectoria del satélite, lo cual mediante un modelo simplificado pudo interpretarse como efecto de una trayectoria icónica curva de las ondas gravitatorias. Estos resultados indican sin lugar a dudas que su generación en la atmósfera terrestre no está exclusivamente ligada a la presencia de fuentes impulsivas de energía, pues en condiciones calmas existe una estructura espectral de alta estabilidad en longitud de onda, y cuya explicación debería buscarse en las interacciones de fenómenos dinámicos globales (mareas atmosféricas y efectos meteorológicos de gran escala).

BIBLIOGRAFIA

- Burg, J.P., 1967: Maximum entropy spectral analysis; Proceedings of the 37th Meeting of the Society of Exploration Geophysicist.
- Chiu, Y.T., Ching, B.K., 1978 : The response of atmospheric and lower ionosphere layer structures to gravity waves; Geophys. Res. Lett., 5, 539.
- Francis, S.H., 1973a : Lower atmospheric gravity modes and their relation to medium-scale traveling ionospheric disturbances; J. Geophys. Res., 78, 8289.
- Francis, S.H., 1973b : Acoustic gravity modes and large scale traveling ionospheric disturbances of a realistic, dissipative atmosphere; J. Geophys. Res., 78, 2278.
- Friedman, J.P., 1966 : Propagation of internal gravity waves in a thermally stratified atmosphere; J. Geophys. Res., 71, 1033.
- Hines, C.O., 1960 : Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights; Can. J. Phys., 38, 1441.
- Pekeris, C.L., 1939 : The propagation of a pulse in the atmosphere; Proc. Roy. Soc., Ser. A, 171, 434.
- Reddy, C.A., 1969 : Ducting of internal gravity waves in a temperature and wind stratified atmosphere, in internal gravity and acoustic waves; A Colloquium, NCAR Tech. Note 43, Nat. Center for Atmos. Res., Boulder, Colo.
- Richmond, A.D., 1978 : The nature of gravity wave ducting in the thermosphere; J. Geophys. Res., 83, 1385.

- Tuan, T.F., Tadic, D., 1982 : A dispersion formula for analysing 'modal interference' among guided and free gravity wave modes and other phenomena in a realistic atmosphere; J. Geophys. Res., 87, 1648.
- Ulrych, T.J., Bishop, T.N., 1975 : Maximum entropy spectral analysis and autoregressive decomposition; Rev. Geophysics and Space Phys., 13, 183.
- Yu, L., Tuan, T.F., Tai, H., 1980 : On 'potential' well treatment for atmospheric gravity waves; J. Geophys. Res., 85, 1297.

VARIACIONES GEOMAGNETICAS SOLARES DE DIAS TRANQUILOS EN
TERRITORIO ARGENTINO SEGUN LA ACTIVIDAD SOLAR

María del C. Vecchi, María A. Van Zele y Otto Schneider
Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas
Buenos Aires, República Argentina

RESUMEN

Ampliando estudios anteriores referentes a condiciones de baja actividad solar, se ha determinado la variación tranquila, S_q , del campo geomagnético en alta actividad, contemplando también la componente vertical. Los observatorios incluidos son siete, formando una cadena desde el extremo norte del país hasta latitudes subaurorales. La respuesta de S_q frente a la actividad solar dista de ser uniforme, variando considerablemente según la latitud, la estación del año y el elemento magnético contemplado. Se concluye que la actividad solar, además de afectar el grado de ionización de la región E, debe influir también en los parámetros de la atmósfera neutra y su distribución vertical.

ABSTRACT

As an extension of former studies referring to S_q at low solar activity, vectograms of quiet geomagnetic variations, both horizontal and vertical, are presented for high activity. Seven observatories are included, forming a chain from the northern end of Argentina till subauroral latitudes. The solar cycle response of S_q is far from uniform, as regards latitude, season, and the magnetic element considered. This illustrates the influence which solar activity, in addition to its effect on E-layer ionization, must exert on the parameters of the neutral atmosphere and their vertical distribution.

INTRODUCCION

El objetivo del presente estudio es aportar nuevos elementos de juicio para el análisis comparativo de las variaciones geomagnéticas diarias solares en condiciones tranquilas, según la actividad solar y la latitud. Se eligieron para ello resultados de baja y alta actividad solar en sendos períodos anuales, calculados a partir de registros efectuados en los 7 observatorios instalados en territorio argentino que se consignan en la tabla 1. Tales variaciones (S_q) están determinadas aquí a partir de 5 días tranquilos de cada mes del período anual elegido. Como los índices de actividad magnética están definidos en tiempo universal, y el tiempo local en los observatorios argentinos tiene aproximadamente un corrimiento de 4 horas respecto de aquél; se eligen aquellos días internacionales tranquilos que satisfacen:

$$\sum M \leq 20 \quad , \quad K_1 < 2 \quad , \quad K_2 < 2$$

donde M es el valor semidiario del índice aa correspondiente al día elegido (Mayaud, 1973 ; Mayaud y Romáñá, 1977),

K_1 y K_2 son los dos primeros índices trihorarios del día siguiente al elegido.

Un día internacional "tranquilo" pero afectado por una perturbación moderada, y que no satisface la primera condición es admitido si dicha perturbación se registra en las primeras horas del mismo, no pertenecientes al día local en los observatorios considerados. Aquellos días internacionales tranquilos que no satisfacen las citadas condiciones son reemplazados, de ser posible, por otros aproximadamente equivalentes.

Una componente C de S_q puede escribirse como

$$C(t) = C_D(t) + C_N$$

donde t es el tiempo local, C_D es la variación diurna medida a partir del valor de la medianoche C_N , y $C_N \simeq C_D^*$ (* indica el máximo

valor alcanzado). La variación diurna C_D es debida principalmente a corrientes ionosféricas originadas en movimientos periódicos de origen solar y C_N es causada por corrientes inducidas por las anteriores en el planeta.

VECTOGRAMAS REPRESENTATIVOS DE LA MORFOLOGÍA DE S_q

A modo de ejemplo se presentan gráficos correspondientes a tres de los observatorios mencionados.

Los vectogramas horizontales (Y, X) representan la traza de la proyección del extremo del vector campo magnético \vec{H} sobre el plano tangente a la superficie terrestre en el observatorio (figuras 1 y 2), en tanto que los vectogramas verticales (X, Z) dan la traza análoga sobre el plano meridiano (figuras 3 y 4). En todos los casos el origen del sistema de coordenadas indica la medianoche local.

Los períodos anuales elegidos para la consideración de la variación geomagnética y el valor medio anual de R (número relativo de manchas solares, medida de la actividad solar del respectivo período) para cada observatorio se detallan en la tabla 2.

Las variaciones se definen para los cuatrimestres constituidos por los meses según se detallan:

solsticio de verano: noviembre, diciembre, enero, febrero;

equinoccios: marzo, abril, setiembre, octubre;

solsticio de invierno: mayo, junio, julio, agosto.

En las figuras 1 a 4, el trazo grueso señala el intervalo entre la salida y puesta del sol a los 105 km sobre el nivel del mar, altura que se considera el nivel medio de la región E ionosférica, principal región responsable de las variaciones estudiadas. Tal intervalo para cada uno de los cuatrimestres y observatorios consta en la tabla 3. Para los vectogramas medios anuales se adapta el intervalo diario correspondiente a los equinoccios.

VARIACIONES OBSERVADAS CON LA LATITUD GEOGRAFICA

El observatorio de Trelew es el más próximo al vértice de corrientes ionosféricas equivalentes responsables de Sq.

Se confirma cualitativamente la morfología de Sq y su dependencia de la latitud (Chapman y Bartels, 1940; Schneider, 1978) en las tres componentes, salvo en la componente vertical de Isla Año Nuevo, cuya marcha diaria es anómala, originando un giro inverso en los vectogramas del plano meridiano. La interpretación de tal comportamiento es de potencial interés geofísico, pero escapa al marco temático del presente estudio.

VARIACIONES OBSERVADAS CON LA EPOCA DEL AÑO

Al norte de Trelew la amplitud del elemento Y disminuye notablemente en el solsticio de invierno.

En Trelew, las amplitudes de Y y Z disminuyen apreciablemente en el solsticio de invierno.

Al sur de Trelew las amplitudes de las tres componentes disminuyen considerablemente en el solsticio de invierno, notándose una variación estacional, tanto más marcada cuanto más al sur está ubicado el observatorio.

VARIACIONES CON LA ACTIVIDAD SOLAR

El aumento de la actividad solar produce un aumento de las amplitudes diarias de las componentes, lo que no se observa en el comportamiento de Y, en La Quiaca y Pilar en el solsticio de verano y en La Quiaca en el equinoccio.

El observatorio de Trelew registra una variación similar a los ubicados más al norte en época de alta actividad solar, pero similar a los ubicados hacia el sur en época de baja actividad solar, durante el solsticio de verano. Ello parece indicar que con el

incremento de la actividad solar el vértice de las corrientes ionosféricas equivalentes se desplaza hacia el sur.

Del estudio del incremento relativo m_C de la variación diaria de cada componente C por unidad de \bar{R} :

$$m_C = (C^* - C_0^*) / C_0^* \bar{R} = (C_D^* - C_{D0}^*) / C_{D0}^* \bar{R}$$

donde $C^* - C_0^*$ es la diferencia entre la amplitud de la componente geomagnética C medida para el valor \bar{R} de actividad solar, y la calculada para $\bar{R}=0$, $C_D^* - C_{D0}^*$ es la diferencia análoga para el término diurno, se desprende que:

- i) en general, como es consabido, $m_C > 0$, y $30 \cdot 10^{-4} \leq m_C \leq 70 \cdot 10^{-4}$, es decir que de un aumento de 100 en el índice de actividad solar \bar{R} resulta un incremento relativo entre el 30 y el 70% en la componente;
- ii) el observatorio que pone de manifiesto la mayor uniformidad en los valores m_C por componente y época del año es Trelew;
- iii) la respuesta a la actividad solar no es uniforme en un observatorio, ni con la época del año ni para una componente, como no lo es para una dada época del año y componente con la latitud.

Por otra parte, puede calcularse un incremento relativo análogo para la densidad electrónica N de la región E

$$N(R) = N(0) (1 + m_E R)$$

partiendo de la relación cuadrática de N con la frecuencia crítica fE y de la dependencia de esta última respecto de la actividad solar

$$fE(R) = K(R) (\cos \chi)^{n(R)}$$

donde $K(R) = 2,25 + 1,5 \cos \psi + [0,01 - 0,007 \cos \psi] R$

$$n(R) = 0,21 + 0,12 \cos \psi + 0,002 R$$

para $|\psi| < 60^\circ$ y $\cos \chi < 0,95$, siendo ψ la latitud geográfica, R el promedio mensual de manchas solares, χ el ángulo cenital del sol, y K y n parámetros empíricos (Dieminger, 1952).

En la tabla 4 se indican los valores de m_C para cada componente C, según el observatorio y la época del año y el año entero respectivamente, así como el aumento relativo equivalente en la densidad electrónica m_E de la región E. Cálculos análogos muestran (para latitudes medias) un incremento relativo medio del valor de pico de la región E, $m_E = 32 \cdot 10^{-4}$ (Comisiones de estudio del CCIR, 1980), o $33 \cdot 10^{-4}$ (UAG-82, 1981), en ambos casos independiente de la latitud.

Puede concluirse entonces que la variabilidad de la densidad electrónica no es simplemente la causa de la variabilidad observada en las componentes geomagnéticas, con la actividad solar, y que en general la primera es inferior a la segunda.

CAUSAS DE LA DISPARIDAD DE RESPUESTAS DE S_q A LA ACTIVIDAD SOLAR

I) Un aumento de la actividad solar afecta:

- i) la atmósfera neutra: la temperatura, la composición, el grado de disociación, los vientos y su perfil vertical;
- ii) el grado de ionización de la atmósfera y su perfil vertical;
- iii) la localización de la región E, que depende de las variables anteriores.

Si la región F también participa en la génesis de S_q , como es de suponer que ocurra en cierta medida, los efectos señalados en i) e ii) se manifestarán en ella con características distintas de las de la región E.

II) De observaciones directas registradas en la atmósfera se desprende que:

- a) en períodos de alta actividad solar, la radiación solar X es una fuente importante de ionización en la región D (Schmidtke, 1981);
- b) el flujo total de radiación solar en el ultravioleta lejano (EUV) se triplica aproximadamente de baja a alta actividad solar (Schmidtke, 1981);
- c) la radiación EUV, $[5, 105] \text{ nm}$, es absorbida principalmente por

- encima de los 150 km (Kockarts,1981);
- d) la altura donde se produce cada tipo de ion depende de la actividad solar y de la época del año (Kockarts,1981);
- e) la radiación de [120,400]nm estaría relacionada con los procesos de fotodisociación que se producen entre la superficie terrestre y los 130 km de altura (Simon,1981).

CONCLUSIONES

La fracción de radiación EUV absorbida varía con la actividad solar (Kockarts,1981), así como la altura sobre el nivel del mar a la que se produce tal absorción (Kockarts,1981); la composición y la temperatura del modelo neutro se modifican simultáneamente con la variación de la actividad solar (Kockarts,1981). De ello se desprende que la emisión solar a lo largo del ciclo undecenal influye en forma irregular en las variables que determinan S_q , las que ponen de manifiesto la complejidad en la combinación de los procesos responsables de tales variaciones.

Una forma de separar los efectos que la actividad solar produce en la marea térmica de la atmósfera neutra, de los que se originan en el variable nivel de la densidad electrónica, sería estudiar la respuesta de la marea geomagnética lunar frente a la actividad solar, por ser ella más preponderantemente gravitacional, aunque tampoco insensible a los efectos de esta última.

Agradecimientos. Los autores agradecen al Instituto Antártico Argentino por facilitarles el acceso a datos y brindarles colaboración técnica, al Servicio Meteorológico Nacional por permitirles acceder a datos y otorgarles facilidades de trabajo, al Observatorio de La Plata por poner a su disposición datos, todos necesarios para este estudio; al CONICYT por los subsidios 8055/77-78 y, en parte, 8030/79 y 38a/80; al Dr Marcos Machado por su oportuna información

bibliográfica, y al Departamento de Ciencias Geológicas de la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales de la Universidad de Buenos Aires por las facilidades de trabajo.

BIBLIOGRAFIA

- Chapman S. y Bartels J., 1940; *Geomagnetism*, Oxford at the Clarendon Press; 214-243.
- Dieminger W., 1952; en Landolf-Börnstein: *Zahlenwerte und Funktionen*, III (Astronomie und Geophysik), Springer-Verlag, Berlín; 721-723.
- Kockarts G., 1981; Effects of solar variations on the upper atmosphere, *Solar Physics*, 74,2, 296-314.
- Mayaud P.N., 1973; A hundred year series of geomagnetic data 1868-1967, *IAGA Bulletin N° 39*; UGGI.
- Mayaud P.N. y Romañá A., 1977; Supplementary geomagnetic data 1937-75, *IAGA Bulletin N° 39*; UGGI.
- Schmidtke G., 1981; Solar irradiance below 120 nm and its variations, *Solar Physics*, 74,1, 253-261.
- Schneider D., 1978; Perfil norte-sur de vectogramas geomagnéticos diarios en condiciones tranquilas, *Anales de la Sociedad Científica Argentina*, CCV, 3-12.
- Simon P.C., 1981; Solar irradiance between 120 and 400 nm and its variations; *Solar Physics*, 74,1, 273-288.
- Comisiones de estudio del CCIR, 1982; Método de cálculo de la frecuencia máxima utilizable, *Documentos (6/64-s)*, período 1978-1982, URSS.
- UAG-82,81; URSI Working group 64, IRI 79, World Data Center A for solar-terrestrial physics.

Observatorio	Sigla	Lat.geogr.	Long.geogr.0
La Quiaca	LQ	-22,1°	65,6°
Pilar	Pi	-31,7°	63,9°
Las Acacias	LA	-35,0°	57,7°
Trelew	Tw	-43,2°	65,3°
Isla Año Nuevo	IAN	-54,6°	64,1°
Orcadas del Sud	OS	-60,7°	44,8°
Islas Argentinas	IA	-65,2°	64,3°

Tabla 1: coordenadas geográficas de los observatorios considerados.

Obs.	Vectograma horizontal				Vectograma vertical			
	P ₁	\bar{R}_1	P ₂	\bar{R}_2	P ₁	\bar{R}_1	P ₂	\bar{R}_2
LQ	5-64/4-65	9,5	1-69/12-69	105,6	9-32/8-33	7,6	1-69/12-69	105,6
Pi	9-43/8-44	7,6	1-69/12-69	105,6	9-43/8-44	7,6	1-69/12-69	105,6
LA	5-64/4-65	9,5	4-69/ 3-70	104,2			4-69/ 3-70	104,2
Tw	5-64/4-65	9,5	4-69/ 3-70	104,2	5-64/4-65	9,5	4-69/ 3-70	104,2
IAN	4-02/3-03	6,8	1-17/12-17	103,8	4-02/3-03	6,8		
OS	9-32/8-33	7,6	7-37/6-38	108,4				
IA	5-64/4-65	9,5	1-67/12-67	93,8	5-64/4-65	9,5	1-67/12-67	93,8

Tabla 2: periodos considerados de baja (P₁) y alta (P₂) actividad solar y promedios correspondientes de R.

Obs.	Solsticio de verano		Equinoccios		Solsticio de invierno	
	h_s	h_p	h_s	h_p	h_s	h_p
LQ	4,66	19,34	5,26	18,74	5,75	18,25
Pi	4,28	19,72	5,19	18,81	5,96	18,04
LA	4,12	19,88	5,16	18,84	6,04	17,96
Tw	3,62	20,38	5,05	18,95	6,24	17,76
IAN	2,38	21,62	4,80	19,20	6,61	17,39
DS	0	0	4,57	19,43	6,88	17,12
IA	0	0	4,32	19,68	7,14	16,86

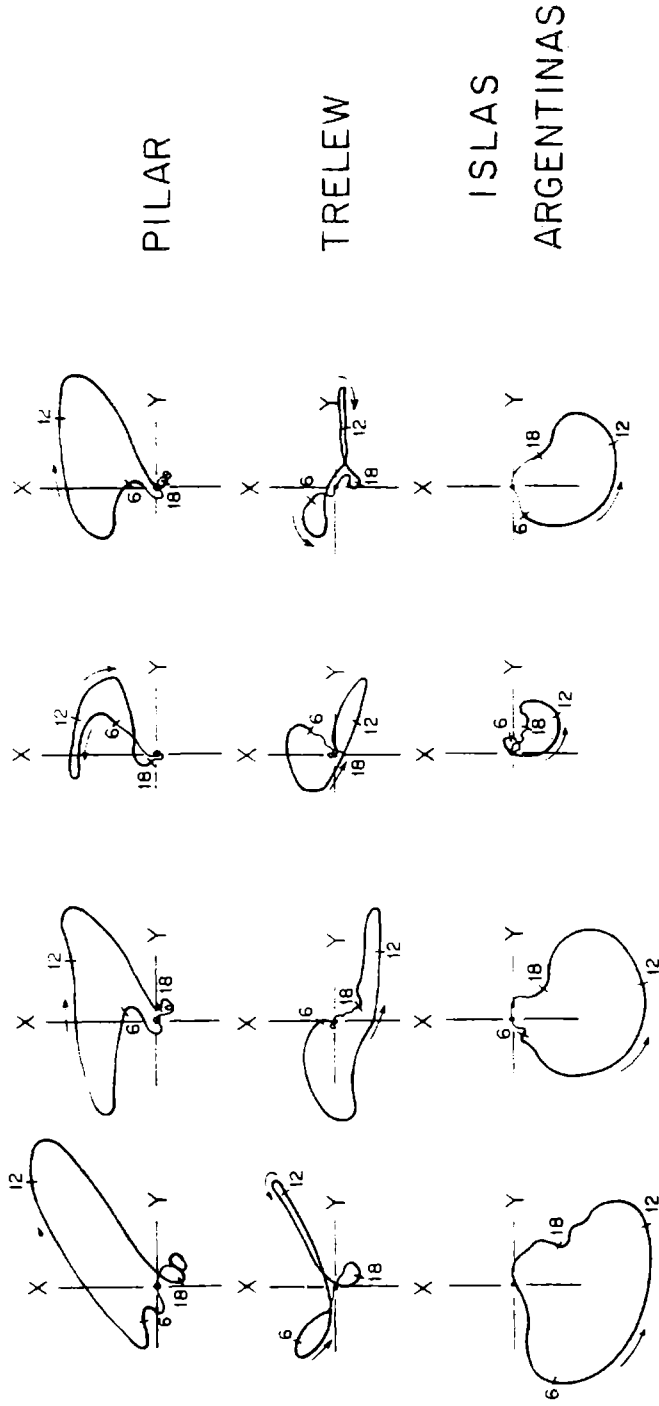
Tabla 3: hora de salida (h_s) y de puesta (h_p) del sol para cada observatorio, en tiempo local, a 105 km sobre el nivel del mar.

Obs.	$m_x \cdot 10^4$				$m_y \cdot 10^4$				$m_z \cdot 10^4$				$m_E \cdot 10^4$			
	SV	EQ	SI	A	SV	EQ	SI	A	SV	EQ	SI	A	SV	EQ	SI	A
LQ •	82	42	50	71	-22	-13	27	24	27	37	26	31	20	20	19	20
Pi •	89	87	59	66	-18	7	38	6	128	68	141	96	24	23	22	23
LA •	70	63	10	25	54	7	73	50	-	-	-	-	26	25	23	25
Tw	52	34	36	65	54	37	41	61	122	48	56	74	31	30	28	30
IAN	38	95	87	65	34	52	91	46	-	-	-	-	41	39	35	39
DS •	63	70	143	96	58	70	168	94	-	-	-	-	47	45	39	45
IA •	81	68	52	72	47	57	45	63	33	38	63	38	53	50	42	50

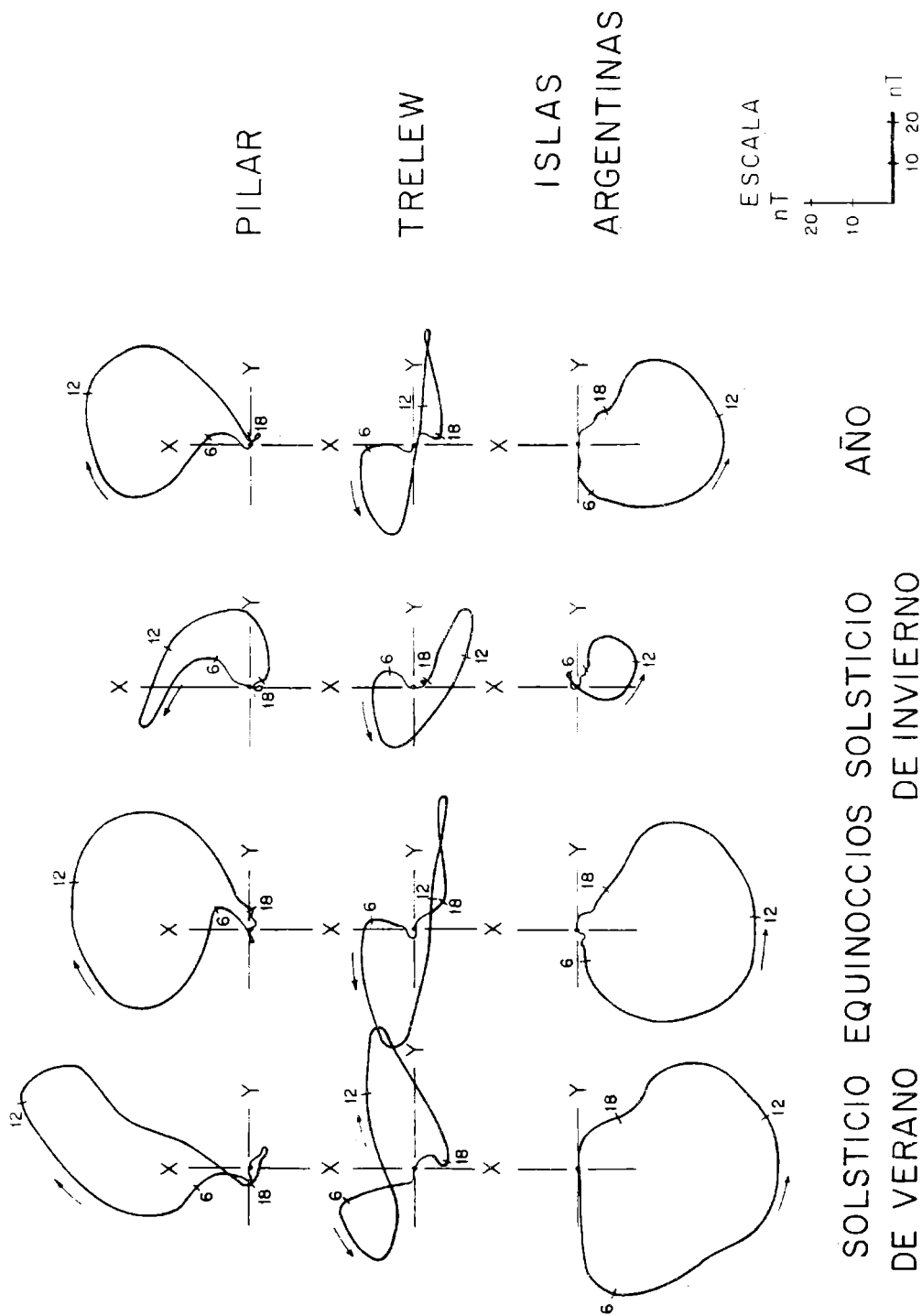
Tabla 4: incremento relativo por unidad de R, de cada componente geomagnética diaria (observada) y de la densidad electrónica de la región E (calculada), para el solsticio de verano (SV), los equinoccios (EQ), el solsticio de invierno (SI) y el año (A). Los valores anuales de m_E se suponen iguales a los de los equinoccios.

• no satisfacen $\cos \chi_{\min} < 0,95$ en SV

• no satisfacen $|\psi| < 60^\circ$



SOLSTICIO EQUINOCCIOS SOLSTICIO AÑO
DE VERANO DE INVIERNO
Figura 1: vectogramas horizontales para baja actividad solar



SOLSTICIO DE VERANO EQUINOCCIOS SOLSTICIO DE INVIERNO EQUINOCCIOS
 AÑO
 DE INVIERNO
 Figura 2: vectogramas horizontales para alta actividad solar

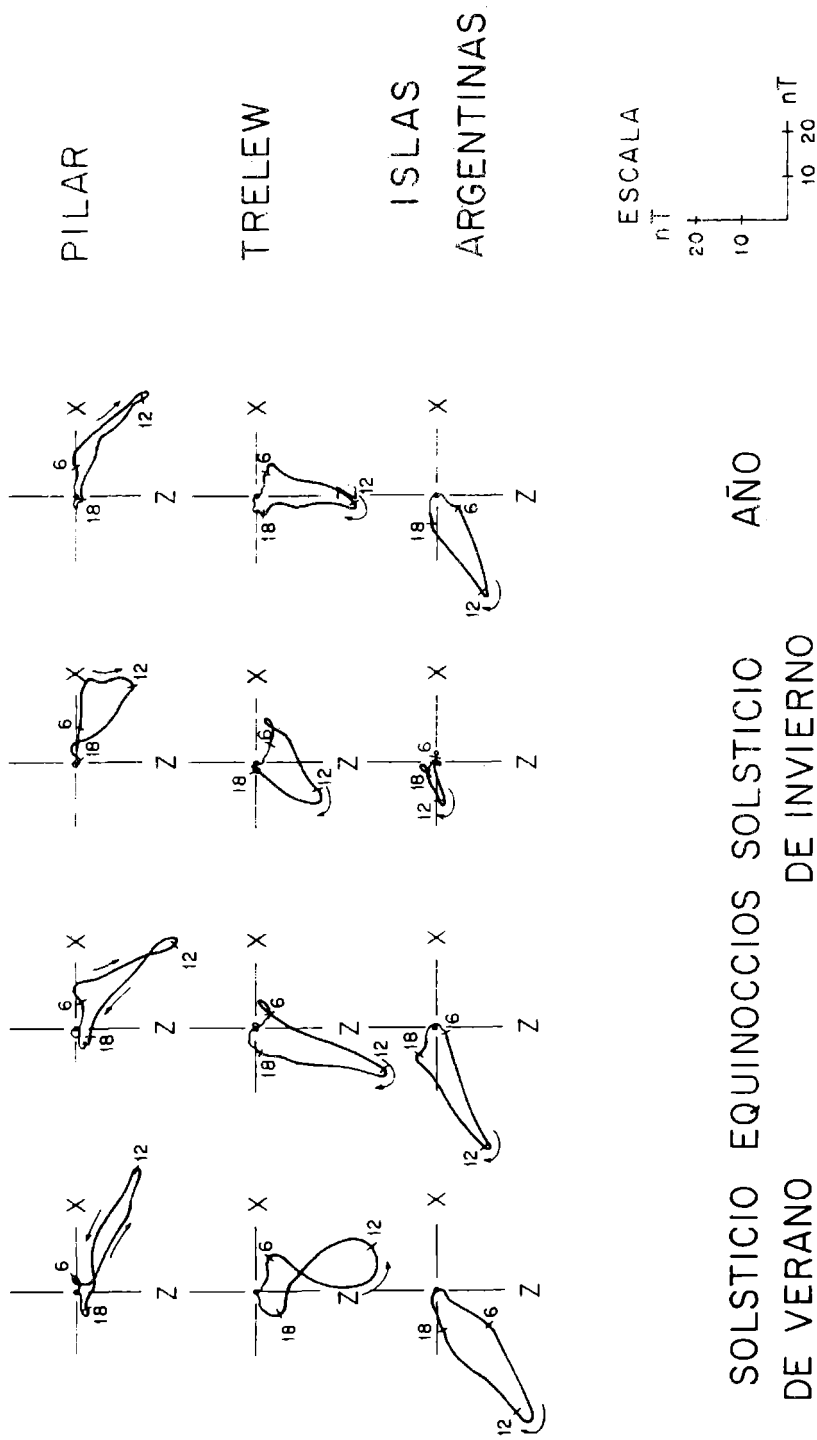
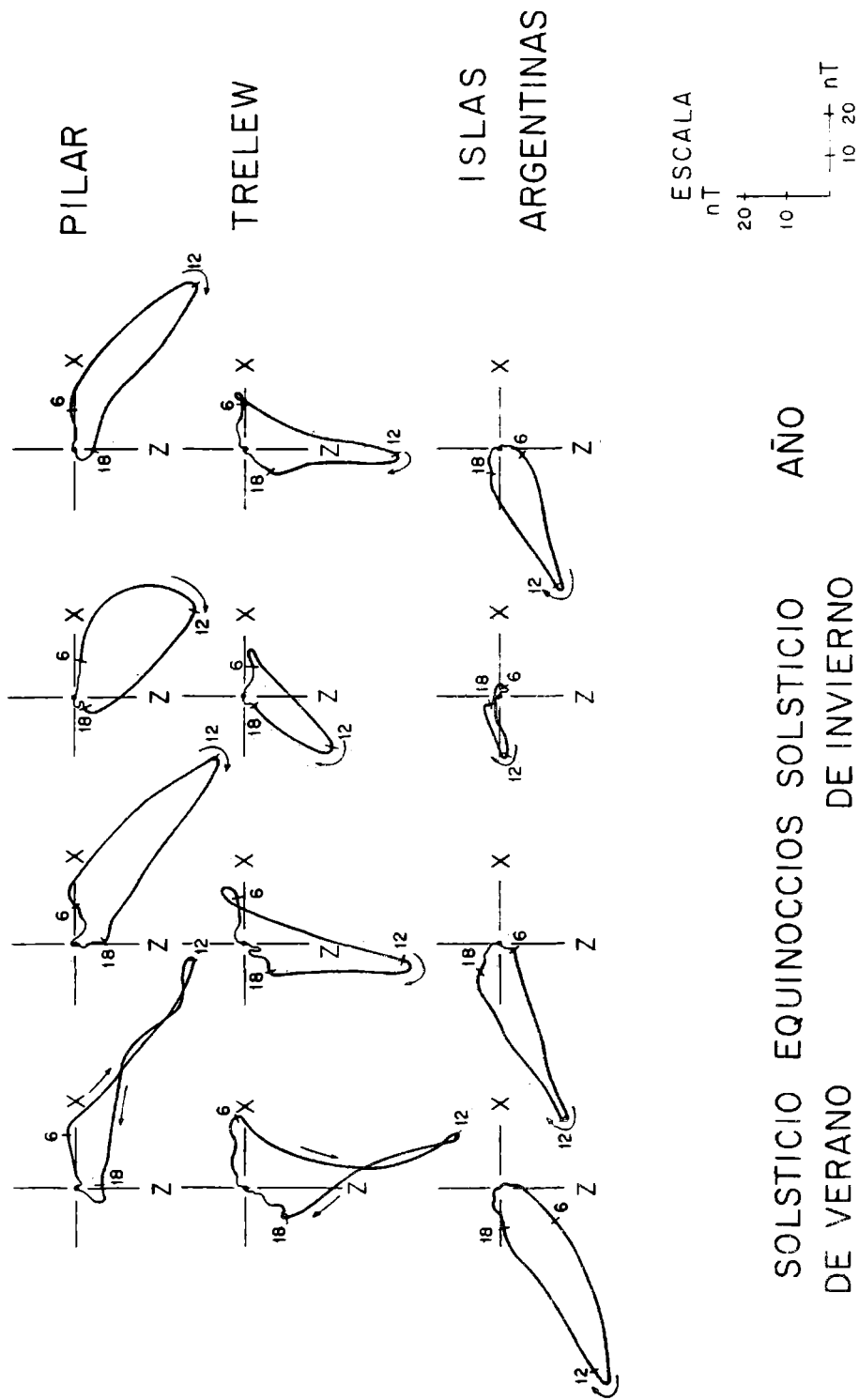


Figura 3: vectogramas verticales para baja actividad solar



SOLSTICIO DE VERANO EQUINOCCIOS SOLSTICIO DE INVIERNO AÑO
 Figura 4: vectogramas verticales para alta actividad solar

MAREAS GEOMAGNETICAS PARCIALES DESPEJADAS DE SERIES ANTIGUAS

Otto Schneider

Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas
Buenos Aires, República Argentina

RESUMEN

Algunas mareas geomagnéticas lunares, otras que las correspondientes al término principal M_2 del potencial de mareas, pueden ser rescatadas de los coeficientes armónicos representativos de la marea principal, que son los que se obtienen con los métodos tradicionales de análisis. De una serie larga ya existente de tales coeficientes, provenientes de 2101 días no perturbados, con registros de la componente Y en una estación ecuatorial (Batavia, hoy Yakarta) fué posible extraer la marea elíptica N_2 , que expresa la influencia de la distancia lunar, como así también otra marea parcial causada en el proceso de interacción del movimiento atmosférico, de período lunar, con la conductividad eléctrica de la alta atmósfera; función de período solar. La marea N_2 , de unos 0.5 a 0.7 nanoteslas de amplitud, acusa respecto de la actividad solar una respuesta débil y apenas significativa.

ABSTRACT

Some geomagnetic partial tides others than those stemming from M_2 , the main term of the tide-generating potential, can be extracted from the harmonic coefficients representing the main tide, as obtained by the classical methods of analysis. From an already existing long series of such coefficients corresponding to 2101 undisturbed days, East component (Y), at an equatorial station (Batavia, now Djakarta), it was possible to isolate the elliptical tide N_2 , which expresses the influence of lunar distance; in addition, another partial tide generated by the interaction of lunar tidal atmospheric motion with the solar periodic variation of the electrical conductivity in the upper atmosphere could also be rescued. The amplitude of the N_2 tide ranges between some 0.5 and 0.7 nanoteslas, showing only a weak and scarcely significant response to solar activity.

En los estudios de las mareas geomagnéticas lunares, L , que se van efectuando con el fin de lograr una cobertura geográfica más completa del fenómeno y posibilitar un análisis más ajustado de su relación con los parámetros ionosféricos y solares suele darse preferencia a aquella parte de L que proviene del término principal, M_2 (semidiaria lunar), del potencial generador de mareas. La transformación de esta línea espectral predominante, en una serie de ondas geomagnéticas parciales de tipo luni-solar fue descubierta hace más de medio siglo (Chapman, 1913); al conjunto de estas ondas parciales se refiere la clásica "Ley de Fases", enunciada por Chapman (Chapman y Bartels, 1940).

Si no se ha prestado tanta atención a otras mareas parciales, integrantes también de la familia de las variaciones geomagnéticas lunares, es porque su pequeñez torna casi prohibitivos los esfuerzos por aislarlas de entre las antes citadas, ya de por sí subliminares al lado de las variaciones geomagnéticas solares, que en la mayor parte de la superficie terrestre enmascaran a las lunares, y al lado también de un considerable ruido estadístico causado principalmente por la actividad solar y la concomitante actividad geomagnética.

Las dificultades señaladas no justifican, sin embargo, que se desista de las tentativas dirigidas a determinar numéricamente los aportes menores, ya que de su análisis (en particular, su distribución planetaria, sus fases y su dependencia solar) pueden surgir elementos de juicio complementarios respecto de la teoría general de las mareas geomagnéticas, (e implícitamente, de las atmosféricas). Es en vista de estas consideraciones que estimamos oportuno no desperdiciar la información respecto de algunas mareas geomagnéticas parciales que se pueden despejar de los términos principales correspondientes a la Ley de Fases, resultado de un antiguo análisis (Schneider, 1936) de la componente Este (Y) registrada en el observatorio de (entonces) Batavia, hoy Yakarta (lat. geogr. $06^{\circ} 11' S$; long. geogr. $106^{\circ} 49' E$). La serie analizada abarca 2101 días no perturbados (carácter magnético ≤ 1.1), cercanos al Solsticio del Sur (11 de noviembre al 20 de febrero)

de los años 1906 a 1929.

Las ondas parciales que trataremos en primer lugar son del tipo:

$$\Xi_{\sigma} = \xi_{\sigma} \text{sen}[\sigma t + 2\nu + \gamma_{\sigma}] = \xi_{\sigma} \text{sen}[\sigma \tau + (\sigma + 2)\nu + \gamma_{\sigma}] \quad (1)$$

$$(\sigma = 1, 2, \dots)$$

donde son: t , el tiempo solar medio; τ , el tiempo lunar medio, y

$$\nu = t - \tau \quad (2)$$

Con estas notaciones, la marea geomagnética principal (la generada por M_2) toma bajo las suposiciones de la clásica Ley de Fases, la forma:

$$L^{(M)} = \sum_{\sigma} L_{\sigma} = \sum_{\sigma} l_{\sigma} \text{sen}[\sigma t - 2\nu + \epsilon_{\sigma}] = \sum_{\sigma} l_{\sigma} \text{sen}[\sigma \tau + (\sigma - 2)\nu + \epsilon_{\sigma}] \quad (3)$$

Para mayores detalles respecto de las mareas Ξ_{σ} , que son de origen híbrido, nos remitimos al trabajo primitivo en el cual fueron definidas y determinadas para la declinación D en Greenwich (Schneider, 1963), y otro, reciente, donde se informa de su determinación para el mismo elemento geomagnético en el observatorio argentino de Isla Año Nuevo (Schneider, 1982).

Consideremos en la (2) el segundo miembro expresado en tiempo solar t . De no existir las mareas parciales referidas (Ξ_{σ}), un desfaseamiento en $+2\nu$, de la σ -ésima onda parcial hallada a la edad lunar ν , arrojaría, salvo residuos estadísticos, una onda idéntica a la que corresponde al novilunio ($\nu=0$), (y esto es, en efecto) el procedimiento de "reducción a luna nueva" usado para hallar l_{σ} y ϵ_{σ} sobre la base de las ondas originariamente discriminadas según ν , y asimiladas de este modo para poder acumular las señales en busca de una mayor nitidez).

De hecho, no se da tal coincidencia de los aportes provenientes de cada edad lunar ν , como se demostrará a la luz de las figuras 1 y 2. Ellas representan relojes armónicos para las ondas diarias y semi-diarias, respectivamente, agrupadas según 4 niveles de la actividad solar (de izquierda a derecha: $R=0$; $0 < R < 30$; $30 \leq R < 60$; $R \geq 60$) prevaleciente en cada uno de los 2101 días. Los

vectores que terminan en el centro de las curvas trazadas en la parte inferior de las figuras expresan las ondas L_1 y L_2 , obtenidas como promedios de los grupos de edades lunares indicados sobre las curvas por los números índices 1 al 6; las equivalencias de éstos últimos con los valores de ν en horas figuran en los pequeños cuadros insertos. (Ha de entenderse que con cada ν se han englobado tácitamente los casos de $(\nu + 12)$, dada su equivalencia con aquellos en virtud del factor 2 en el argumento de las (1) y (3)). Los puntos 1...6 provienen de la reducción a luna nueva mediante desfaseamiento en $+2\nu$, como ya se explicó.

Es evidente a simple vista que la no-coincidencia de los 6 grupos según la edad lunar no responde al azar sino que contiene una pronunciada tendencia sistemática, reveladora de las ondas $\overline{\Sigma}_2$. Estas se pueden despejar hallando para cada edad lunar los residuos vectoriales respecto del L_1 y L_2 medio, desfasándolas luego en -4ν , y promediando. (El desfaseamiento en -4ν se impone para anular el desfaseamiento en $+2\nu$ introducido en la primera reducción a luna nueva, y luego efectuar otro igual, en -2ν , en consideración del signo del sumando 2ν en el argumento de la (1), opuesto al del mismo sumando en la (3)). Los resultados de estas operaciones se hallan graficados vectorialmente en la hilera superior de las figuras 1 y 2.

Se aprecian los siguientes rasgos generales:

- . No obstante la extremada pequeñez de la señal (manteniéndose, en general, por debajo de 1 nT), las amplitudes y fases de ambas mareas parciales presentan un cuadro coherente;
- . en particular merece destacarse la buena constancia, a través de los diferentes niveles de actividad solar, de la fase de $\overline{\Sigma}_2$
- . la relación de $\overline{\Sigma}_1$ a L_1 es sorprendente, llegando al valor de 0.7 en el grupo correspondiente a la actividad solar mínima ($R=0$) y casi $\frac{1}{2}$ en el conjunto de los casos; vale decir que la componente diaria (L_1) de la marea geomagnética lunar está contaminada por una onda moduladora que es casi de su misma magnitud;

- . en $\bar{\Xi}_2$, tal relación es bastante menor, (del orden de 1/4 a 1/6), debido principalmente al hecho de que la propia componente L_2 es tan pronunciada;
- . no se alcanza a reconocer una dependencia de $\bar{\Xi}_1$, ni de $\bar{\Xi}_2$, respecto de la actividad solar.

También analizamos, con los mismos datos originales, la marea N_2 , la que a diferencia de las mareas híbridas del tipo (1), es de origen sólo gravitacional, ya que responde a la excentricidad de la órbita lunar (siendo la más importante entre las mareas "elípticas"). Su expresión analítica:

$$N_2 = n_2 \text{sen}[2\tau - (s-p) + \zeta_2] \quad (4)$$

en donde τ , como antes, es el tiempo medio lunar; s = longitud de la luna media y p = longitud del perigeo de la luna media, desde luego se puede escribir también en términos de tiempo solar t , recurriendo a la (2), y simplificar algo mediante el parámetro

$$\pi = s - p \quad (5)$$

que mide la distancia angular de la luna respecto de su perigeo ($\pi=0$). Dicho de otra manera, π , en analogía con ν que expresa la edad de la luna en la lunación sinódica, mide su edad en el mes anomalístico; se encuentra tabulado (Bartels y Fenselau, 1937; véase también Gupta, 1975). Al igual que ν , el parámetro π suele expresarse en unidades de horas lunares (1 hora = 15°). Por lo demás, nos remitimos a un estudio similar realizado para la declinación geomagnética en la estación argentina de Isla Año Nuevo (Van Zele y Schneider, 1982).

En analogía con las figuras anteriores, la figura 3 muestra, en su parte inferior, las ondas semidiarias principales, L_2 , para niveles crecientes de actividad solar (R).

Asimismo, se hallan indicados, mediante circunferencias, los errores probables de los vectores medios. La parte superior de la figura contiene los residuos que, respecto de dichos vectores medios, subsisten en los coeficientes armónicos semidiarios, si se los agrupa según la distancia lunar; las equivalencias de los índices correlativos 1...4 con el parámetro π de la (5) están consignados en el

cuadrado inserto en la parte inferior de la figura. La cruz que, unida al origen figura en cada uno de los diagramas parciales, indica la onda N_2 que resulta de "reducir a perigeo" los vectores parciales, con un procedimiento de desfasaje análogo al usado en las ondas principales para la "reducción a luna nueva". Por último, la traza poligonal del diagrama parcial que se halla en el ángulo superior derecho, resume dichos promedios parciales obtenidos según la actividad solar. Respecto de estos resultados, resumidos en la TABLA I, caben los siguientes comentarios:

- 1) Los vértices de los trazos poligonales en los diagramas parciales, aunque distribuidos en forma un tanto errática, acusan en grandes rasgos el giro de 360° , en el sentido de las agujas del reloj, que exige la teoría. Este comportamiento se aprecia con mayor nitidez en el quinto de los diagramas parciales.
- 2) Las irregularidades se suavizan sensiblemente con la reducción a perigeo; prueba de ello es la similitud, a través de los 4 grupos de actividad solar, de los vectores resultantes en tal reducción, señalados por un trazo de rayas y una cruz en cada uno de los diagramas parciales.
- 3) La amplitud de N_2 se mantiene claramente por debajo de 1 nT en todos los casos.
- 4) La relación de dichas amplitudes a las de la marea semidiaria principal, L_2 , oscilando entre 0,21 y 0,28 supera en algo el valor de 0,19, estipulado por la teoría gravitacional de mareas. Tal discrepancia, aunque no rigurosamente abonada por una estimación de la significación estadística, parece sin embargo representar una característica persistente de las mareas geomagnéticas N_2 , desafiando por el momento las tentativas de explicación; véanse al respecto los resultados de un análisis extenso para Huancayo (Bartels y Johnston, 1940) y otro, de Isla Año Nuevo (Van Zele y Schneider, 1982).
- 5) Las fases, notablemente persistentes de grupo en grupo, también acusan una anomalía similar a la observada en Huancayo: en el perigeo, la onda N_2 culmina por lo general, unas 2 a 3 horas

- antes que L_2 , o dicho de otra manera, no entra en coincidencia de fase con L_2 sino algunos días después del perigeo.
- 6) El crecimiento relativo de N_2 con la actividad solar es del mismo orden de magnitud, aproximadamente, que el de L_2 , acusando también fluctuaciones irregulares como las manifiestas en esta última onda.
- 7) Existe una llamativa similitud, de grupo en grupo, entre las anomalías residuales de fases de las ondas L_2 y N_2 , como puede apreciarse comparando tales fluctuaciones en el diagrama resumen de N_2 a la derecha, con las fases individuales de L_2 en los relojes armónicos inferiores; obsérvese en particular, la disminución similar de las fases de N_2 y L_2 en el grupo simbolizado por Δ .

El pequeño exceso sistemático de las amplitudes y el desfaseamiento persistente, señalados en los puntos 4 y 7, respectivamente, merecen ser investigados en futuros estudios de las mareas geomagnéticas y atmosféricas.

Reconocimientos. La parte principal de este análisis fué desarrollada cuando el autor se desempeñaba en el Instituto Antártico Argentino, contando para los cálculos numéricos, a menudo onerosos, con la eficaz ayuda de la Señorita Catalina T. Cano. En la etapa final del trabajo el autor gozó de los beneficios de un subsidio otorgado por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (Leg. 8392/78). Por último, es un grato deber dejar constancia de las facilidades de trabajo brindadas por el Departamento de Ciencias Geológicas, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires, como así también por el Servicio Meteorológico Nacional, en su Instituto de Geofísica.

REFERENCIAS

- Bartels, J. y S. Faselau, 1937.- Geophysikalischer Mond-Almanach. Zeitsch. f. Geophysik. 13, 311-328.
- Bartels, J. y H.F. Johnston, 1940.- Geomagnetic tides in horizontal intensity at Huancayo. Terrestrial Magn. and Atmosph. Elect. 45 (3), 269-308, y 45 (4), 485-512.
- Chapman, S., 1913.- On the diurnal variation of the Earth's magnetism produced by the Moon and Sun. Philos. Trans. R. Society London, A 213, 279-321.
- Chapman, S. y J. Bartels, 1940: Geomagnetism, Clarendon Press, Oxford.
- Gupta, J. Ch., 1975: Daily distance numbers D and D'. The Moon 14, 247-253.
- Schneider, O., 1936: Einflüsse der Sonne auf die lunare Variation des Erdmagnetismus. Veröfl. Meteorol. Inst. Univ. Berlin, 1, (3), 32 pág.
- Schneider, O., 1963: A generalization of the phase-law of lunar geomagnetic tides. Nature 199, N° 4893, 546-550.
- Schneider, O., 1982: Estudio de la marea geomagnética en el Observatorio Isla Año Nuevo. Informaciones Científicas N° 223, Año XVIII, 15-28. Dirección General de Investigación y Desarrollo.
- Van Zele, M.A. y O. Schneider, 1982: Efecto de la distancia lunar en las mareas geomagnéticas de la Isla Año Nuevo. Comunic. pres. 12° Reunión Cient. AAGG, Mar del Plata. Sometido a GEOACTA, para su vol. 12.

EPIGRAFES DE LAS FIGURAS

Fig. 1: Relojes armónicos de las ondas diarias L_1 y \overline{L}_1 (ecuaciones (1) y (3)) de la marea geomagnética lunar en la componente Y, Batavia, 2101 días no perturbados, cercanos al solsticio del sur, para progresivos estados de actividad solar (definidos en la Figura 3). Fila inferior: ondas medias L_1 , expresadas por el vector central, conjuntamente con la traza de los vectores residuales, numerados correlativamente según la edad lunar γ (ecuación (2)). Fila superior: marea parcial diaria despejada mediante desfases apropiados de los vectores residuales.

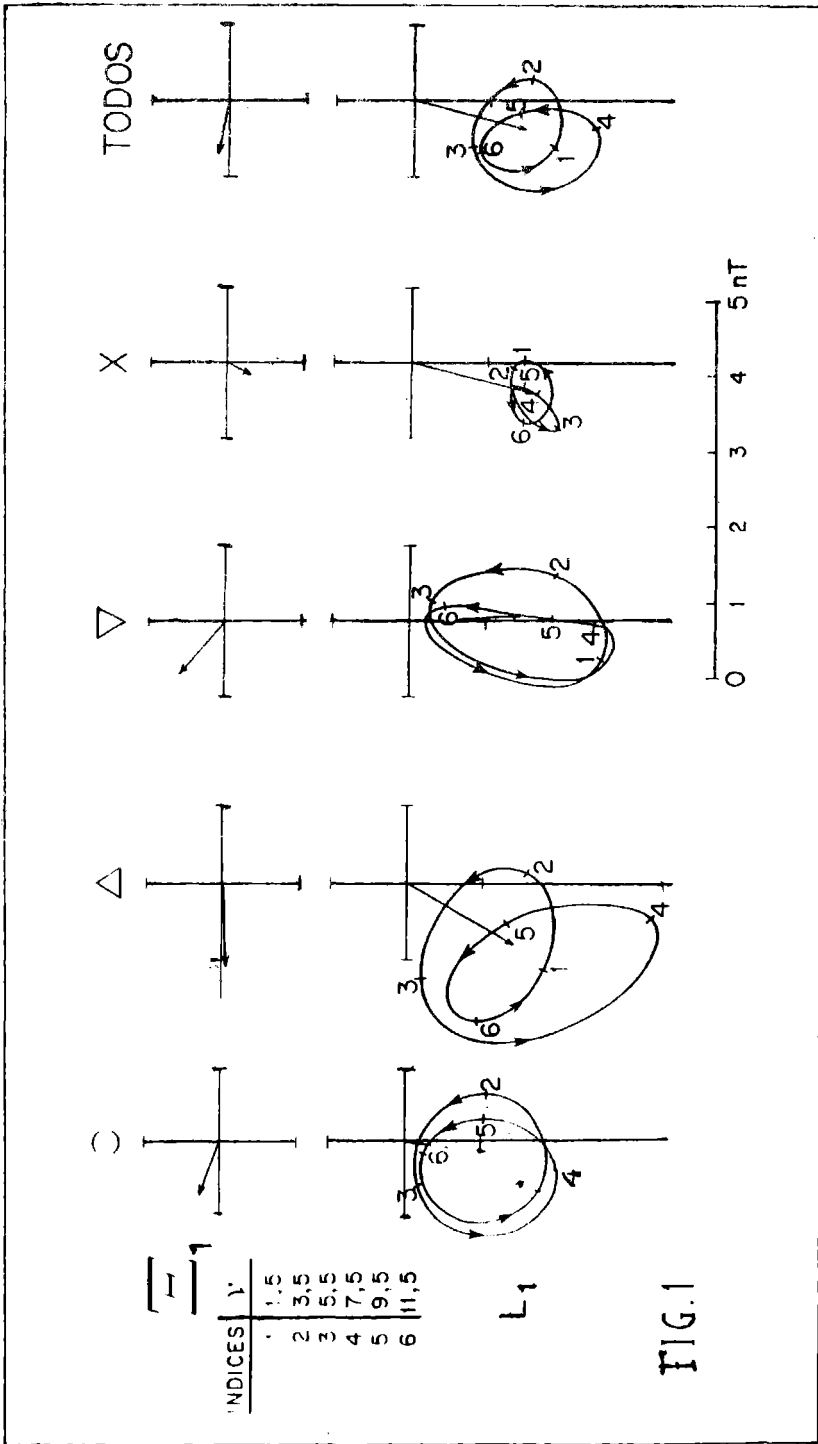
Fig. 2: Análoga a la Figura 1, para las ondas semidiarias.

Fig. 3: Similar a las Figuras 1 y 2, para la marea elíptica semidiaria N_2 , que responde a la variable distancia lunar. Fila inferior: L_2 con sus errores probables vectoriales. Fila superior: Marea parcial N_2 , con los residuos vectoriales respecto de L_2 para cuatro grupos de días correlativamente numerados según la distancia angular π de la Luna al perigeo (ecuación (5)).

Tabla 1: Marea geomagnética parcial N_2 (elíptica), Batavia Y, solsticio del sur, días no perturbados. Relación de N_2 con la marea semidiaria principal, L_2 y dependencia respecto de la actividad solar.

Símbolo	○	△	▽	×	Todos
Actividad solar	R=0	$0 < R < 30$	$30 \leq R < 60$	$60 \leq R$	
Número de días	448	579	482	592	2101
Marea elíptica N_2 Amplitud (nT) Fase (°)	0.51 123	0.72 115	0.64 133	0.81 137	0.69 127
N_2 / L_2	0.22	0.25	0.21	0.28	0.24
$N_2 / N_2 (0)$	1.00	1.40	1.25	1.58	1.35

Tabla I



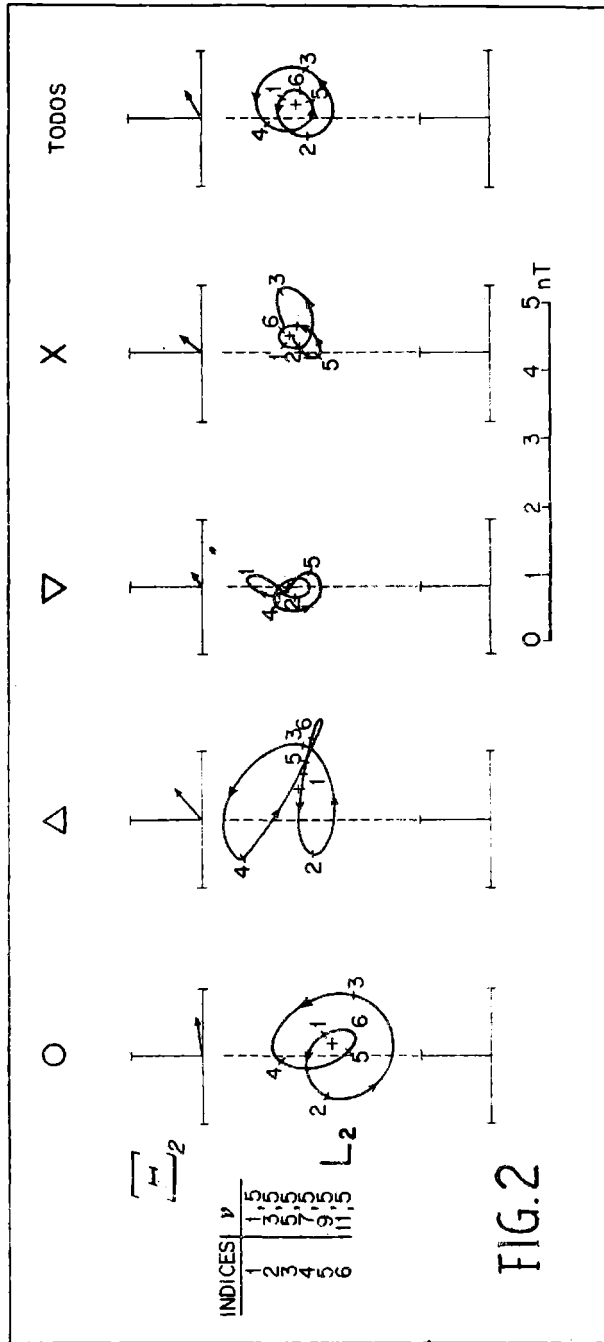
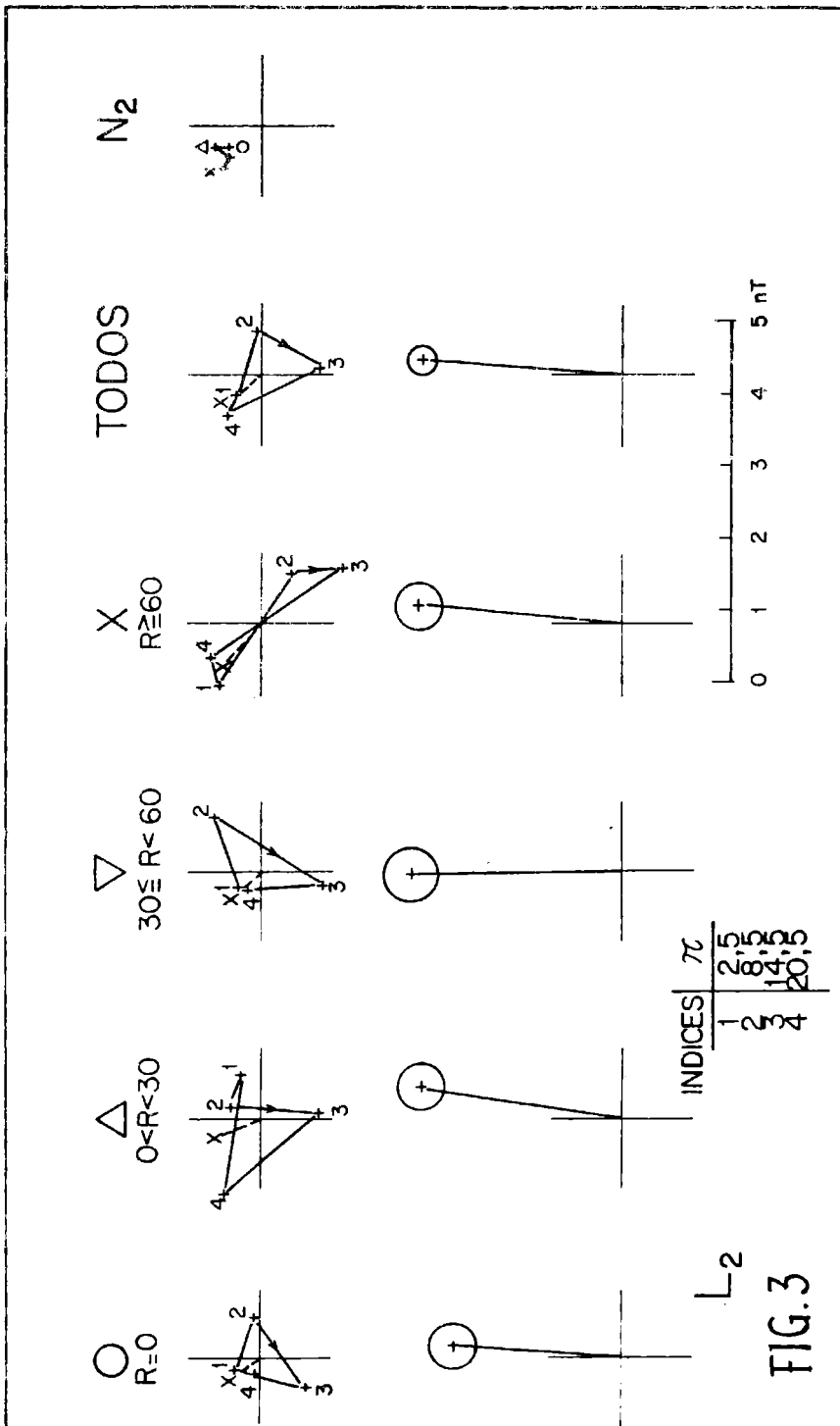


FIG.2



ESTUDIO DE LA ESTRUCTURA DE LAS CORRIENTES IONOSFERICAS ECUATORIALES

Lilia Romanelli* y Francisco A. Hirsch*

Centro Argentino de Estudios de Radiocomunicaciones
y Compatibilidad Electromagnética (CAERCEM)

Julián Alvarez 1218, 1414 Buenos Aires
Argentina

RESUMEN

Con el objeto de comprender mejor la estructura de las corrientes ionosféricas ecuatoriales, se estudian modificaciones al modelo de capa delgada del electrochorro ecuatorial a fin de explicar resultados previamente obtenidos por los autores.

Se ensaya un modelo que toma en cuenta también otros sistemas de corrientes en latitudes próximas al ecuador.

ABSTRACT

In order to understand better the structure of equatorial ionospheric currents, the need of modifications to the thin-layer equatorial electrojet model is studied with the aim of explaining results previously obtained by the authors.

A model is proposed that also takes into account other current systems at latitudes near the equator.

(*) Miembros del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET)

INTRODUCCION

En un trabajo previo, Hirsch y Romanelli (1982) presentaron un método basado en el propuesto por Siebert y Kertz (1957), que permite separar las variaciones geomagnéticas diarias en sus partes internas y externas sin necesidad de recurrir a hipótesis previas sobre la conductividad terrestre, cuando se sospecha anomalías en ésta, como es el caso de las zonas ecuatoriales de Perú y Nigeria.

Se aplicó este resultado para ambas zonas (Hirsch y Romanelli, 1982; Duhau y otros, 1982).

Por otra parte, Romanelli y Hirsch (1982) sugirieron que para obtener una buena correlación entre las variaciones geomagnéticas y las corrientes ionosféricas era necesario incluir un sistema de corrientes más complejo que fluyera a alturas mayores que el electrochorro.

En este trabajo se presenta un modelo que toma en cuenta ese sistema de corrientes, lo que conduce a una mejor correlación entre las corrientes ionosféricas y las variaciones geomagnéticas.

RESULTADOS PREVIOS

Tanto observaciones realizadas en las zonas ecuatoriales como los resultados teóricos, obtenidos por otros autores, sugieren que el sistema de corrientes que circula en la capa E, responsable de las variaciones geomagnéticas diarias no se limita simplemente a las contribuciones debidas a una corriente localizada (electrochorro) y a una extensa (planetaria), sino que éste es más complejo.

Sigiura y Poros (1968) en su modelo del chorro ecuatorial muestran la existencia de dos corrientes laterales secundarias de intensidades menores que la del electrochorro central.

Tanto Shuman (1970), como Maynard (1967), en sus mediciones "in situ" en zonas próximas al ecuador peruano observan que a los 120 km de altura se presenta un pico en la densidad electrónica, además Maynard en sus observaciones al norte del dip muestra la presencia de una corriente secundaria ubicada a unos grados del mismo.

Por otra parte, Musman y Seiler (1978) proponen que el sistema de corrientes ecuatorial es más complejo. Este consistiría en dos hilos de corrientes superpuestos al campo global y al electrochorro, ubicados entre 115 y 125 km de altura a una distancia del dip entre 400 y 500 km con intensidades de $I = 0.3 I_0$.

Richmond (1973) mostró que un modelo que incluya los efectos de vientos ionosféricos dependientes en altura circulando este-oeste podrían generar tales

corrientes secundarias.

Además, en las recopilaciones de mediciones "in situ" de la corriente integrada, realizadas por Romanelli y Hirsch (1982) se observa una gran dispersión de los datos. En ese trabajo previo consideraron como I_0 (valor máximo de la corriente incrementada) el valor medio de ellas, siendo éste de $I_0 = 0,094 \text{ Amp m}^{-1}$, lo que produciría un campo externo de 64 nT. Mientras que el campo externo obtenido a partir de las variaciones geomagnéticas resulta de $H^e = 78.1 \text{ nT}$. Esta discrepancia se explica con un exceso de corriente no contemplada en el valor medio y que resulta $I_0 = 0.124 \text{ Amp m}^{-1}$, siendo este valor el que será utilizado en el resto del trabajo.

CAMPOS EXTERNOS REMANENTES

La variación latitudinal de la corriente integrada en altura está dada por:

$$I(x) = I_0 \alpha(x) + I_p \quad (1)$$

donde I_0 es la corriente incremental (localizada), $\alpha(x)$ su forma, en este caso descripta por una banda parabólica de 400 km de semiancho, e I_p su magnitud planetaria (extensa).

Los campos remanentes H_r^e y Z_r^e se obtienen luego de separar del campo magnético externo las contribuciones debidas a una corriente localizada (H_j^e y Z_j^e) y las debidas a la corriente planetaria (H_p^e y Z_p^e). Esto es:

$$\begin{aligned} H_r^e(x) &= H^e(x) - H_j^e(x) - H_p^e(x) \\ Z_r^e(x) &= Z^e(x) - Z_j^e(x) - Z_p^e(x) \end{aligned} \quad (2)$$

Observamos en la figura 1 que las variaciones que ellas presentan indicarían la existencia de un sistema generatriz de corrientes más complejo.

Sin embargo, para simplificar el problema se contempló la posibilidad de que estas variaciones provengan de ruido numérico, lo que fue descartado inmediatamente debido a la suavidad de la variación y a la magnitud del mismo.

Se analizó además, la posibilidad de que este fenómeno provenga de un ensanchamiento en altura del electrochorro (es decir, se verificó nuevamente la aproximación de capa delgada) pero este efecto resultó despreciable, confirmando la validez de esta aproximación.

Estas comprobaciones reforzaron la hipótesis anterior, esto es, que existe

un sistema de corrientes más complejo que el usual para describir las variaciones geomagnéticas.

MODELO PROPUESTO

Para visualizar mejor este sistema de corrientes separamos los campos remanentes en sus partes simétrica y antisimétrica. Esto se muestra en la figura 2. Se observan dos sistemas involucrados: un Sistema I, que por razones de simetría, genera H_{rs}^e y Z_{ra}^e y un Sistema II que genera H_{ra}^e y Z_{rs}^e .

De la observación del Sistema I surgen las siguientes posibilidades:

a) Una corriente central descrita por una banda parabólica de semiancho 400 km fluyendo a una altura superior a la que circula el electrochorro (107 Km de altura) pero en sentido opuesto.

Esta posibilidad se descarta ya que no es compatible con Z_{ra}^e .

b) Dos corrientes secundarias laterales con el mismo sentido que el electrochorro central ubicados a $\pm x_0$ del dip circulando a altura mayor que el central. Este sistema es perfectamente compatible con los campos observados y si suponemos además que estas corrientes presentan una distribución parabólica, su aproximación mejora.

Del Sistema II surge, que el sistema propuesto consiste en dos corrientes secundarias antiparalelas ubicadas a la misma distancia del dip y a la misma altura que las encontradas en b).

Suponiendo estos dos sistemas de corrientes se observa un sistema desbalanceado latitudinalmente que consiste en dos corrientes secundarias de $I_1=0,047$ Amp.m⁻¹ e $I_2=0,0036$ Amp.m⁻¹ a $x_0 = \pm 425$ km del dip y a $z = 120$ km. Estos parámetros fueron obtenidos por ajuste numérico.

En la figura 3 se muestran las predicciones del modelo propuesto junto con los campos remanentes observados.

Se puede ver que este modelo ajusta muy bien con los campos observados no obstante su simplicidad.

Naturalmente, la solución no es única, pero considerando los resultados obtenidos debe ser tenida en cuenta a fin de poder correlacionar correctamente las variaciones geomagnéticas diarias de las corrientes ionosféricas.

CONCLUSIONES

a) Para obtener una mejor correlación entre las corrientes ionosféricas y las variaciones geomagnéticas diarias se describen estas corrientes como un sistema que consiste en dos corrientes secundarias de intensidades $I_1 = 0,03 I_0$ e $I_2 = 0,38 I_0$ ubicados a una distancia $x = \pm 425$ km del dip, circulando a $z = 120$ km de altura y superpuesta al campo global y al electrochorro central descrito éste último por una banda parabólica de semi ancho de 400 km con intensidad $I_0 = 124 \text{ Amp m}^{-1}$ a una altura $z = 127$ km.

b) El modelo propuesto describe correctamente la correlación entre las corrientes ionosféricas ecuatoriales y las variaciones geomagnéticas diarias; sin embargo, no está unívocamente determinado. Se necesita un estudio más completo del problema que involucre condiciones más generales. Esto será objeto de un futuro trabajo.

Agradecimientos

Los autores agradecen al Sr. H.Bilsky por la ayuda dada en el tratamiento de los datos. Este trabajo es parte de un proyecto del Programa Nacional de Radiopropagación (PRONARP). La publicación del mismo cuenta con la aprobación del Director del CAERCEM.

BIBLIOGRAFIA

- Duhau, S., Romanelli, L. y Hirsch, F.A., 1982: Indication of anomalous conductivity at the Nigerian dip equator ; Planet. Space Sci. 30, 97.
- Hirsch, F.A. y Romanelli, L., 1982: The earth's conductivity at the Peruvian dip equator: Indication of anomalous conductivity; J. of Atmosph. Terr. Phys. 44, 523.
- Maynard, N.C., 1967: Measurements of Ionospheric Currents of the Coast of Peru; J. of Geophys. Res., 72, 1863.
- Musman, G. y Seiler, E., 1978: Detection of Meridional Currents in the Equatorial Ionosphere.
- Richmond, A.D., 1973: Equatorial electrojet, I. Development of a model including winds and instabilities; J. Atmos. Terr. Phys. 35, 1083.
- Romanelli, L. y Hirsch, F.A., 1982: The Height Integrated Current Density at the Geomagnetic Equator: Analysis of its Measurements; Planet. Space. Sci. 30, 93.
- Siebert, M. y Kertz, W., 1957: Zur Zerlegung eines lokalen erdmagnetischen Feldes in ausseren und inneren Anteil. Nachr., Akad. Wiss. Göttingen, Math-Physik F1, I1a, Math. Phys. Chem. Abt. 87.
- Sigiura, M. y Poros, D.J., 1969: An Improved Model Equatorial Electrojet with a Meridional Current System; J. Geophys. Res. 74, 4025.
- Shuman, B.M., 1970: Rocket Measurement of the Equatorial Electrojet; J. Geophys. Res., 75, 3889.

EPIGRAFES DE LAS FIGURAS

- Fig. 1: Componentes horizontales y verticales de los campos remanentes externos en Perú. H(línea de rayas); Z(punto y raya).
- Fig. 2: Campos remanentes externos separado en sus partes simétricas y antisimétricas a) Sistema I; b) Sistema II descritos en el texto.
- Fig. 3: Campos remanentes externos obtenidos a partir de las mediciones del campo geomagnético (línea llena). Modelo propuesto (línea punteada).

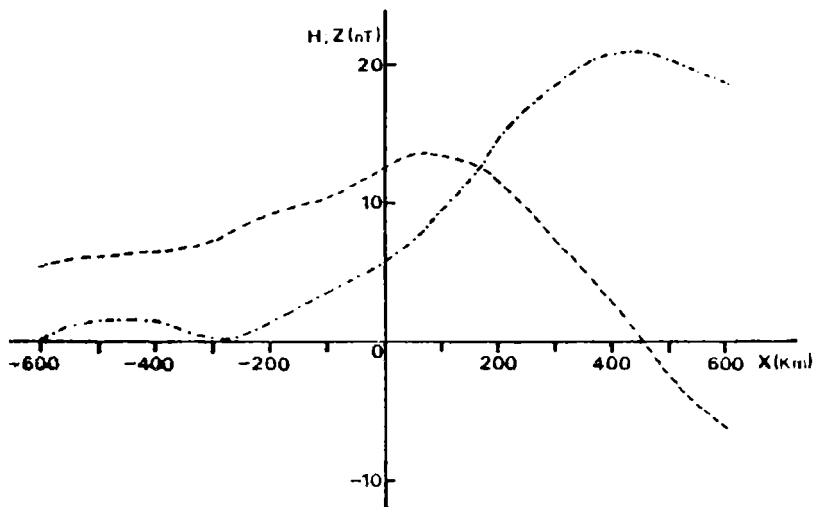


FIG. 1

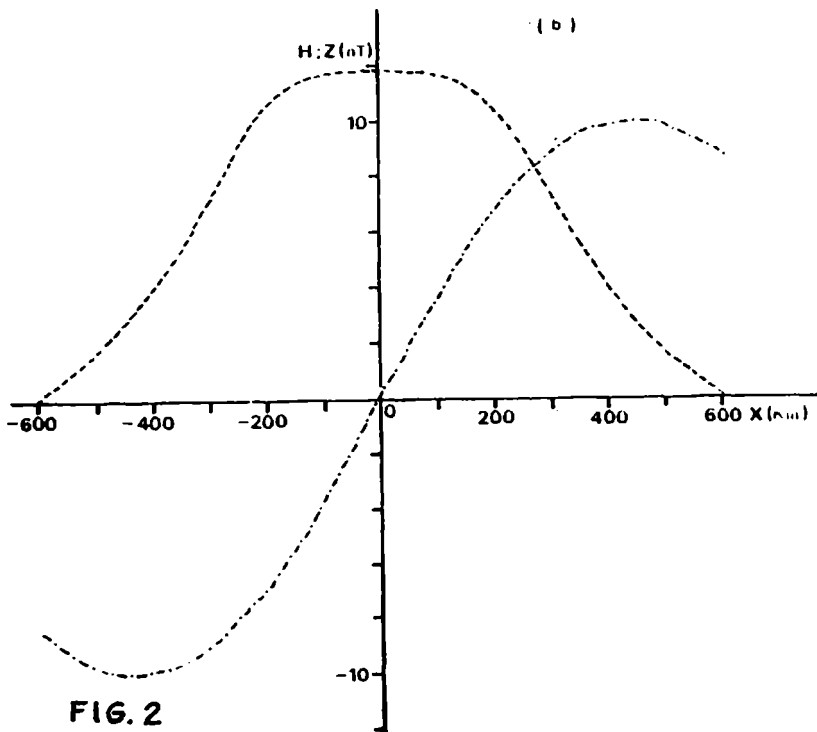
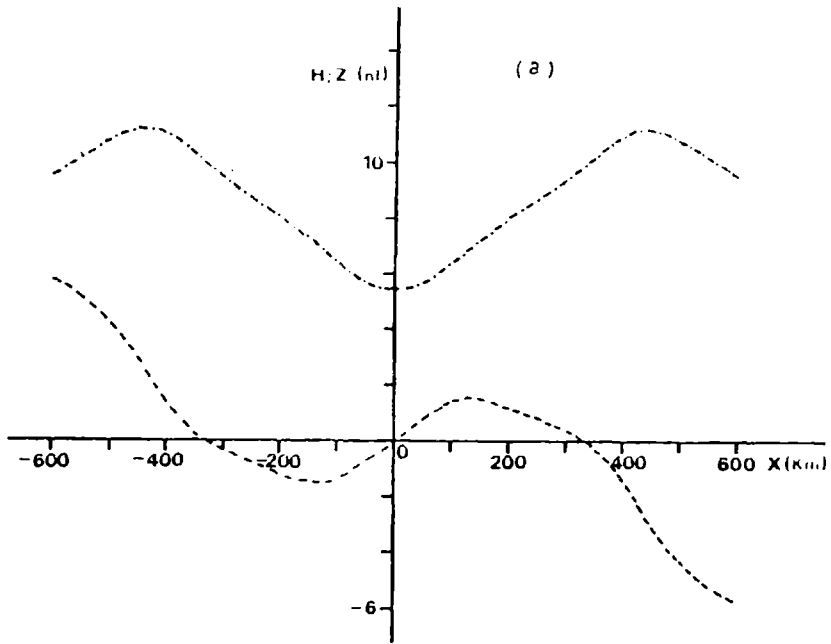


FIG. 2

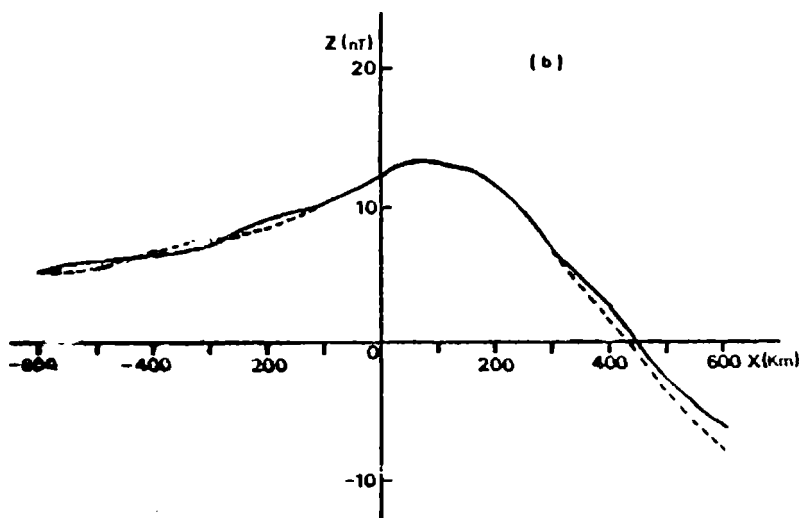
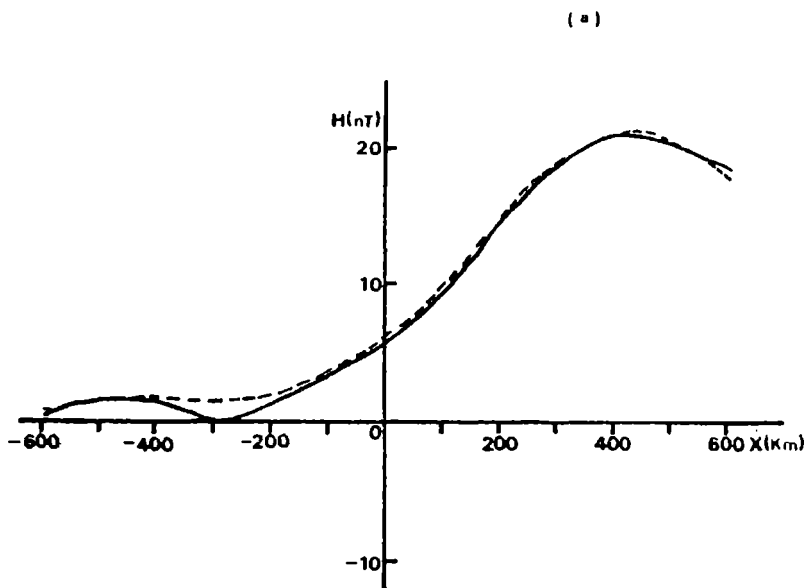


FIG. 3

MODELOS GRAVIMETRICOS Y CARTA DE ISOANOMALAS DE AIRE LIBRE SOBRE BANCO BURDWOOD

Marcelo A. Keller* y Marcelo Paterlini **

* *Instituto Antártico Argentino, Cerrito 1248 - 1010 Capital Federal.*

** *Servicio de Hidrografía Naval, Montes de Oca 2124 - 1271 Capital Federal.*

RESUMEN

Con los datos gravimétricos de la campaña "Islas Orcadas" 13-14/77, y de otras campañas, se confeccionó una carta de isoanómalas de aire libre, la que muestra una orientación general este-oeste de las anomalías, con un máximo hacia el sur del Banco coincidente con el afloramiento de las capas de alta velocidad y densidad y hacia el norte un bajo gravimétrico asociado a la presencia de grandes espesores de sedimentos de baja velocidad.

Sobre la carta se toman dos perfiles que se correlacionan con dos cortes sísmicos de refracción existentes. Se dan modelos de profundidades de corteza y de la interfase corteza - manto (Mohorovicic) para dichas secciones.

ABSTRACT

With gravity data from the "Islas Orcadas", cruise 13-14/77, and from other cruises, a map of free air anomalies has been made that shows an E-W trend of the anomalies, with a maximum to the South of the Burdwood Bank coincident with the outcropping of high speed and high density layers and with a gravity low to the North on an area of thick low speed sedimentary layers.

Two profiles are studied from the map and correlated with two seismic refraction profiles.

Models of crust depth and mantle-crust interface depth are given.

INTRODUCCION

Como parte de los estudios que la República Argentina realiza en el Atlántico Sudoccidental, se efectuó en junio-julio de 1977 con el buque de Investigaciones Científicas A.R.A. "Islas Orcadas", un levantamiento geofísico en el área del Banco Burdwood, y sus adyacencias. Este comprendió batimetría de precisión en dos frecuencias, gravimetría, sísmica de reflexión mono-canal y magnetometría.

Este trabajo fue realizado sobre la base de la información obtenida durante el mencionado levantamiento y con la de los cruceros R/V "Conrad" 15 y 16 del Lamont-Doherty Geological

Observatory (L.D.G.O.) de New York.

El presente aporta, por un lado, una carta gravimétrica de anomalías de aire libre y por otro, una interpretación de la estructura profunda del Banco Burdwood, resultante de la correlación de las anomalías con dos perfiles sísmicos de refracción obtenidos durante la campaña "Vema (LDGO)-Sanavirón (SIHN)", por Ludwig y otros (1968).

ADQUISICION Y PROCESAMIENTO DE DATOS

Para gravimetría se utilizó un gravímetro marino Graf-Askania GSS-2, montado sobre una plataforma Anschultz giroestabilizada. La señal analógica es corregida del error de "Crosscoupling" por un medio de un procesador electrónico.

El registro continuo se hizo en banda de papel y se muestreó a intervalos de 10 minutos para su procesamiento en computadoras de tipo digital.

El sistema de navegación consistió en un posicionador por satélite Transit marca Magnavox, con corredera convencional y girocompás. El error medio del posicionador para cada observación aislada de un paso de satélite es menor de 200 m.

El procesamiento de la información se realizó en la computadora IBM 1130 de a bordo, corrigiendo los datos gravimétricos por el efecto Eötvös ; al dato de gravedad observado se le restó la gravedad teórica y se obtuvo la anomalía de aire libre.

Los datos observados se vincularon al valor de referencia de Migueletes (Prov. de Buenos Aires) del Instituto Geográfico Militar (979.705,0 mGal).

EMPLAZAMIENTO DEL BANCO BURDWOOD (Fig. 1)

El banco está situado en el límite norte del Mar de Scotia, integrando la configuración tectónica conocida como arco de Scotia. Al norte se halla separado de la plataforma de las islas Malvinas por una garganta que, corriendo en dirección este-oeste, se profundiza hacia el este hasta llegar a los 3.000 m.

Considerando como límite la isobata de los 200 m., el banco queda comprendido entre los 56° 30' y los 61° 30' de longitud, y los 54° y 54° 50' de latitud sur, conformando una figura alargada en dirección de los paralelos, de 300 Km. de largo por 90 Km. de ancho.

Dentro de la isobata mencionada, su profundidad media es de 140 m. y la mínima observada de 90 m. Hacia el oeste, está separada de Isla de los Estados por un área deprimida de 400 m. de

profundidad. Hacia el sur culmina en un talud de fuerte pendiente cuyo pie está definido por la isobata de 4.000 m.

CARTA DE ISOANOMALAS DE AIRE LIBRE (Fig. 2)

La razón de haberse hecho esta carta gravimétrica utilizando valores de anomalías de aire libre está fundada en el hecho de que éstos no requieren asumir para su determinación valores de densidad, permitiendo así su uso para éste y futuros análisis.

El error medio observado en los cruces de las derrotas gravimétricas fue de ± 5 mgl., lo que da una idea del orden de precisión de la carta.

El error observado es en gran parte atribuible a errores en la navegación. La equidistancia de las isoanómalas trazadas es 10 mgl.

La orientación predominante de las curvas es este-oeste concordando, como era de esperar, con la topografía del fondo marino.

Hacia el norte, se observan bajos gravimétricos, de hasta -100 mgl., coincidentes con la garganta que separa el banco de la plataforma de Malvinas.

La parte central del banco tiene valores de A.Al. positivos, que están en el orden de 40 mgl. y hacia el sur, en el borde del talud, se observan los máximos valores positivos de hasta 120 mgl.

MODELOS GRAVIMETRICOS

Para la confección de los modelos gravimétricos, se hace una serie de consideraciones que fijan ciertos parámetros necesarios para el cálculo.

Los datos básicos son las anomalías de aire libre observadas.

De la observación de los lineamientos este-oeste de las curvas isoanómalas, se supone la bidimensionalidad de los modelos.

Se considera una corteza "standard" homogénea (sin discontinuidad de Conrad) de 33 Km. de espesor, con una densidad media de $2,84 \text{ g/cm}^3$, yaciendo sobre un manto de densidad 3.3 g/cm^3 .

Para computar los efectos gravimétricos de las capas sedimentarias, y determinar la posición de las interfase corteza-manto (Mohorovicic), se utiliza el algoritmo aplicado por Talwani y otros (1959), mediante un programa rápido para computadoras digitales desarrollado por los autores de este trabajo.

La batimetría utilizada proviene de los datos del crucero "Islas Orcadas" 13-14/77 y de la in-

formación compilada por el Servicio de Hidrografía Naval.

Para la asignación de valores de densidad de las capas sedimentarias observadas en los perfiles sísmicos, se usó la tabla de valores de velocidad versus densidad de Nafe y Drake (en Talwani y otros 1959).

Los modelos se apoyan en dos perfiles sísmicos de refracción (Ludwig y otros, 1968) que atraviesan el banco. Uno ubicado al este (N° 78-79-80-81) y el otro al oeste (N° 56-57-58-59), como se muestra en figura 2.

Perfil "Este". (Figura 3)

Sobre las derrotas de los perfiles sísmicos (N° 78-79-80-81) se leyeron los valores de anomalías de la carta.

Se establecieron las correcciones gravimétricas resultantes de reemplazar el material sedimentario de cada una de las capas observadas por material de corteza ($\delta : 2,84 \text{ g/cm}^3$). Las correcciones (componente vertical) se calcularon en puntos separados 10 Km. entre sí.

La suma de estas correcciones y de las anomalías de aire libre observadas, a la que llamaremos anomalía residual, se consideró igual (en valor absoluto) al efecto causado por la topografía del manto, en relación al nivel de referencia ya citado (33 Km.). En este perfil se observó que, ateniéndonos con rigor a los resultados sísmicos, la curva de anomalía residual obtenida presentaba variaciones que, por su alta frecuencia, no eran atribuibles a la interfase manto-corteza.

De tal manera, se reinterpretó el perfil sísmico, respetando la continuidad de las capas, de manera de lograr una anomalía residual que pudiera ser atribuible a la citada interfase.

Se determinaron asimismo las profundidades de los pisos de las capas de $2,64 \text{ g/cm}^3$ (5.1 Km/seg) y de $2,75 \text{ g/cm}^3$ (5.9 Km/seg) inferidas a partir de los perfiles de refracción, en los que aparecían aisladamente.

Se modificaron ligeramente algunas pendientes en las capas sedimentarias superiores, sobre todo en las que presentaban un fuerte cambio de pendiente al pasar de una sección sísmica a la siguiente.

El techo de la corteza (de $\delta : 2,84 \text{ g/cm}^3$) quedó ubicado a una profundidad de 13 Km. bajo el banco y área de la garganta y se eleva sensiblemente hacia el sur, llegando a los 9 Km. en el borde superior del talud sur. La interfase manto-corteza fue ubicada por aproximaciones sucesivas del efecto del modelo de las anomalías residuales, en un nivel medio de 21 Km. a lo largo del perfil considerado, profundizándose en la parte sur hasta los 23 Km., en concordancia con el mayor espesor del material de alta densidad suprayacente.

Perfil "Oeste". (Figura 4)

En este perfil se observaron discrepancias entre los valores batimétricos del perfil sísmico para un punto determinado, y los valores batimétricos más recientes para el mismo punto. Asumiendo que el error en la determinación de la profundidad es relativamente pequeño, es lógico suponer que estas discrepancias son debidas a errores en la posición del perfil sísmico, que fue ubicado mediante navegación astronómica. De manera que la ubicación del perfil fue modificada, parcialmente, buscando la coincidencia de los valores batimétricos.

Al igual que en el perfil anterior, se modificaron algunas pendientes y la posición de extremos de la sección sísmica.

También se infirieron los pisos de las capas de $\delta : 2,64 \text{ g/cm}^3$ y $\delta : 2,75 \text{ g/cm}^3$.

El espesor de la capa de $\delta : 2,75$ se consideró semejante al del perfil Este, quedando el techo de la corteza (de $\delta : 2,84 \text{ g/cm}^3$) a profundidades del orden de los 11 Km. sobre el banco, elevándose en el norte hasta los 8 Km. y en el sur hasta los 10 Km.

La interfase corteza- manto fue calculada a una profundidad media de 23 Km., con un mínimo de 21 Km. en un área donde se observa una gran acumulación de sedimentos y profundizándose nuevamente al Norte sobre el borde superior del talud hasta los 24 Km.

CONCLUSIONES

Se ve en este trabajo la importancia de una correlación entre la gravimetría y la sísmica, a los efectos de lograr un modelo más ajustado a la realidad, especialmente en los casos en que la sísmica no logra una información completa.

Igualmente, los modelos gravimétricos obtenidos están fundamentalmente apoyados en los perfiles de refracción ya citados.

Los modelos obtenidos son comparables a los de Davey (1968) el que realizó una interpretación análoga utilizando anomalías de Bouguer.

Analizando los modelos (perfiles Este y Oeste) se aprecia una profundización de la superficie del manto hacia el oeste, con una pendiente de 1,5 igual a la que resultaría de considerar una pendiente uniforme para la misma hacia la Tierra del Fuego, donde se estima una profundidad, de dicha superficie, de unos 30 Km. según Ludwig y otros (1965).

La capa indicada con una densidad de $2,75 \text{ g/cm}^3$ (5.9 Km/seg.) constituiría el basamento precretácico (vulcanitas jurásicas) de una cuenca sobre la que se depositan en primer término los sedimentos cretácicos de relativamente alta velocidad (Urien y otros, 1973).

Los sedimentos de baja velocidad (1,8 a 3,0 Km/seg.) podrían estar relacionados con los sedimentos de igual velocidad que se encuentran en la cuenca de Malvinas, ligeramente al norte de nuestros perfiles y a los que Ludwig y otros (1978), asigna una presumible edad Terciaria.

Resumiendo lo expresado se concluye que los estudios gravimétricos confirman la presencia de una cuenca sedimentaria con mayor desarrollo en la parte norte del banco y que se continúa en esa dirección en la cuenca de Malvinas. Estudios posteriores permitirán hallar la vinculación de esta cuenca con su vecina cuenca marina austral, la que está siendo objeto de intensas investigaciones.

"Agradecimientos"

A la tripulación del buque A.R.A. "Islas Orcadas" por la colaboración durante la campaña 13-14/77.

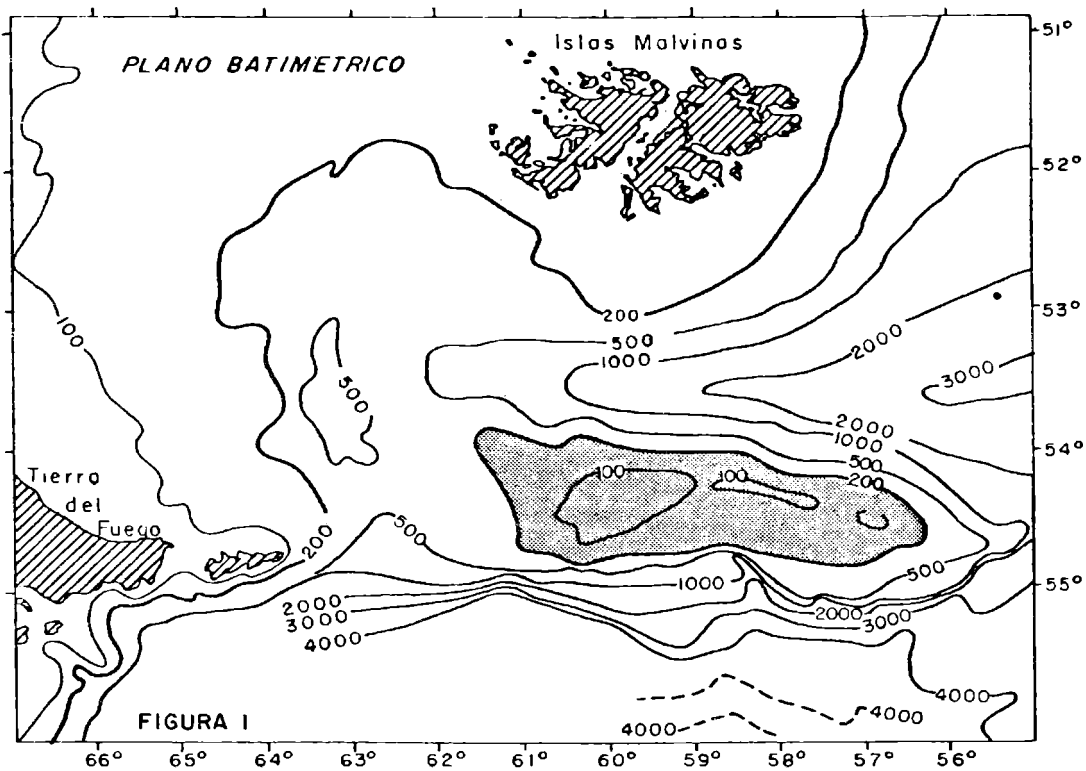
Al Lic. Héctor Núñez por el empeño puesto de manifiesto en la adquisición de datos.

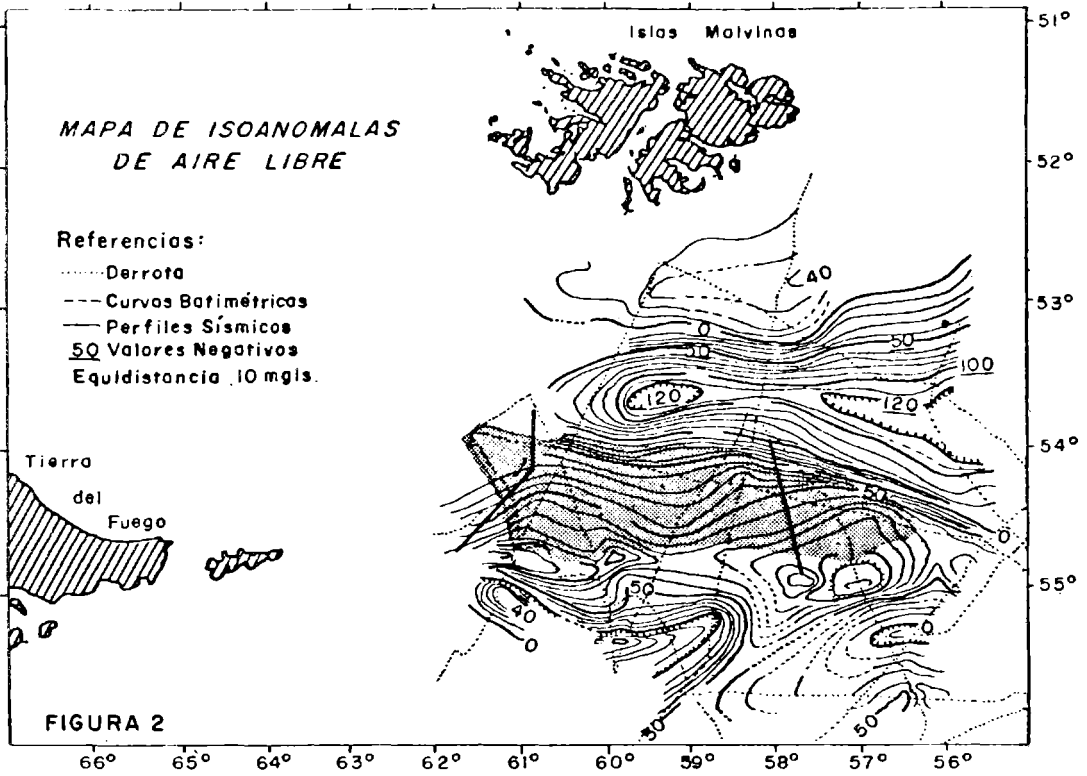
A los técnicos cartógrafos de la División Geofísica del S.H.N.

Al Ing. Antonio Introcaso por la revisión crítica de este trabajo y las sugerencias aportadas.

BIBLIOGRAFIA

- Davey, F.J., 1972: Gravity Measurements over Burdwood Bank, Marine Geophysical Res., 1, 428-435.
- Ludwig, W. J.; Ewing, J.I. and Ewing, M., 1965: Seismic-refraction measurements in the Magellan Strait, Journal of Geophys. Res., 70, 1855-1876.
- Ludwig, W.J.; Ewing, J.I. and Ewing, M., 1968: Structure of Argentine Continental Margin, American Assoc. of Petroleum Geologist Bulletin, 52, 2337-2368.
- Ludwig, W.J.; Windisch, C.C.; Houtz, R.E. and Ewing, J. I., 1978: Structure of Falkland Plateau and Offshore Tierra del Fuego, Argentina, Geol. and Geophys. Investigations of Continental Margins, American Ass. of Petroleum Geologists Memoir, 29, 125-137.
- Talwani, M.; Worzel, J.L. and Landisman, M., 1959: Rapid Gravity Computations for two dimensional bodies with application to the Mendocino Submarine Fracture Zone, Journal of Geoph. Res., 64, N° 1, 49-59.
- Urien, C.M. y Zambrano, J.J., 1973: The Geology of the Basin of The Argentine Continental Margin and Malvinas Plateau, in the Ocean Basins and Margins, Vol. 1, Ed. Alan E.M. Nairn and Francis G. Stehli, Plenum Press, New York - London.





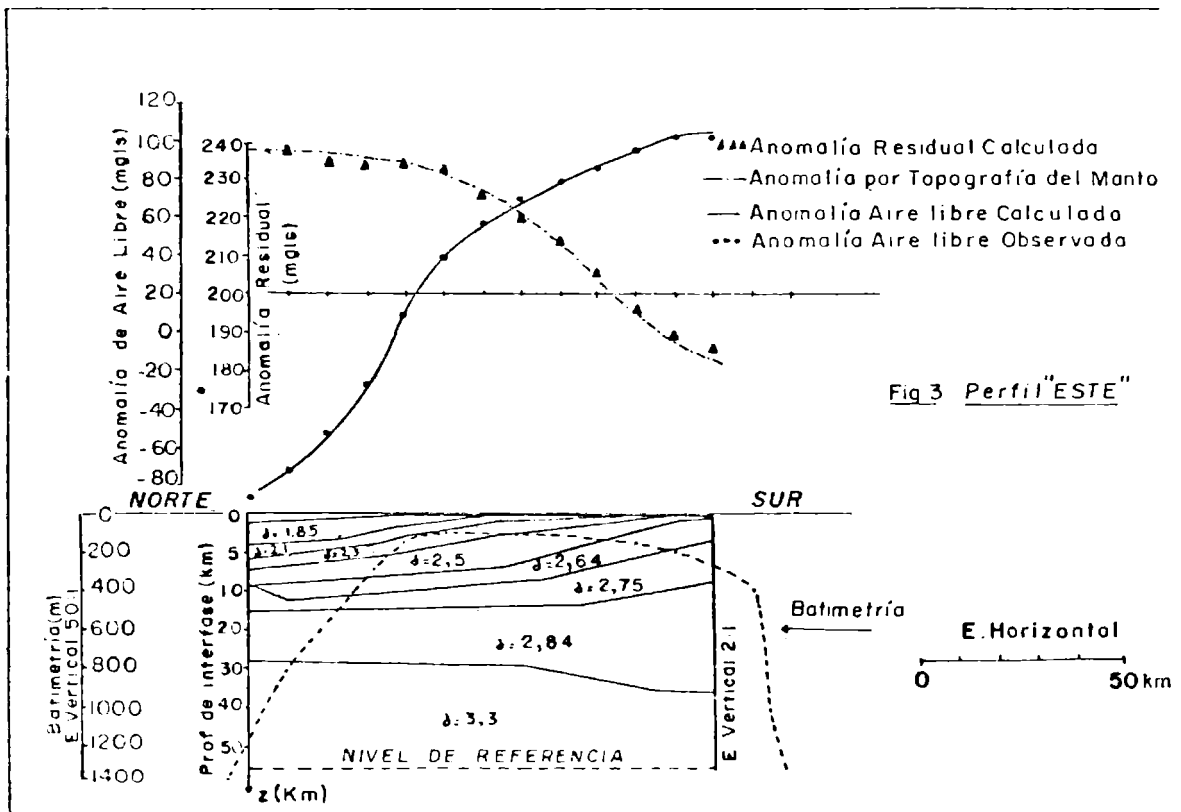
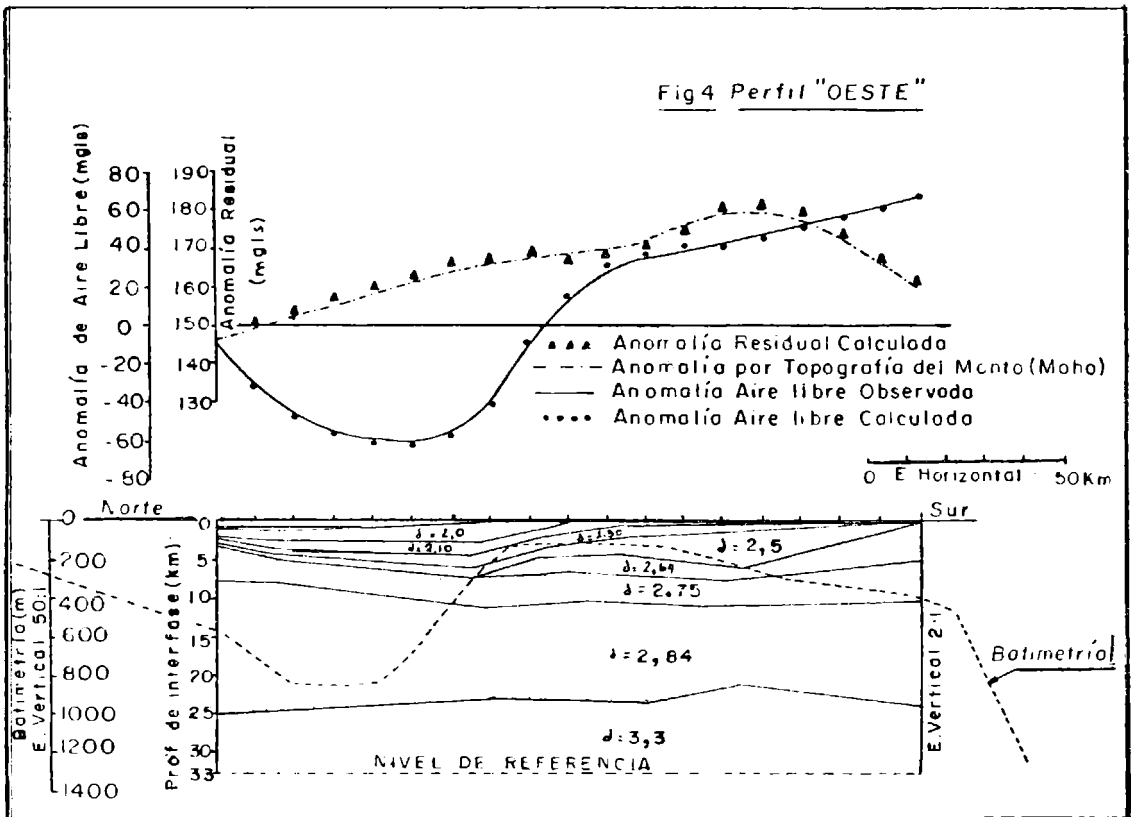


Fig 4 Perfil "OESTE"



INCIDENCIA DE LAS TORMENTAS GEOMAGNETICAS SOBRE EL COMPORTAMIENTO
TRANQUILO DE LA IONOSFERA

Ana Martínez de Garat (*)

Laboratorio de Ionósfera - Facultad de Ciencias Exactas y Tecnología - Universidad Nacional de Tucumán

RESUMEN

Se realiza un estudio del comportamiento tranquilo de la Ionósfera para poder poner de manifiesto las deformaciones que ella sufre durante el desarrollo de las tormentas geomagnéticas. Este análisis se efectúa para la cadena australiano-japonesa de sondadores, habiéndose seleccionado los que están a una longitud aproximadamente constante. Se consideran los meses de verano del año 1975, y tres tormentas que tienen lugar en esos meses.

Se estudia la variación de la concentración electrónica máxima en función de la latitud geomagnética. Se concluye que: a) se encuentran presentes los mecanismos que dan origen a la formación y existencia de la anomalía ecuatorial y b) las tormentas magnéticas afectan severamente la ionósfera produciendo en ella cambios significativos; en particular alteran notablemente la estructura de la anomalía ecuatorial.

ABSTRACT

A study of the ionosphere during quiet conditions has been made in order to make evident the deformations occurring during the development of geomagnetic storms. This analysis is performed for the Australian-Japanese ionosonde network, having been selected those located around the same longitude. The 1975 summer months and three storms occurring during those months have been considered. The maximum electron concentration variation as a function of the geomagnetic latitude is studied. The conclusions are: a) the mechanisms responsible for the equatorial anomaly formation and existence are present; b) the magnetic storms affect severely the ionosphere producing significant changes; particularly they notably alter the equatorial anomaly structure.

(*) Becaria del CONICET.

INTRODUCCION

Bajo la acción de las tormentas geomagnéticas, la ionósfera aparece severamente perturbada presentando desviaciones a veces muy marcadas de su comportamiento normal. Para interpretar correctamente estos fenómenos conocidos como tormentas ionosféricas, es necesario encontrar un "sistema de referencia" que permita establecer con razonable confiabilidad cuál es la magnitud de la perturbación analizada. Es importante poder decidir con claridad si los hechos observados son "normales" o debidos a la tormenta. En consecuencia, el análisis de la ionósfera de base debe acompañar siempre los estudios que se hagan sobre las perturbaciones ionosféricas.

En particular resulta de especial interés estudiar el comportamiento de la anomalía ecuatorial, sus horas de aparición y desaparición así como las modificaciones que ella sufre durante las tormentas.

La producción de la ionización en la zona ecuatorial tiene lugar en la baja región F en su mayor parte y el pico de producción está alrededor de los 200 km sobre el ecuador magnético (Anderson, 1971, 1973). La ionización producida se transporta por deriva electromagnética a mayores alturas, difundiéndose luego a lo largo de líneas de campo hacia zonas de latitud geomagnéticas aproximada $\pm 15^\circ$. El campo eléctrico ionosférico, que posibilita el movimiento vertical de la ionización con velocidad $\vec{E} \times \vec{B}$, juega un papel dominante en la electrodinámica de bajas latitudes (Woodman, 1970; Woodman y otros, 1977; Fejer, 1981; Martínez de Garat, 1982). De esta manera el transporte electromagnético de la ionización ha sido tomada como un proceso básico en la formación de la anomalía ecuatorial.

Por otra parte se sabe que las tormentas geomagnéticas tienen una influencia profunda sobre la morfología global de la atmósfera superior ionizada y neutra (Pröhl, 1980). A pesar de los esfuerzos realizados durante largos años, los mecanismos que causan las perturbaciones ionosféricas no han sido aún definitivamente identificados. Las tormentas ionosféricas están determinadas fundamentalmente por apartamientos de los valores normales tanto de las concentraciones electrónicas como de las alturas de las regiones ionizadas (Martínez de Garat y Manzano, 1981; 1982 b). El comportamiento de la ionósfera perturbada tiene múltiples aspectos que deben ser justificados tales como fases positivas simultáneas o no con el SC de la tormenta; fases negativas a veces exclusiva de la ionósfera de altas latitudes y otras veces presente en estaciones de baja latitud y

oscilaciones en la altura que se propagan como perturbaciones ionosféricas viajeras.

Sobre este problema puede consultarse una bibliografía muy frondosa, por ejemplo, Mendillo (1971, 1973), Matuura (1972), Davies (1974), Ruster y King (1976), Manzano (1978), Prolss (1980), Turunen y Mukunda Rao (1980), Alamelu y otros (1982).

OBSERVACIONES

El presente trabajo tiene por objeto estudiar, al menos parcialmente, cómo responde la ionósfera a las tormentas geomagnéticas. Se ha trabajado con una extensa cadena de sondadores que se extiende desde las zonas aurorales del hemisferio sur hasta las del hemisferio norte, pasando a través de la región ecuatorial. Las estaciones de sondadores, ubicadas todas aproximadamente a la misma longitud, son: Terre Adélie, Hobart, Canberra, Brisbane, Townsville y Vanimo (pertenecientes a Australia), Manila (Filipinas), Okinawa, Yamagawa Akita y Wakkanaí (del Japón) y finalmente Yakutsk (Unión Soviética). Los datos completos correspondientes a estas estaciones se dan en la tabla I.

Se han considerado los meses de verano del año 1975 (enero, febrero, noviembre y diciembre) analizando primero el comportamiento tranquilo de la ionósfera y luego las tormentas.

El parámetro con el que se ha trabajado es NmF2, o sea la concentración electrónica máxima de la capa F2, calculado a partir de la frecuencia crítica foF2 mediante la expresión

$$NmF2 = \frac{(foF2)^2}{80.6}$$

donde NmF2 queda expresado en m^{-3} si foF2 se expresa en Hz. Los datos, considerados en tiempo local, se grafican en función de la latitud geomagnética, lo cuál permite obtener una sección longitudinal

bastante completa de lo que ocurre en la ionósfera que cubre esta cadena de sondadores.

La figura 1 muestra el comportamiento tranquilo para los meses de enero y febrero. Este no es simétrico respecto del ecuador geomagnético y el pico correspondiente al hemisferio de invierno es más alto que el de verano. La anomalía se insinúa a las 10 hs TL, a las 12 TL ya está formada y entre las 14 y las 16 hs TL (excepto quizás en enero) alcanza su máximo de aproximadamente 18×10^{11} elec/ m^3 . La asimetría existente entre ambos hemisferios puede ser explicada

por la acción de los vientos neutros.

También se observa que a las 00 hs TL la concentración se mantiene bastante alta todavía y alcanza el mínimo recién alrededor de las 04 hs.

En la figura 2, para los meses de noviembre y diciembre, la anomalía no se manifiesta tan nítida como para los meses anteriores. Las curvas de diciembre han sido construidas con las medianas mensuales, por carecer de los datos necesarios para hacer los promedios. Aún así puede concluirse que los picos de la anomalía se forman, en estos meses sobre Vanimo, en el hemisferio sur, a los 12° de latitud geomagnética y sobre Okinawa en el hemisferio norte, a los 15° de latitud. A diferencia de los meses de enero y febrero los valores mayores en concentración aparecen en el hemisferio sur.

Tormenta del 10 de febrero (fig. 3)

Esta tormenta presenta su SC (Comienzo Súbito) el día 10 de febrero a las 00.40 TL (hemos considerado TL = TU + 9, correspondiente al meridiano de 150° E).

Para tener una idea de la magnitud de la tormenta es conveniente considerar los valores que presenta el índice auroral magnético AE. A las 01 hs TL su valor es muy bajo, de apenas unos 65 δ y ocho horas después a las 09 hs TL alcanza unos 400 δ ; a las 15 hs TL su valor es de unos 600 δ . En consecuencia esta tormenta puede clasificarse como moderada.

En horas de la mañana el efecto más notable es la desaparición del pico de las 12 horas en el hemisferio norte. En horas de la tarde igualmente, los efectos de la tormenta son más notables en el hemisferio de invierno que en el de verano. Existe una pugna entre los mecanismos generadores de la anomalía ecuatorial y los fenómenos ocasionados por la tormenta. En este caso la tormenta es capaz de eliminar las elevadas concentraciones que aparecen fundamentalmente sobre Okinawa durante los días tranquilos del mes de febrero a las 12, 14 y 16 horas.

El hemisferio de verano no es afectado prácticamente por la tormenta.

Tormenta del 23 de febrero (fig. 4)

El SC se presenta el 23/2 a las 17.30 hs TL. A las 18 hs TL el índice AE muestra un valor relativamente bajo, de unos 170 δ , a las 20 hs TL vale 500 δ y a las 21 hs TL ha superado los 1400 δ .

Esta tormenta es, por lo tanto, sensiblemente más fuerte que la primera.

Como en los casos anteriores se ha graficado la concentración electrónica máxima en función de la latitud geomagnética. Para las distintas horas se han considerado los días 23 y 24 de febrero para apreciar mejor el desarrollo de la tormenta, teniendo en cuenta su horario de comienzo.

Puede observarse que en horas de la tarde del día 23, la tormenta ha "barrido", prácticamente, con la anomalía ecuatorial, quedando ésta reducida a un único pico totalmente desplazado hacia el hemisferio sur magnético y casi centrado con el ecuador geográfico. Solamente desde las 18 hs. se manifiesta un efecto de anomalía. Es evidente el retardo de este mecanismo por la tormenta. En horas de la mañana, los valores son sustancialmente menores que los de la ionósfera de base. En la mañana del día 24/2 los efectos de la tormenta son todavía muy pronunciados, puesto que las curvas de las 10 y 12 hs se encuentran totalmente deformadas e invertidas en su comportamiento. Aún en horas de la tarde es muy apreciable la distorsión sufrida por la concentración electrónica. En general, las líneas se entrecruzan, aunque se nota la tendencia a recuperar el comportamiento normal.

Tormenta del 22 de noviembre (fig. 5)

Esta tormenta comienza a las 08.05 hs TL del día 22 de noviembre y, como en las anteriores, el valor de AE en este momento es bajo, de unos 90 γ , siete horas después, sobrepasa los 500 γ y 10 hs después del SC los 1400 γ . Aunque va desencadenándose de una manera escalonada, esta tormenta puede ser catalogada como fuerte y aún a pesar de que en horas de la mañana el comportamiento de la ionósfera es casi normal, a la tarde pueden observarse picos muy pronunciados a la altura de Okinawa, del orden de 24×10^{11} elec. m^{-3} . Estos valores de N son sensiblemente mayores que lo normal. En este caso se presentan los mecanismos causantes de la anomalía exageradamente reforzados por los fenómenos responsables de la tormenta ionosférica.

DISCUSION Y CONCLUSIONES

Son tantos, y a veces contradictorios, los efectos producidos sobre la ionósfera por las tormentas geomagnéticas, que se hace muy difícil de explicar la estructura fina de estos procesos. Se arriesgan algunas ideas tentativas, susceptibles obviamente de ser mejoradas.

La producción de la ionización tiene su lugar en la baja región F en su mayor parte, aproximadamente a los 200 km sobre el ecuador geomagnético. La ionización producida es elevada por un proceso electromagnético a mayores alturas difundiendo luego a lo largo de líneas de campo geomagnético hacia zonas de latitud aproximada $\pm 15^\circ$ (Anderson, 1973). De esta manera son formadas las crestas norte y sur de la anomalía ecuatorial. En el presente trabajo (en relación al comportamiento tranquilo) puede observarse la existencia de asimetría en las crestas. En los meses de enero y febrero los picos más altos son los del hemisferio norte, más alejados del ecuador geográfico. En los meses de noviembre y diciembre, la cresta más próxima al ecuador geográfico es la mayor.

Puede notarse que los mecanismos que dan origen a la formación y existencia de la anomalía se encuentran perfectamente vigentes bajo las circunstancias particulares estudiadas aquí. El pico se forma a proximadamente a los 15° de latitud geomagnética aunque esto no es siempre respetado rigurosamente, ya que puede sufrir tanto un corrimiento hacia mayores latitudes como en ensanchamiento.

Anderson (1973) demuestra que las crestas de la anomalía son afectadas por los vientos neutros y los campos eléctricos. Así mismo hace un detallado estudio sobre los efectos del campo geomagnético. Tanto la atmósfera neutra como los vientos neutros que se consideren son simétricos respecto al ecuador geográfico y debido al desplazamiento entre los dos ecuadores, probablemente sean los generadores de la asimetría en la distribución de la ionización.

Por otra parte, todos los procesos que pueden ser importantes para explicar el comportamiento de una tormenta ionosférica, se piensa que ya son básicamente conocidos (Matuura, 1972; Rishbeth, 1974; Prölss, 1980). Los vientos neutros, los campos eléctricos y la composición neutra son las variables más importantes que entran en juego en cualquier modelo físico, pero, desafortunadamente, de estos parámetros sólo los datos de la composición química están disponibles en gran escala.

En términos generales puede indicarse que las tormentas geomagnéticas afectan muy fuertemente a la ionósfera, la que pareciera ser extremadamente sensible a alteraciones muy pequeñas en el campo geomagnético. A través del índice AE se ha tratado de estimar la magnitud de la tormenta, ya que este índice está relacionado con la intensidad de las corrientes ionosféricas en las zonas aurorales. La tormenta del 10 de febrero, que se ha calificado como moderada, pre

senta apartamientos menos pronunciados respecto de los valores normales que las otras tormentas.

Sin embargo, resulta bastante difícil sacar conclusiones muy definitivas, al menos con lo que se ha visto hasta ahora, ya que la respuesta de la ionósfera a estas tres tormentas analizadas, muestra algunas características diferentes.

Como se dijo anteriormente, la tormenta del 10 de febrero, si bien no presenta efectos excesivamente notables, consigue barrer las crestas del hemisferio norte. La tormenta del 23 de febrero reduce la anomalía a un único pico ubicado en el hemisferio sur (al día siguiente, 24 de febrero, ya se observa una tendencia a la recuperación en horas de la tarde). En la tormenta del 22 de noviembre se observa una tendencia muy marcada, y quizás un poco extraña a reforzar los fenómenos asociados con la anomalía ecuatorial. Su depresión a la altura del ecuador geomagnético se hace muy marcada, más que durante los días tranquilos y los picos se acentúan exageradamente, sobre todo el del hemisferio norte.

Las variaciones ocurridas durante estas tormentas en la ionósfera de altas latitudes no son tan significativas como las que aparecen en la ionósfera ecuatorial y subecuatorial.

La disímil característica de las tormentas está indicando una evidente competencia entre el "efecto fuente" generador de la anomalía ecuatorial y la circulación de aire neutro con arrastre iónico generada en zonas aurorales después de la inyección de energía.

Agradecimientos. Quiero agradecer muy especialmente al Dr. José Roberto Manzano la inapreciable colaboración prestada a través de sus valiosas sugerencias y lectura del manuscrito.

También quiero agradecer la colaboración de la Sra. Sonia P. de Lascano en la reducción de los datos experimentales.

BIBLIOGRAFIA

- Anderson, D.N., 1971: Daily variation of the ionosphere F2 equatorial anomaly in the American and Asian sectors; N.C.A.R. Univ. of Colorado, Thesis.
- Anderson, D.N., 1973: A theoretical study of the Ionospheric F region equatorial anomaly - II Results in the American and Asian sectors; Planet. Space Sci., 21, 421.

- Alamelu. V., Mukunda Rao M., Srinivasa Charya K.G. y Sethuraman R., 1982: Effect of severe auroral disturbances on the equatorial ionosphere; *J. Atmos. and Terr. Physics.*, 44, 161.
- Davies K., 1974: A model of ionospheric F2 region storms in middle latitudes; *Planet. Space Sci.*, 22, 237.
- Fejer B.G., 1981: The equatorial ionospheric electric fields. A review; *J. Atmos. Terr. Phys.*, 40, 377.
- Manzano J.R., 1978: F-region oscillations produced by sudden commencements of Space Research XVIII, 285.
- Martínez de Garat A. y Manzano J.R., 1981: Respuesta hemisférica de ionósfera a las fuertes perturbaciones magnéticas de agosto de 1972; *Geoacta*, 11, 339 - 349.
- Mendillo M., 1971: La ionósfera de base en el hemisferio sur; *Nature*, Lond., 234, 23.
- Mendillo M., 1973: A study of the relationship between geomagnetic storms and ionospheric disturbances at mid-latitudes; *Planet. Space Sci.*, 21, 349.
- Matuura N., 1972: Theoretical models of ionospheric storms; *Space Sci. Rev.*, 13, 124.
- Pröls G.W., 1980: Magnetic storm associated perturbations of the upper atmosphere: recent results obtained by satellite - borne gas analyzers; *Rev. of Geoph. and Sp. Phys.*, 18, 183.
- Rishbeth H., 1974: Some problems of the F region; *Radio Sci.*, 9, 183.
- Ruster R. y King J.W., 1976: Negative ionospheric storms caused by thermospheric winds; *J. Atmos. Terr. Phys.*, 38, 539.
- Turunen T. y Mukunda Rao M., 1980: Examples of the influence of strong magnetic storms on the equatorial F-layer; *J. Atmos. Terr. Phys.*, 42, 323.
- Woodman R.F., 1970: Vertical drift velocities and east-west electric fields at the magnetic equator; *J. Geophys. Res.*, 75, 6249
- Woodman R.F., Rastogi R.G. y Calderon C., 1977: Solar cycle effects on the electric fields in the equatorial ionosphere; *J. Geophys. Res.*, 82, 5257.

TABLA 1RED AUSTRALIANA - JAPONESA - RUSA

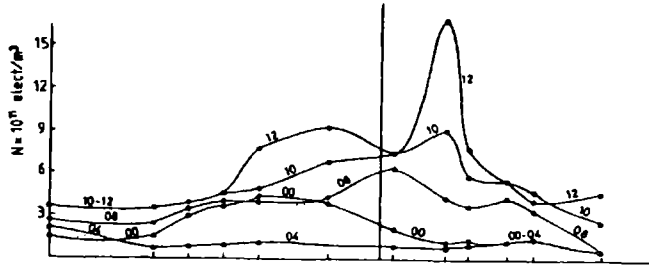
Estación	Latitud		Longitud		Tiempo medio
	Geog.	Magn.	Geog.	Magn.	
Terre Adelle	-66.70	-75.60	140.00	231.50	135°
Hobart	-42.90	-51.61	147.40	224.92	150°
Canberra	-35.30	-43.90	149.00	224.80	150°
Brisbane	-27.50	-35.65	152.90	227.36	150°
Townsville	-19.30	-28.39	146.70	219.28	150°
Vanimo	- 2.70	-12.53	141.30	211.57	150°
Manila	14.70	3.41	121.10	190.24	120°
Okinawa	26.30	15.30	127.80	196.02	135°
Yamagawa	31.20	20.36	130.60	198.25	135°
Akita	39.70	29.53	140.10	205.87	135°
Wakkanai	45.40	35.33	141.70	206.45	135°
Yakutsk	62.00	50.99	129.60	194.10	120°

EPIGRAFES DE LAS FIGURAS

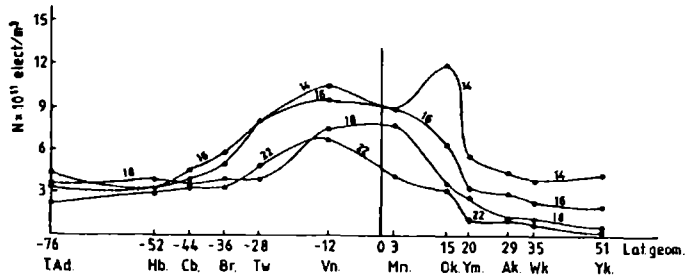
- Fig. 1 Representa la concentración electrónica máxima en función de la latitud geomagnética en condiciones tranquilas para las distintas horas del día para los meses de enero y febrero de 1975.
- Fig. 2 Idem anterior para los meses de noviembre y diciembre.
- Fig. 3 Representa la concentración electrónica máxima en función de la latitud geomagnética para las distintas horas del día para la tormenta del 10 de febrero de 1975.
- Fig. 4 Idem anterior para la tormenta del 23 de febrero. Se han representado los días 23 y 24 de febrero.
- Fig. 5 Idem fig. 3 para la tormenta del 22 de noviembre.

DIAS TRANQUILOS

ENERO 1975

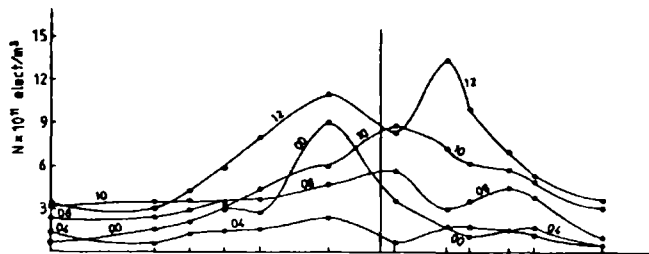


(a)



DIAS TRANQUILOS

FEBRERO 1975



(b)

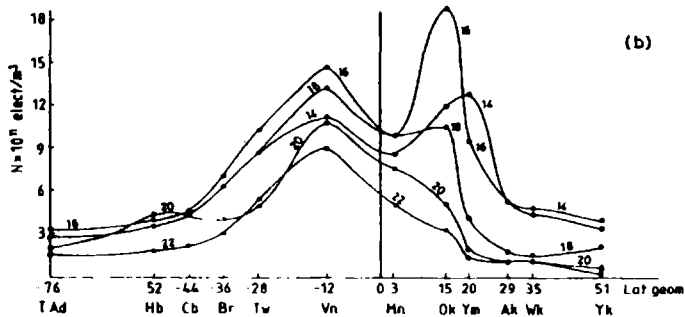
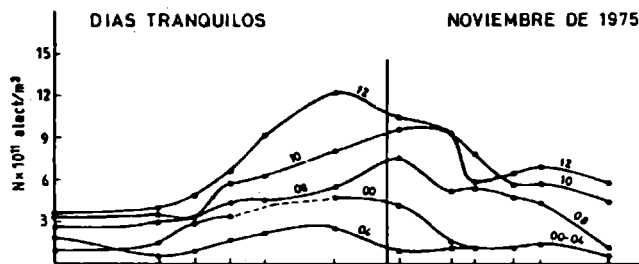
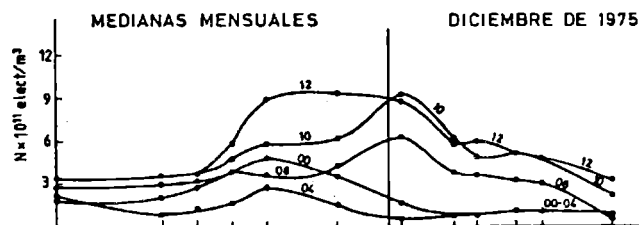
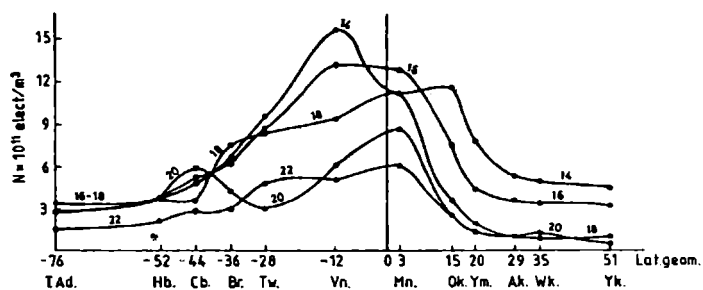


Fig 1



(a)



(b)

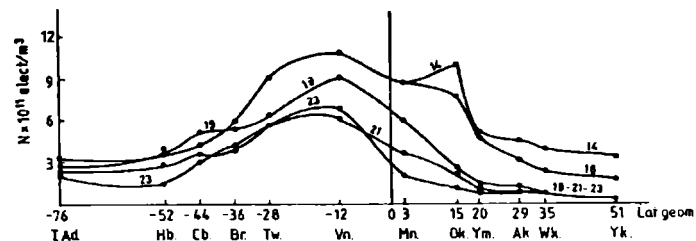


Fig. 2

TORMENTA DEL 10 DE FEBRERO DE 1975

SC 00,40 T.L.

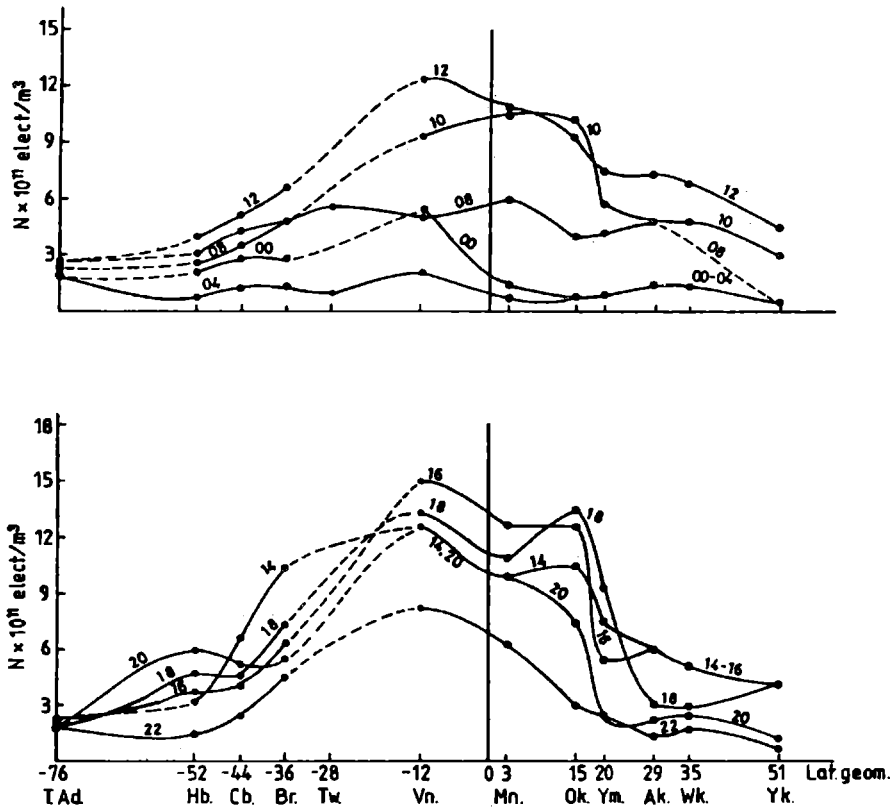


Fig. 3

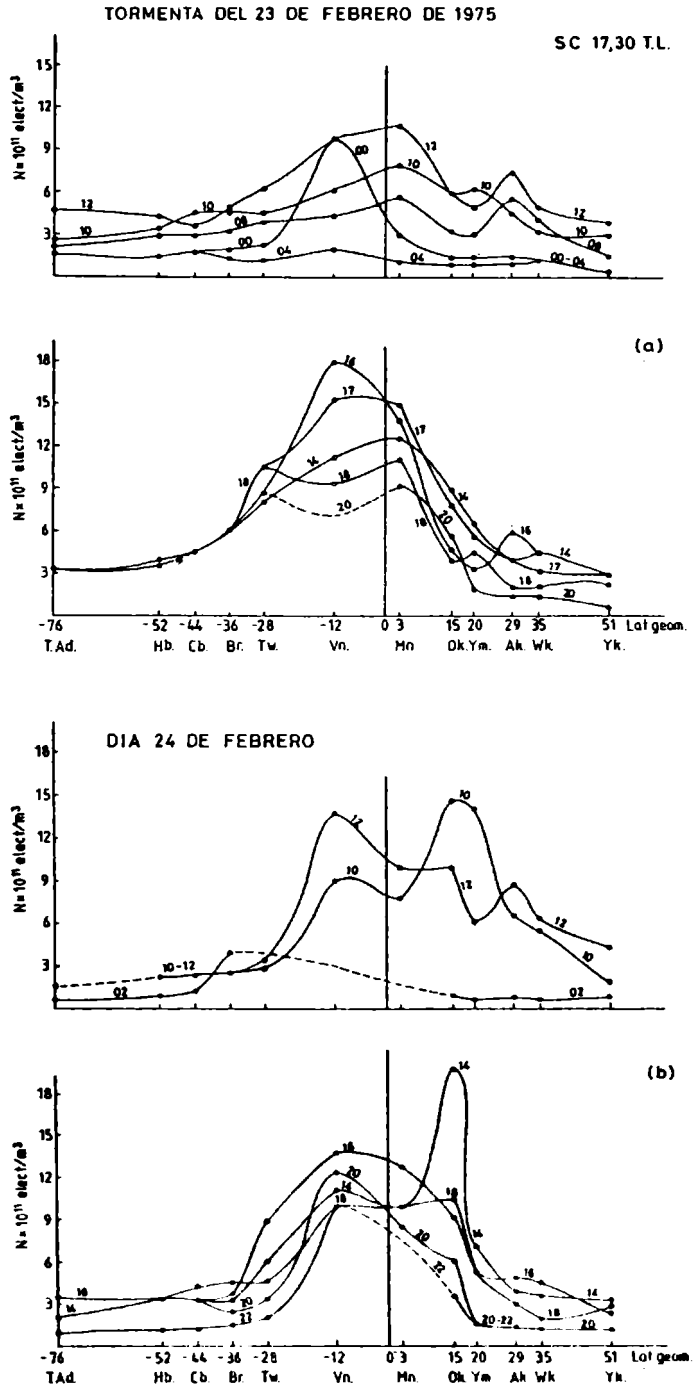


Fig. 4

TORMENTA DEL 22 DE NOVIEMBRE DE 1975

S.C. 08.05 T.L.

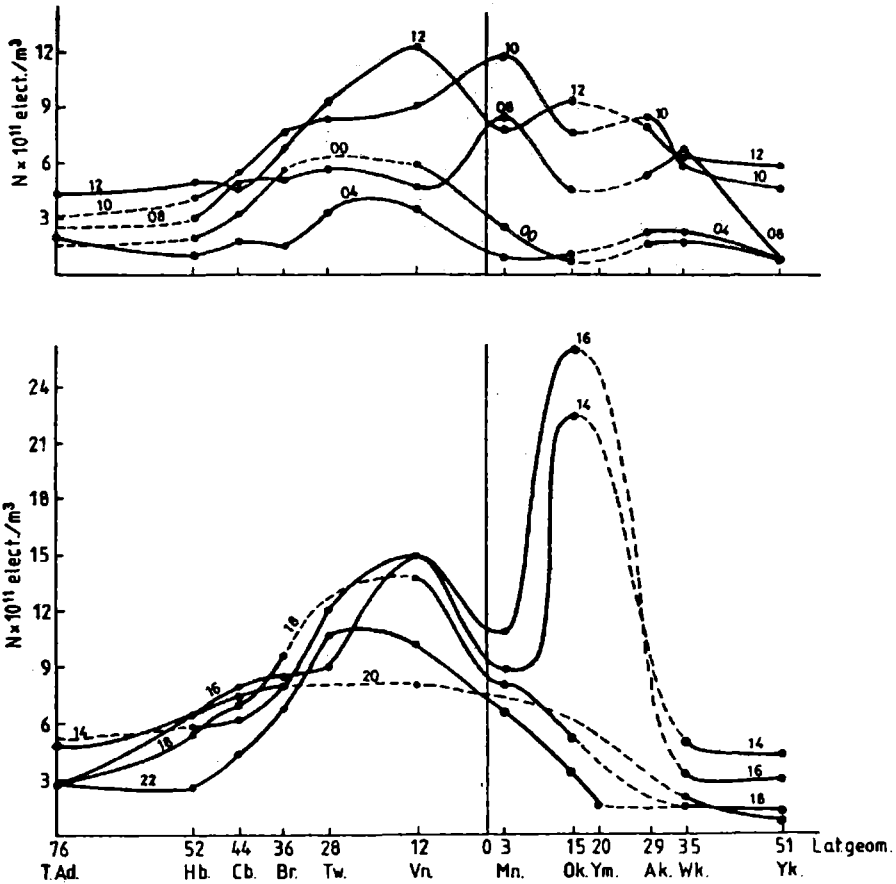


Fig. 5

MAXIMO NOCTURNO DE INVIERNO EN CONTENIDO ELECTRONICO FARADAY Y DENSIDAD ELECTRONICA, OBSERVADAS SOBRE TUCUMAN Y SAN JUAN.

N. Ortiz de Adler, R. G. Ezquer* y J. R. Manzano**

Laboratorio de Ionósfera - Facultad de Ciencias Exactas y Tecnología - Universidad Nacional de Tucumán - Tucumán - Argentina.

RESUMEN

En este trabajo se analizó el máximo nocturno de invierno (MN) del contenido electrónico Faraday (N_F) observado en Tucumán a las 0150 TU del día 25/7/81, con la señal del satélite ATS-5.

Un campo eléctrico hacia el oeste, asociado a una subtormenta magnética, movería plasma desde altas a bajas alturas en la ionósfera, bajando la altura de la región F. Tal mecanismo, produciría grandes variaciones en las pérdidas por recombinación, lo que explicaría las variaciones observadas en región F durante el MN.

Un análisis comparativo de N_F y datos de sondador de tierra, indican que el cambio principal en N_F durante el MN, se da en la ionósfera. El aumento en región F se haría a expensas de plasma de mayores alturas.

Un mecanismo de compresión de plasma en los tubos de fuerza, activo en el lapso de iniciación del MN, como fuente del flujo que justifica el MN, parece ser poco probable, ya que se requeriría un flujo de $6,4 \times 10^{13} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, lo que implica una densidad de plasma por lo menos 30 veces mayor que la estimada y observada.

No se descarta que haya existido un mecanismo de almacenamiento previo en región F establecido con anterioridad durante el desarrollo de la tormenta iniciada el día 23. La subtormenta que ocurre hacia las 2100 TU del 24 solo produciría, a través de un adecuado campo eléctrico, un reacondicionamiento de la ionización almacenada en la región F.

ABSTRACT

The winter nocturnal maximum (MN) in Faraday electron content (N_F), observed over Tucumán at 0150 (UT) of July 25, 1981, with the ATS-5 satellite signals, has been analyzed.

A westward electric field, associated with a magnetic sub-storm, would move plasma from higher to lower ionospheric altitudes, pushing the whole F-region down. Such a mechanism would produce great variations in recombination losses, which would explain the F-region observed variations during the MN.

A comparative analysis of N_F and ground based ionosondes data, indicated that the main change in N during the developing of the MN takes place at the bottom-side of the ionosphere. The increase at F region density would occur at higher altitude plasma expense.

A suggested mechanism of compression of plasma into magnetic force tubes, acting during the lapse of initiation of the MN, as a source of inward flux to justify the MN, is not likely since it would be necessary a flux of $6,4 \times 10^{13} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. This figure implies a plasma density in the tube 30 times greater than the density estimated and observed.

It is not discarded the possible existence of a previous plasma storage in F-region, established during the developing of the storm initiated on 23 of July. The substorm at 2100 UT of the 24 would produce, through an adequate electric field, a rearrangement of the ionization stored in F-region.

Trabajo parcialmente financiado por el CONICET (Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas) a través del PROHARP (Programa Nacional de Radiopropagación).

* Becario del CONICET.

** Miembro de la carrera del Investigador del CONICET.

INTRODUCCION

El MN de invierno en contenido electrónico Faraday (N_F), ha sido estudiado teórica y experimentalmente por numerosos investigadores: Park (1971); Park y Meng (1973); Park y Banks (1974); Titheridge (1968); Evans (1965); da Rosa y Smith (1967). Este fenómeno está caracterizado según estos trabajos por:

- 1.- Un máximo cerca de los 55° de latitud geomagnética sur,
- 2.- Un pico principal que ocurre cerca de la medianoche local, con un ocasional pico secundario cerca de las 0300 TU,
- 3.- Un incremento nocturno que aparece principalmente en el hemisferio de invierno.

Se cree (Park, 1971) que el MN resulta de un flujo de plasma desde la plasmasfera hacia la ionósfera, ocasionado por un campo eléctrico hacia el oeste asociado con una subtormenta magnética.

Por otra parte, Davies y otros (1979) han observado un proceso similares, que las variaciones del contenido plasmásférico son pequeñas lo que indicaría que el incremento en N_F no se hace a expensas del contenido plasmásférico, o bien que existe un mecanismo de rellenado de la plasmasfera. Una explicación posible es que un campo eléctrico hacia el oeste, comprima plasma desde altos valores de L a bajos valores de L, de manera que el exceso de presión de plasma aumenta el flujo de plasma a lo largo de tubos de campo desde la plasmasfera a la ionósfera, lo que aumentará el contenido ionosférico en ambos extremos del tubo para L bajo (Park y Banks, 1974).

MEDICIONES

Se realizaron mediciones del contenido electrónico Faraday en Tucumán ($26,9^\circ$ S; $65,4^\circ$ W) desde julio a agosto de 1981, con señales del satélite ATS-5 (0° ; 70° W).

A las 0150 TU del día 25 de julio se observa un máximo nocturno (MN) en N_F , el que también se detecta en el sondador ionosférico de San Juan ($31,5^\circ$ S; $65,6^\circ$ W).

Este máximo nocturno ha sido analizado, completando la información con datos del sondador de Tucumán y magnetogramas de La Quiaca ($22,1^\circ$ S; $65,6^\circ$ W), Las Acacias ($35,0^\circ$ S; $57,68^\circ$ W) y Trelew ($43,20^\circ$ S; $65,3^\circ$ W)

La figura 1 muestra el contenido electrónico Faraday, la máxi-

ma concentración electrónica en la región F2 ($N_m F_2$) y la altura de pico de la región F2 ($h_p F_2$) para el día 24 de julio y comienzos del 25.

El contenido electrónico Faraday ha sido determinado en Tucumán, con datos del satélite ATS-5, y los datos de $N_m F_2$ y $h_p F_2$ corresponden al sondador de San Juan. Los datos del sondador de Tucumán fueron usados con cierta precaución al estar afectados por mayores.

Es evidente en la figura la presencia de un MN que se inicia a las 2350 TU en N_F y una hora más tarde en $N_m F_2$.

En la figura 2 se graficaron las variaciones de las componentes H y Z del campo geomagnético registradas en La Quiaca, Las Acañas y Trelew. En todos los casos se observó un mínimo en el valor de la componente H a las 0000 TU del 25/7.

La figura 3 indica la variación del índice Dst para los días 23 y 24 de julio, período en el que se observa el comienzo de una tormenta magnética alrededor de las 1200 TU del día 23 y el comienzo de una subtormenta alrededor de las 2100 TU del día 24, cuando la tormenta anterior aún se encuentra en fase de recuperación.

En las tres primeras figuras las curvas de trazos representan las curvas de control, obtenidas con datos de días magnéticamente tranquilos próximos a la fecha de análisis.

La figura 4 muestra los perfiles virtuales de densidad electrónica para la región F, obtenidos con datos de ionogramas de Tucumán para las 0100 TU y 0200 TU del día 25. Las líneas punteadas de las curvas corresponden a una extrapolación realizada con los datos de San Juan, ya que los valores correspondientes a Tucumán están afectados por mayor. Se destaca que se usa un factor de correlación igual a 1, que es menor que el real.

DISCUSION

Según la figura 1, antes del comienzo del MN, el N_F está solo un 8% por encima de su valor promedio, en tanto $N_m F_2$ está incrementado en un 127%. Esto indica que la región F tiene una concentración electrónica anormalmente alta. Es posible que haya existido un mecanismo de almacenamiento de ionización previo en la región F establecido con anterioridad durante el desarrollo de la tormenta iniciada el día 23.

Una estimación del contenido ionosférico desde los 340 Km hasta la base de la ionósfera, realizada con los datos útiles de iono

gramas de Tucumán (figura 4), indica un valor de $0,53 \times 10^{17} \text{ m}^{-2}$ hacia las 0100 TU y de $0,79 \times 10^{17} \text{ m}^{-2}$ a las 0200 TU. Para las mismas horas el contenido electrónico Faraday es de $5,65 \times 10^{17} \text{ m}^{-2}$ y $5,85 \times 10^{17} \text{ m}^{-2}$ respectivamente. Se ha considerado que por tratarse de datos nocturnos, el perfil real no se aparta sustancialmente del virtual.

Por lo tanto, en este lapso de tiempo, el incremento en N_F es igual a $0,2 \times 10^{17} \text{ m}^{-2}$, correspondiendo a la ionósfera de base un aumento mayor que $0,26 \times 10^{17} \text{ m}^{-2}$. Esto evidencia que en la región que se extiende desde el pico de la región F hasta por lo menos los 2000 km, se tiene que haber producido una disminución en el contenido electrónico.

El aumento nocturno observado sería, en consecuencia, reflejo del aumento de concentración en la región F inferior. Este incremento se debería a la presencia de un campo eléctrico este-oeste, asociado a la subtormenta que se inició a las 2100 TU, el que produciría una deriva $E \times B$ de plasma a zonas de menor altura, originando una variación en el perfil de H^+ y en consecuencia de O^+ . El nuevo perfil de O^+ produce un incremento de NmF2 (Park, 1971) para poder neutralizar globalmente el plasma.

Otro mecanismo propuesto para explicar el MN de invierno (Davies, 1979) consiste en el estrujamiento de plasma a lo largo de tubos de campo magnético, como consecuencia de un aumento de presión en la zona ecuatorial de ese tubo, debido a la deriva $E \times B$ originada por el campo E alba-crepúsculo magnetosférico.

Para estimar la factibilidad de este mecanismo en el evento analizado, se realizaron los cálculos que se mencionan a continuación.

La velocidad de cambio de N_F para el MN, es de $1,2 \times 10^{13} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Si no hubiera pérdidas por recombinación, este sería el flujo necesario para obtener el MN observado. Dado que las pérdidas existen se toma como coeficiente de recombinación promedio para la región F $\beta = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, obtenido a partir de la ecuación $\beta = \frac{1}{N} \frac{dN}{dt}$ con datos promedio de ionogramas de Tucumán, correspondientes al intervalo 2200 TU a 0200 TU. Con ese valor de β y teniendo en cuenta que $N_F = 5,2 \times 10^{13} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, de manera que el flujo total requerido es $dN/dt = 6,4 \times 10^{13} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Según Davies y otros (1979), este flujo puede expresarse como

$$\frac{dN}{dt} = \frac{1}{V} \frac{dV}{dL} \cdot N_T \frac{v_{\perp}}{R_{\oplus}} \quad (1)$$

donde:

V = es el volumen de un tubo de flujo que se extiende desde los 10^3 km de altura sobre la estación, con una sección de 1 m^2 en este punto, hasta el ecuador. ($V = 11 \times 10^6 \text{ m}^3 / \text{m}^2$ tubo, para San Juan)

R_{\oplus} = es el radio terrestre

N_T = es el contenido de plasma del tubo

v_{\perp} = es la componente vertical de la velocidad de deriva en el ecuador geomagnético.

L = es el parámetro de Mc Ilwain. ($L = 1,31$ a 10^3 km sobre San Juan).

En la figura 1(c) se ve que h_p varía desde 420 km hasta 290 km entre las 0200 y 0400 TU, de manera que la velocidad de descenso de la capa, v_p , es 18 m s^{-1} . En consecuencia la velocidad de deriva normal al campo geomagnético es $v_{\perp} = 20 \text{ m s}^{-1}$. Suponiendo un campo geomagnético dipolar, la relación entre v y v_{\perp} es:

$$v_{\perp} = \frac{v_{\perp} \cdot \sin^3 \theta}{(1 + 3 \cos^2 \theta)^{1/2}}$$

donde θ es la colatitud dipolar. En San Juan, donde $\theta \approx 70^\circ$, un valor de $v_{\perp} = 20 \text{ m s}^{-1}$ indica un $v_{\perp} = 28 \text{ m s}^{-1}$.

Usando la ecuación (1) y con un valor de $\frac{1}{V} \cdot \frac{dV}{dL} = 6,95$, se obtiene para San Juan un valor de $N_T = 2 \times 10^{18} \text{ m}^{-2}$.

Considerando que la concentración de plasma en el tubo se mantiene uniforme y que el volumen del tubo calculado para $L = 1,31$, que corresponde al tubo que pasa a 10^3 km sobre San Juan es $4,3 \times 10^6 \text{ m}^3 / \text{m}^2$ tubo, se obtiene un valor de concentración de $C = 4,8 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$. Este valor de concentración es mayor que los obtenidos con mediciones experimentales que indican una densidad máxima de $5 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ (Bauer, 1973). Por otra parte, Banks y Kockarts (1973) estiman que la densidad debería ser como máximo $1,5 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$. Los cálculos de N fueron repetidos para Tucumán ($L = 1,24$; $V = 2,7 \times 10^6 \text{ m}^3 / \text{m}^2$ tubo; $N_T = 1,38 \times 10^{18} \text{ m}^{-2}$; $C = 5 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$), encontrándose que las consideraciones anteriores siguen siendo válidas.

CONCLUSIONES

Los resultados del presente trabajo sugieren que el máximo

nocturno del contenido electrónico Faraday analizado, tiene lugar principalmente en la ionósfera, debido a descenso de plasma de altas a bajas alturas en la misma, por una deriva $\vec{E} \times \vec{B}$, causada por un campo eléctrico orientado hacia el oeste, asociado a una subtormenta magnética.

Una comparación entre el contenido electrónico Faraday y el de ionósfera de base, indica que debe haber una disminución del contenido electrónico entre el pico de la región F y los 2000 Km.

Para el caso analizado, parece poco probable el mecanismo de compresión de plasma para justificar el máximo nocturno, por dos motivos:

- a) por que este mecanismo implicaría concentraciones de plasma anormalmente altas a los 1000 km de altura;
- b) por que no es compatible el aumento de densidad a los 1000 km que requiere el modelo de "estrujamiento", con la disminución de contenido electrónico entre el pico de región F y los 2000 km, que se determina por la comparación entre el contenido electrónico Faraday y el contenido de ionósfera de base.

BIBLIOGRAFIA

- Banks, P.M. y Kockarts, G., 1973: *Aeronomy part B*; Academic Press; New York and London, 205.
- Bauer, S.J., 1973: *Physics of Planetary ionospheres*; Springer-Verlag; 193.
- da Rosa, A.V. y Smith, F.L., 1967: Behavior of the Nighttime ionosphere; *J. Geophys. Res.*, 72, p.p. 1829-1836.
- Davies, K., Ancerson, D.W., Paul, A.K., Degenhardt, W., Hartman, G. K., Leitinger, R., 1979: Nighttime increases in total electron content observed with the ATS-G radio beacon; *J. Geophys. Res.*, 84, p.p. 1536-1542.
- Evans, J.V., 1965: Cause of the midlatitude winter night increase in foF2; *J. Geophys. Res.*; 70, p.p. 4331-4345.
- Park, C.G., 1971: Westward electric fields as the cause of nighttime enhancements in electron concentrations in midlatitude F region; *J. Geophys. Res.*; 76, p.p. 4560-4568.
- Park, C.G. y Meng C.I., 1973: Distortions of the nighttime ionosphere during magnetospheric substorms; *J. Geophys. Res.*; 78, p.p. 3828-3840.
- Park, C.G. y Banks, P.M., 1974: Influence of thermal flow on the mid-latitude nighttime F2 layer: Effects of electric fields and neutral winds inside the plasmasphere; *J. Geophys. Res.*; 79, p.p. 4661-4668.
- Titheridge, J.E., 1968: Nighttime changes in the electron content of the ionosphere; *J. Geophys. Res.*; 73, p.p. 2985-2993.

EPIGRAFES DE LAS FIGURAS

- Fig. 1: Variaciones de N_F , obtenido usando la señal enviada del satélite ATS-5 y recibida en Tucumán, de NmF2 y hpF2 registrados en San Juan, correspondientes al 24 y comienzos del 25 de julio de 1981. La flecha indica las 0000 TL. Las líneas de trazos representan las curvas de control tomadas en base a días tranquilos.
- Fig. 2: Variaciones de los componentes H y Z del campo geomagnético registradas en La Quiaca, Las Acacias y Trelew, correspondientes al 24/7/81. Las líneas de trazos representan las curvas de control.
- Fig. 3: Variaciones del índice Dst para los días 23 y 24/7/81.
- Fig. 4: Perfiles virtuales de densidad electrónica de la región F en Tucumán correspondientes a las 0100 TU y 0200 TU del 25/7/81. Las líneas punteadas corresponden a una extrapolación realizada con los datos de San Juan, usando un factor de correlación igual a 1 que es menor que el real.

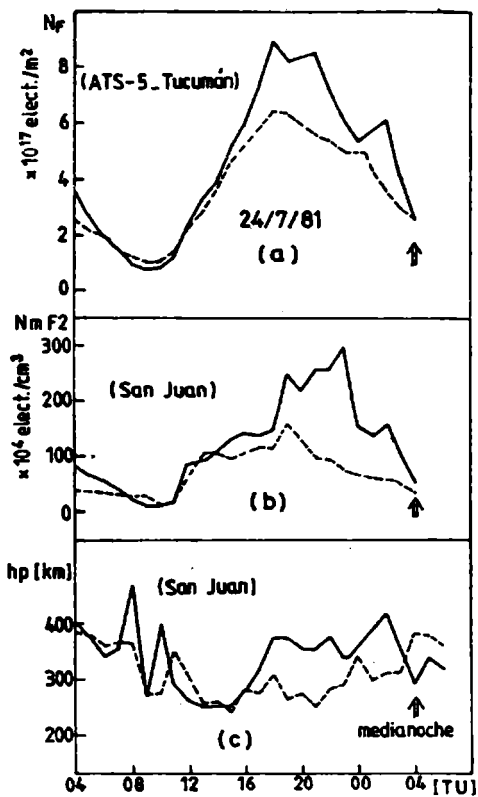


Fig.1

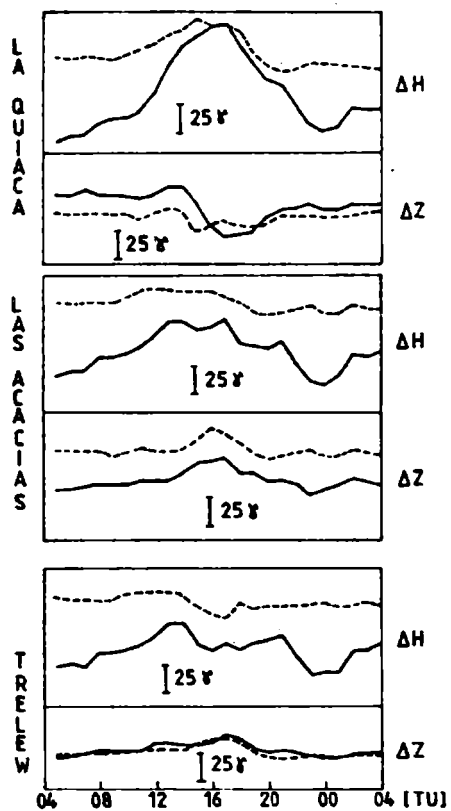


Fig.2

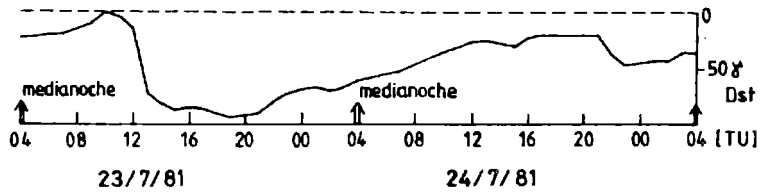


Fig. 3

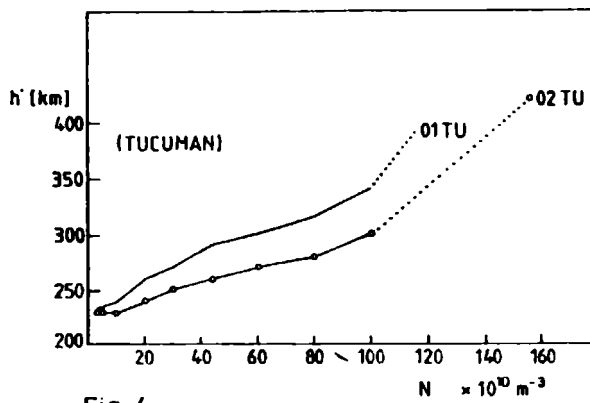


Fig. 4

LA RELACION Z-E EN LA ZONA NORTE DE MENDOZA

María E. Saluzzi y José M. Nuñez

Comisión Nacional de Investigaciones Espaciales

Buenos Aires, Argentina

RESUMEN

A partir del análisis de las fotografías de pantalla del radar FPS-18, donde se registran los ecos de nubes convectivas, se obtienen los valores del factor equivalente de reflectividad del Radar (Z) correspondientes a cada eco.

Asimismo, para cada granizada registrada en la zona, se han obtenido medidas de la Energía cinética de impacto (E), según la acusaron los impactadores instalados en la mesored.

Se plantea el procedimiento a seguir para obtener una función vincular entre ambas magnitudes, analizando en detalle el proceso para:

- a) Atribuir Z a la E de impacto registrada.
- b) Determinar el intervalo de tiempo correspondiente al tránsito del eco sobre el impactador.

Definido el procedimiento, se obtiene la información básica, que se analiza y calcula por varios métodos para asegurar la bondad de la correlación establecida.

Se define la forma de la función vincular como una relación potencial $E = d Z^c$, en la que serán ajustados los parámetros d y c, aplicando el método de Hooke y Jeeves, ya que la relación planteada es reducible a una forma lineal.

ABSTRACT

The values equivalent to the radar reflective factor (Z) corresponding to each echo is obtained analyzing the images on the FPS-18 radar screen where convective cloud echoes are registered.

Also, for each hailstorm registered in the zone, measurements of the impact's Kinetic Energy (E) have been obtained, as the impactors installed at the mesonet work informed.

The procedure to follow for the obtainment of a linking function between both magnitudes is analyzing two processes in detail:

- a) The attribution of Z to the E of the impact registered.
- b) The determination of the interval of time corresponding to the movement of the echo on the impactor.

Having defined the procedure, the basic information is obtained which is analyzed and calculated using several methods to assure the reliability of the established correlation.

The form of the linking function is defined as a potential relation $E = d Z^c$ in which the d and c parameters will be adjusted using the Hooke and Jeeves methods since the relation discussed is reducible to a lineal form.

1. INTRODUCCION

Varios investigadores, han intentado, por medios y métodos diversos establecer una relación entre el factor equivalente de reflectividad del radar (Z) y, o bien el flujo de energía cinética (\dot{E}) de las piedras de granizo o el valor de la energía cinética de impacto (E), según se la mide por la huella de los mismos en los impactores.

En nuestro caso contamos con una larga serie de medidas de E cinética de impacto, lograda durante el transcurso de las tormentas acaecidas desde los años 1975-1976. Para éstas también existe el correspondiente seguimiento de los ecos responsables, registrado en películas y convenientemente volcados y analizados. Sin embargo, al plantearse el problema y decidir el procesamiento, se presentan serias dificultades. La presente comunicación intentará explicar cuales han sido y como se han resuelto hasta el momento.

2. LA ATRIBUCION DE LA REFLECTIVIDAD

La asignación de un valor del factor equivalente de reflectividad del radar a la energía de impacto leída en un impactor de $1/8$ de m^2 de superficie, es uno de los más importantes problemas a resolver cuando se pretende establecer una

función vincular entre ambas medidas: es preciso justificar la correlación de hecho establecida entre las mismas.

Por una parte, nuestra red de impactores tiene una densidad relativa y no uniforme (en general, 1 impactor cada 6 1/2 Km) y los registros obtenidos han sido tratados de modo de brindar un valor de E/m^2 a partir de la medida en el impactor. Esta se obtuvo como la suma de las energías de impacto calculadas (según los cánones clásicos) de acuerdo con el espectro de tamaños registrados (en función de la calibración de los impactores, Pomposiello et al, 1979) y extendida al m^2 .

Establecer la correspondencia de este total con los valores de reflectividad del eco que va transitando sobre el impactor, obliga a definir un criterio objetivo de asignación tratando de respetar las características del fenómeno. Este problema no se resuelve sin error, sino recurriendo a situaciones y equipos especiales (espectrómetros). Sin embargo el error cometido puede valorarse y su incidencia podrá estimarse cuando, obtenida la función vincular, se controlen los resultados para nuevos casos. Pero dado que el conocimiento de la función vincular podría tener un valor de "prognosis", para estimar "a priori" y en tiempo real la importancia de la granizada esperada y asimismo permitiría evaluar, por comparación, el efecto de la siembra artificial, resulta interesante intentar su establecimiento.

2.1. Criterio de asignación

Los valores de Z atribuibles pertenecerán siempre al área de alta reflectividad en la nube, vista en PPI (Plan Position Indicator), que contenga al $Z_{m\acute{a}x}$. Se define un límite inferior del valor de Z, coincidente con nuestra experiencia y tomando en consideración los antecedentes de la literatura sobre el tema para radares de 10 cm., Waldvogel et al, 1980. Se procede entonces según:

- 1) Los valores de Z (dBz) a atribuir serán $Z \geq 50$ dBz.
- 2) Cuando el área de 50 dBz, se correlaciona verticalmente con el puesto de la red donde se ha leído el impactor, se procede de acuerdo con la dimensión del área. Si puede atribuirse una variación de la reflectividad desde el borde hacia

el centro trazando isolíneas cada 2 dBz, se atribuye el valor de Z que se encuentra en correspondencia vertical. Si el área es muy pequeña el valor atribuido será $Z_{m\acute{a}x}$.

3) Cuando el área de 50 dBz registra tránsito sobre el impactor, el valor de Z atribuido será el mayor de todos los que pudieron asignarse durante el tránsito.

4) Si existe registro en tierra, pero la correspondencia vertical estricta no existe, se asignará el valor de $Z = 50$ dBz a la energía leída, solo si la distancia entre el puesto y el borde del área de 50 dBz es ≤ 2 Km.

5) Los registros en tierra que no cumplen las condiciones antedichas se desechan.

Estas asignaciones pueden realizarse con precisión, dado que se cuenta con mapas de la mesored en escalas correspondientes a cada uno de los rangos de observación del radar.

Los rangos más usados son los de 75 Km y 100 Km de alcance para los cuales, de acuerdo con las escalas respectivas $1 \text{ mm} = 6,25 \text{ Km}$ y $1 \text{ mm} = 8,33 \text{ Km}$. El último rango es el más frecuente y para él sólo es posible la asignación del valor de Z cuando existe correspondencia vertical estricta.

2.2. El cálculo de la energía de impacto en función de la reflectividad

Según los antecedentes es posible calcular el flujo de energía cinética en función de Z. Atlas y Ulbrich (1981) y Federer y Waldvogel (1978) han deducido fórmulas que posibilitan este cálculo. En nuestro caso, obtenida la correlación entre Z y los registros en tierra, se aplicó la fórmula de Waldvogel et al (1978):

$$\dot{E} = 5,10^{-6} \cdot Z^{0.84} \quad \text{para } Z \text{ (mm}^6 \text{ m}^{-3}\text{)} \quad (1)$$

Entonces la relación E/\dot{E} resulta una $f(t)$ con el tiempo medido en segundos, en efecto:

$$E \text{ (de impacto)} \text{ [J m}^{-2}\text{]} = \dot{E} \text{ (flujo de energía)} \text{ [erg.}10^{-7} \text{ m}^{-2}\text{]} \cdot \Delta t \text{ [s]}$$

La magnitud del 2º miembro es, según la fórmula (1), una función potencial de la reflectividad que para equipararse al 1er. miembro debe multiplicarse por un Δt [s].

Esta equiparación permite suponer que la E estará vinculada con Z, también por una función potencial de Z con sus coeficientes modificados:

$$E = \dot{E} \cdot \Delta t \quad \text{donde} \quad \dot{E} = a \cdot Z^b$$

∴ $E = (a \cdot Z^b) \Delta t$, donde se puede considerar que Δt modifica sólo al coeficiente \dot{a} o a ambos factores \dot{a} y \dot{Z}^b y también al coeficiente \dot{b} , dado que Z es un dato leído.

En 1er. lugar, el uso de la función potencial elegida, se justifica en la medida que ha demostrado su buena aplicabilidad en los trabajos de Waldvogel y Federer (1978). Además, según Atlas 1981, el espectro observado por el radar contiene piedras por sobre determinado diámetro que depende de su ubicación en el eco, así como del tiempo de observación durante el lapso de vida de la nube.

Estos tamaños están vinculados con la reflectividad y la Energía de impacto naturalmente.

En 2° lugar, la importancia del valor de Z, en la función potencial es evidente, pero su exponente no puede ser tal que magnifique esta circunstancia a extremos no compatibles con los valores de Z realmente observados. Entonces la variación de b, está limitada por la vinculación existente entre las características de la función potencial y las del fenómeno que se está analizando. En cambio la modificación de a será cuantitativamente más importante pero de discusión más simple.

De modo que parece importante considerar, al obtener el ajuste buscado, un análisis del peso obtenido por ambos factores.

2.3. El problema del tiempo

Ha quedado planteado el problema de determinar el intervalo de tiempo correspondiente al tránsito del eco sobre el puesto, que medido en segundos será el valor de ajuste de los coeficientes de la función potencial.

Para efectuar la determinación del tiempo involucrado es preciso conocer la velocidad de desplazamiento del eco. Siempre es posible determinarla en función del área de 50 dBz, su desplazamiento y los registros horarios. El tiempo a considerar será entonces: el lapso necesario para que el área de 50 dBz transcurra

sobre el impactor.

Los kilómetros recorridos, según el rango de observación y la hora están registrados en la película y consiguiente análisis según la presentación digitalizada que figura en la consola del radar y que se fotografía junto con el eco.

Estas definiciones están presuponiendo continuidad en el comportamiento del eco (en cuanto a velocidad de desplazamiento) para las distancias consideradas. Esto sólo podrá mantenerse cuando las observaciones no están demasiado espaciadas, por lo tanto serán desechados aquellos casos en que no puede verificarse la continuidad de las observaciones.

Asimismo favorece la determinación del Δt la cuasi-estacionaridad de las grandes nubes bien organizadas (en cuanto a regularidad del desplazamiento) para los lapsos graniceros.

3. LA ENERGIA DE IMPACTO

3.1. Las energías de impacto leídas

Se da en la Tabla 1, la información disponible por impactor, con un ejemplo.

TABLA 1

FECHA 20-10-77 PUESTO N° 2070					
Diám.medido	Diám.real (4)	N° de marcas	Idem/m ² (1)	Masa/m ² (2)	J Energía/m ² (3)
0.80 cm	1.42 cm	10	80	10.79	0.15E 08
0.60 cm	1.23 cm	375	3000	6.85	0.81E 07
.
N TOTAL/M ² 73880 (Sumatoria de 1)		MASA TOTAL/M ² : 20079.51 (Sumatoria de 2 por 1)		ENERGIA TOTAL/M ² : 0.17E11 (Sumatoria de 3 por 1)	
DIAMETRO MEDIO: 0.815 cm (Sumatoria de 4 por 1/N TOTAL)					

En la Tabla mostrada puede apreciarse que se dispone, por impactor, del registro del espectro completo de las piedras que lo impresionaron. El diámetro real, obtenido a partir del leído, lo es considerando la calibración realizada. La extensión al m² se realiza multiplicando por 8, dada la superficie del impactor. Los cálculos de masa y energía se realizan según los cánones habituales y

finalmente se obtienen los totales de los cuales el de Energía Total por m^2 , es el que deberá ser considerado al efectuar las correlaciones.

3.2. La información obtenida

Según las definiciones antedichas y con las limitaciones apuntadas, se revisaron las tormentas de las temporadas 1975-76, 76-77 y 77-78 para las cuales existen los datos de la E de impacto.

Se obtuvieron así 63 impactores bien correlacionados con los ecos originales de la precipitación registrada y de los cuales se determinó el valor del factor reflectividad del Radar que se asignó a la Energía de impacto leída y el Δt correspondiente.

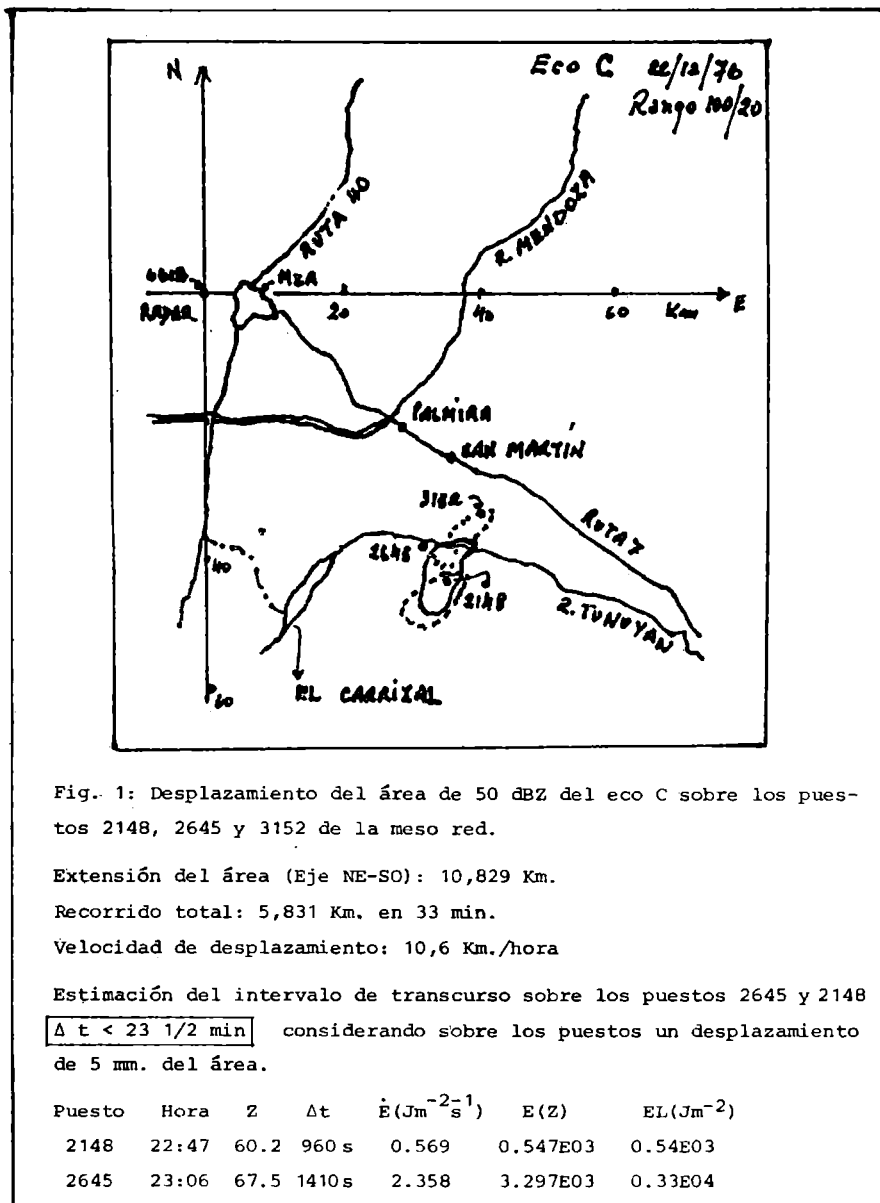
La Figura 1 ilustra el proceso seguido en cada caso, mostrando cómo se correlaciona el área de alta reflectividad del eco con la ubicación del puesto donde se encuentra el impactor y los cálculos realizados para determinar el intervalo de transcurso sobre el mismo y como calculando según la ecuación (1) y considerando el Δt , es posible lograr un buen ajuste para la E(Z) calculada.

4. EL METODO DE AJUSTE DE LA FUNCION VINCULAR

Definida la función vincular buscada como una función potencial de Z, una de las alternativas a considerar para determinar el valor de los coeficientes será la aplicación del método de Hooke y Jeeves que permite lograr el mejor ajuste de una función dada. La función considerada debe poder ser reducible a una forma lineal, en nuestro caso si

$$E = c Z^d \quad \text{será } \log E = \log c + d \log Z \quad (2)$$

que se deberá optimizar, definiendo el óptimo como el valor de la función que haga mínima una función de criterio (FCT) que inicialmente se calcula en base a todos los valores de la E de impacto leída de los impactores y a los 63 valores correlacionados de E (Z). Es decir la función de criterio se considera inicialmente definida y se irá revaluando a medida que se progresa en el ajuste de los coeficientes de modo tal que la diferencia entre los valores de E leídos y calculados disminuya tanto como sea posible.



Cabe decir que el método computacional de Hooke y Jeeves, si bien no es complicado y se programa bastante fácilmente, no obstante involucra un tiempo de cálculo bastante grande. Este gasto solo se justifica por la calidad del ajuste que se logra y que por ejemplo, el método de los cuadrados mínimos no permite en el caso preciso de funciones reducibles a formas lineales.

5. EL CONTROL DE LOS DATOS OBTENIDOS

Las dos series finales de datos obtenidos que deben vincularse pueden controlarse mediante la aplicación de las fórmulas que (en condiciones especialmente diseñadas) obtuvieron Waldvogel et al, 1978 y Atlas y Ulbrich 1981.

Todas ellas presuponen el conocimiento del tiempo t durante el cual se considera expuesta a la granizada el área considerada, problema que ha sido resuelto. Si todos los datos obtenidos con las nuevas fórmulas convalidan los ya obtenidos, quedará consolidada la determinación del tiempo.

Asimismo, dichas fórmulas necesitan del conocimiento de D_0 (diámetro medio del espectro) y por lo tanto del espectro mismo D_i y puede apreciarse en la TABLA I que ambos datos han sido observados, registrados y calculados.

En 1er. término, a los fines de controlar los Z leídos y atribuidos a un espectro determinado se aplicó la fórmula de Ulbrich (1977).

$Z = a_1 N_0 D_0^{b_1}$ donde a_1 y b_1 dependen de la longitud de onda del radar y de si el granizo es seco o húmedo. N_0 puede variar entre 1, 10 o 100 con peso muy relativo en la determinación de Z . D_0 es el diámetro medio del espectro registrado.

Para el radar de 10 cm de longitud de onda, dió valores numéricos a la fórmula que resultaron:

$$Z = 0.254 N_0 D_0^{5.82}$$

y que fue aplicada en nuestro caso para N_0 igual a 100 y para el diámetro medio de cada espectro correlacionado, resultando un valor de Z que se comparó con la Z (R) leída y atribuida al impactor. El coeficiente de correlación entre las dos series resultó 0,954 revelando la buena atribución realizada y la bondad de

la calibración del Radar.

Esta fórmula plantea como necesario el conocimiento de N_0 . Waldvogel (1978) lo calculó en función de \dot{E} y de Z. En nuestro caso y con un procedimiento similar se ha determinado

$$N_0 = 0.354 Z^{0.279}$$

que deberá controlarse en reiteradas aplicaciones.

La E cinética de impacto calculada según los registros de los impactores puede ser asimismo controlada aplicando la fórmula de Waldvogel et al, 1978, obtenida con el espectrómetro, para tiempos definidos y constantes

$$E = 4,58 \cdot 10^{-6} \sum_{i=1}^p n_i D_i^4$$

donde D_i es el diámetro promedio, n_i es el N° de piedras/m² en el intervalo ΔD y p es el N° de intervalos involucrados en cada espectro. En nuestro caso todos los factores son conocidos, excepto el tiempo involucrado en base a cuyo conocimiento fue deducida la fórmula anterior. Las discrepancias en los resultados permitirán apreciar la incidencia del factor temporal.

6. CONCLUSIONES

- 1) Se ha conseguido plantear un método de establecer la función vincular Z-E para el zona Norte de Mendoza, justificando su aplicación.
- 2) Se ha determinado la forma de la función vincular definiéndola como una función potencial de Z : $E = d Z^c$ en la que serán ajustados los valores de los parámetros.
- 3) Se han obtenido valores computables de reflectividad del radar (Z) atribuibles a las E de impacto disponibles, mediante correlaciones espaciales estrictas; los valores obtenidos son controlables.
- 4) Se han determinado los intervalos temporales de duración de cada granizada sobre el impactor correspondiente. También será posible apreciar la validez de estas determinaciones.

7. RECOMENDACIONES

Obtenida la función vincular, se considerará la aplicación de la misma a nuevos casos para conseguir:

- 1) Apreciar el valor de los errores cometidos.
- 2) Obtener la experiencia necesaria para utilizar la fórmula con fines de control de la intensidad y extensión de las granizadas.
- 3) Usarla como medio para valorar los efectos de la siembra artificial de nubes convectivas potencialmente graniceras.

BIBLIOGRAFIA

- P. Admirat, D. Vento, J.F. Mezeix, J.P. Ronet, A. Aparo. 1980. Reproductibilité de la méthode de dépouillement des données grelimétriques utilisées dans "Grossversuch IV" Atmosphere Ocean 18 (1). 1980. 27-42. Canadá.
- B. Federer, A. Waldvogel et al. 1981. First results of Grossversuch IV. Comunicación de la reunión sobre granizo. O.M.M. Sofía, Bulgaria.
- C.W. Ulbrich. 1977. Doppler Radar Relationships for Hail at Vertical Incidence. Journal of Applied Meteorology. V. 16 - 1349 - 1359. December 1977.
- C.W. Ulbrich. 1978. Relationships of Equivalent Reflectivity Factor to the Vertical Fluxes of Mass and Kinetic Energy of Hail. Journal of Applied Meteorology Vol. 17. 1803-1808 - December 1978.
- C.W. Ulbrich and David Atlas. 1981. Hail Parameter Relations: A Comprehensive Digest. Journal of Applied Meteorology. Vol. 21 - 22 - 42. January 1982.
- A. Waldvogel, W. Schmid and B. Federer. 1978. The Kinetic Energy of Hailfalls. Part I. Hailstone Spectre Journal of Applied Meteorology Vol. 17 - N° 4. April 1978 515-520.
- A. Waldvogel, B. Federer and W. Schmid, J.F. Mezeix. 1978. The Kinetic Energy of Hailfalls. Part II: Radar and Hailpads. Journal of Applied Meteorology Vol 17 - 1680 - 1693. November 1978.
- A. Waldvogel and W. Schmid. The Kinetic Energy of Hailfalls. Part III. Sampling Errors Inferred From Radar Data. 1982 Journal of Applied Meteorology, Vol. 21, N°9.

COMPACTADO DE ARCHIVOS METEOROLOGICOS
MEDIANTE EL USO DE FUNCIONES ORTOGONALES EMPIRICAS

María Luz D. de Lloret y Gustavo V. Necco(*)
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires
Buenos Aires, Argentina

RESUMEN

Se ensaya el uso de funciones ortogonales empíricas para construir un archivo compactado de la información meteorológica a ser utilizada en mini-computadoras.

Determinando los errores cuadráticos medios por sondeo y por nivel para las distintas reconstrucciones posibles se realiza un análisis de la varianza para confirmar que los autovectores desechados no agregan información sobre el campo meteorológico real.

Se establece que con seis autovectores se logran los objetivos propuestos reduciendo en más del 50% la cantidad de dígitos a almacenar.

1. INTRODUCCION

Edward N. Lorenz (1956) , introdujo el uso de funciones ortogonales empíricas (e.o.fs. : "Empirical orthogonal functions") en meteorología. Varios investigadores han aplicado las mismas a grandes volúmenes de información con distintos objetivos.

En noviembre de 1977 se llevó a cabo en el European Centre for Medium Range Weather Forecast (ECMWF) un seminario sobre el uso de funciones ortogonales empíricas en meteorología en el cual se mostró la utilidad de dichas funciones para comprimir grandes volúmenes de datos, transformándolos en conjuntos más fácilmente manejables, de los cuales se elimina la información redundante, manteniendo un alto porcentaje de la varianza del conjunto original.

En la publicación interna del ECMWF se muestran los resultados obtenidos al explorar la eficiencia del uso de e.o.fs. para archivar los campos de alturas de 500 mb., encontrando que para la misma cantidad de información a archivar, dichas funciones son aproximadamente el doble de efectivas con respecto al uso de funciones armónicas esféricas, cuando se quiere realizar un archivo de alta densidad de información.

Por otra parte, se ha visto que el análisis de grandes volúmenes de información mediante el uso de computadoras está sujeto a errores computacionales debidos al truncado. Especialmente cuando se llevan a cabo largos cálculos , la acumulación de dichos errores puede llevar a resultados bastante alejados de la solución real . En éstos casos las e.o.fs.

(*) Miembro de la carrera de Investigador Científico del CONICET.

Jefe del Instituto de Investigaciones Sinópticas del Servicio Meteorológico Nacional.

tienen la ventaja frente a los polinomios y algunas otras funciones de ser prácticamente inmunes respecto a los errores por truncado, además de ser más adecuadas para obtener la representación de campos con discontinuidades tales como los perfiles verticales de temperaturas.

2. APLICACION

En la actualidad, debido a la poca disponibilidad de computación, se ha intensificado en nuestro país el uso de minicomputadoras en el ámbito meteorológico. Uno de los principales inconvenientes de su uso es la limitada capacidad de almacenaje.

El Departamento de Meteorología de la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales posee una minicomputadora Apple. La información necesaria para procesar los diferentes programas puede ser almacenada en diskettes cuya configuración es de 35 pistas de 16 sectores con una capacidad de 256 bytes cada uno, dando una capacidad total de almacenaje de 143.000 bytes por diskette.

En el proyecto "Tratamiento estadístico de los datos aerológicos de la República Argentina", de dicho Departamento, se utiliza como base de datos la información de las estaciones aerológicas de la República Argentina correspondiente a 20 años, actualmente almacenada en cintas magnéticas de 2800 pies, incompatibles con el sistema del minicomputador. Para disponer la información en forma conveniente para ser utilizada con la misma sería necesario grabar 500 diskettes. Ello significaría que durante un período de tiempo extremadamente prolongado debería utilizarse la computadora únicamente para ingresar la información, no contándose, para los distintos trabajos que se llevan a cabo, con el agravante de que posteriormente el acceso sería bastante dificultoso.

En un trabajo anterior, Lloret y Necco (1979), se mostró la posibilidad de lograr una descripción compacta de la información de radiosondeos mediante la determinación de las e.o.f.s.

Sea P la matriz de datos correspondientes a uno de los elementos medidos en los radiosondeos: alturas geopotenciales, temperaturas, humedad o velocidad del viento, donde cada elemento P_{ij} de la misma corresponde al desvío en el nivel i el día j con respecto al valor medio muestral en dicho nivel. Cada vector \vec{P}_j puede ser expresado como:

$$\vec{P}_j = \sum_{k=1}^n m_{kj} \vec{V}_k \quad (1)$$

donde \vec{V}_k son los autovectores de la matriz de covarianza de P y n es igual a la cantidad de niveles considerados.

En Lloret y Necco (1981) se realizó un análisis de la cantidad de autovectores a considerar, de acuerdo con el criterio de Farmer (1971), para conservar el mayor porcentaje de la varianza del campo original, encontrándose que si se considera el campo de temperaturas en los niveles tipo entre 1000 y 100 mb. y se ordenan los autovectores en orden decreciente respecto a la varianza explicada por los mismos, la representada por todos los autovectores desde el quinto en adelante corresponde al ruido (blanco) de la base de datos utilizada. Por lo tanto serán suficientes cuatro autovectores para conservar el mayor porcentaje de la varianza original.

No. AV	MS V _{D+VE}	MS _D V _{D+VE}	MS _N V _{N+VE}	MS _T V _{T+VE}	MS _{DN} V _{DN+VF}	MS _{DT} V _{DT+VE}	MS _{NT} V _{NNT+VE}	VE MS _E
1 AV.	7.066	15.080.472	16	.904	.967	5.526	.365	
2 AV.	6.910	15.054.879	188	1.205	964	328	282	
3 AV.	6.792	15.089.612	16	1.488	943	243	211	
4 AV.	6.677	15.070.419	126	1.599	871	215	188	
5 AV.	7.009	15.077.743	1	1.616	821	136	182	
6 AV.	7.043	15.080.310	1	1.653	833	80	171	
7 AV.	7.071	15.073.706	4	1.682	835	21	161	
8 AV.	7.065	15.073.002	4	1.700	835	12	160	
9 AV.	7.062	15.073.693	3	1.713	834	11	157	
10 AV.	7.059	15.073.987	5	1.721	835	9	155	
11 AV.	7.056	15.074.197	6	1.727	833	6	155	
12 AV.	7.055	15.074.307	6	1.729	834	5	155	

TABLA I-Valores de cuadrados medios (MS) correspondientes a las distintas fuentes de variación, obtenidos para las doce muestras consideradas según la expresión (4).

En la tabla I se tienen los valores de MS calculados, correspondientes a todos los términos de la ecuación (5), indicándose las varianzas estimadas por los mismos. Analizando las varianzas debidas a las interacciones vemos que en todas las muestras consideradas son muy significativas las correspondientes a días y niveles y días y tipo de sondeo y cuando se consideran las reconstrucciones con un autovector también hay interacción entre tipo de sondeo y nivel. Las dos primeras interacciones son obvias ya que dependen de la estructura térmica en cada caso. La última se puede explicar fácilmente observando la figura 1 y la tabla II, allí se ve que tanto el primero como el segundo autovector contribuyen significativamente en los distintos niveles del sondeo mientras que el resto tienen asociados coeficientes mucho menores.

Debido al distinto comportamiento de los diferentes niveles es necesario analizar en cada nivel las varianzas dentro de las series y entre las series. Dichos resultados se presentan en la Tabla III, los valores gridados son aquellos que al serle aplicada la prueba de la razón de las varianzas de Snedecor (Moroney, 1965), para un nivel de confianza del 1%, dan un valor no significativo, indicando que las diferencias entre muestras son del mismo orden de magnitud

	M ₁	M ₂	M ₃	M ₄	M ₅	M ₆	M ₇	M ₈	M ₉	M ₁₀	M ₁₁	M ₁₂
Máx.	34	11	11	7	7	5	5	3	3	2	3	2
Mín.	-18	-17	-9	-6	-9	-5	-5	-4	-4	-4	-2	-1

TABLA II. Rango de variación de los multiplicadores de enero en Santa Rosa.

Posteriormente se realizó el mismo análisis con las alturas geopotenciales y velocidades del viento también entre 1000 y 100 mb. y con las humedades relativas entre 1000 y 300 mb., encontrándose que en dichos casos es suficiente conservar tres, cuatro y cuatro autovectores respectivamente.

De acuerdo con éstos resultados la ecuación (1) se puede expresar como:

$$\vec{P}_j = \sum_{k=1}^{M-1} m_{kj} \vec{V}_k + \vec{E}_j \quad (2)$$

$$\vec{E}_j = \sum_{k=M}^n m_{kj} \vec{V}_k \quad (3)$$

donde M es el número de autovectores a partir del cual la varianza explicada corresponde al ruido y tal como se vió anteriormente depende de la variable que se considere.

3. RESULTADOS

Se reconstruyeron los sondeos a partir de los autovectores (\vec{V}_k) y los coeficientes asociados (m_{ij}) obtenidos de la matriz de datos P :

$$\vec{P}_j^*(L) = \sum_{k=1}^L m_{kj} \vec{V}_k \quad (4)$$

y se obtuvieron doce muestras haciendo variar L desde 1 hasta 12, o sea que $\vec{P}_j^*(1)$ es el sondeo del día j obtenido a partir de la reconstrucción con un autovector, $\vec{P}_j^*(2)$ es el obtenido con dos autovectores y así sucesivamente.

Para cada una de las muestras así obtenidas se estableció la hipótesis nula de que provenía de la misma población que los sondeos originales \vec{P}_j y se comprobó dicha hipótesis a través del análisis de la varianza.

Para ello se supone que la varianza total (V) puede ser reducida a distintas componentes, a saber:

$$V = V_D + V_N + V_T + V_{DN} + V_{DT} + V_{NT} + V_E \quad (5)$$

V_D son las variaciones entre días, V_N entre niveles, V_T entre tipos de sondeo (sondeo real y reconstruido), V_{DN} , V_{NT} y V_{DT} son las interacciones entre las distintas fuentes de variación antes mencionadas y V_E es la varianza residual debida a los errores.

Los cuadrados medios (MS)

$$MS_x = \frac{SS_x}{df_x} \quad (6)$$

(donde SS_x es la suma de los cuadrados correspondientes al efecto x y df_x los grados de libertad asociados a dicha suma) son estimadores de las correspondientes varianzas.

que las correspondientes dentro de las muestras. A partir de la reconstrucción con seis autovectores las diferencias entre sondeos de uno y otro tipo, en todos los niveles, son despreciables frente a las diferencias entre sondeos, o sea que los seis últimos autovectores contienen únicamente en ruido de la base de datos utilizada.

Para verificar los resultados obtenidos se calculó el error cuadrático medio de la reconstrucción en cada nivel, mediante:

$$\vec{E}_i(L) = \sum_{j=1}^N \frac{(P_{ij}^*(L) - P_{ij})^2}{N}$$

donde $\vec{E}_i(L)$ es el error cuadrático medio de la reconstrucción con L autovectores y se puso como cota el error observacional (1°C). En la figura 2 se han graficado dichos errores en función de L para cada nivel, $E_i(L)$ disminuye rápidamente hasta $L=4$ donde, sin embargo, en varios niveles es superior al 1°C , luego el decrecimiento es más lento hasta alcanzar un valor de aproximadamente 0.3°C en $L=12$ que es el error debido al truncado en los diversos cálculos. A partir de la reconstrucción con seis autovectores ($L=6$) en todos los niveles el error es menor que el error observacional.

También se calculó el error cuadrático medio de la reconstrucción de cada sondeo mediante:

$$\vec{E}_j(L) = \sum_{i=1}^n \frac{(P_{ij}^*(L) - P_{ij})^2}{N}$$

y luego se calcularon las frecuencias porcentuales de dichos errores las cuales se encuentran graficadas en la figura 3.

Allí se ve que para una reconstrucción con cuatro vectores en el 40% de los casos el error es superior a 1°C , mientras que con seis autovectores dicha frecuencia se reduce al 15%.

Se han graficado algunos sondeos reales y sus correspondientes reconstrucciones obtenidas a partir de seis autovectores y sus coeficientes asociados, notándose que el ajuste es totalmente satisfactorio pese a ser éstos los casos que presentan el mayor $E_j(6)$.

4. CONCLUSIONES

Los resultados indican que las temperaturas que se obtienen a partir de seis autovectores y sus coeficientes asociados reflejan totalmente las características de los sondeos originales.

Para almacenar las temperaturas de trece niveles de los sondeos correspondientes a diez años de una estación cualquiera se requieren 62 bytes por sondeo lo cual hace un total de 446.400 bytes mientras que para almacenar los correspondientes autovectores y coeficientes asociados serán necesarios 190.000 bytes lo cual reduce en más del 50% la cantidad de información a ser ingresada y consecuentemente el tiempo necesario para llevar a cabo su archivo. Resultados similares se han encontrado para otras estaciones y periodos.

De este trabajo surge así la gran utilidad de la aplicación de funciones ortogonales empíricas en la comprensión de archivos que, por su volumen, resultan de uso engorroso o inconveniente en sistemas de cómputo con limitada capacidad.

Es importante destacar que la base de datos utilizada ha sido consistida sólo por rangos (Velasco y Necco (9)), no así hidrostáticamente, por lo tanto los niveles de error que se han tomado como cota son suficientemente débiles como para permitir que se introduzcan errores en la base de datos generada pero aseguran que la información contenida en los diskettes sea equivalente a la original.

Agradecimientos: Los autores agradecen la colaboración técnica de la Srta. Mónica Yacobone.

Este trabajo contó con el apoyo económico de la Secretaría de Estado de Ciencia y Tecnología a través del subsidio 15466/79 y del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas a través del subsidio 8773/79.

BIBLIOGRAFIA

- European Centre for Medium Range Weather Forecast, 1978 : Verification and Storing with empirical orthogonal functions, Internal Report, No. 18.
- Farmer, S.A., 1971 : An investigation into the results of Principal Component Analysis of data derived from random numbers, The Statistician, Vol. 20, No. 4.
- Lorenz, Edward N., 1956 : Empirical orthogonal functions and statistical weather prediction, Scientific Report No. 1, Statistical Forecasting Project.
- Lloret, M.L.D. de y Necco, Gustavo V., 1979 : Resultados preliminares de la aplicación de funciones ortogonales empíricas a radiosondeos de la República Argentina, Meteorológica, Vol. 10, No. 2.
- Lloret, M.L.D. de y Necco, Gustavo V., 1981 : Estimación del ruido en archivos de datos aerológicos utilizando funciones ortogonales empíricas, Geoacta, Vol. 11, No. 1.
- Moroney, M.J., 1965 : Hechos y Estadísticas, Eudeba.
- Velasco, I. y Necco, Gustavo V., 1982 : Aplicación de métodos objetivos al control de datos de radiosondeos en estaciones argentinas, Geoacta, Vol. 11, No. 2.

TABLA III- Valores de cuadrados medios MS (D dentro de las muestras y E entre muestras) correspondientes a las doce muestras consideradas nivel por nivel. (En grisado diferencias significativas al 1 %, ver texto)

Niv.	No. A.V.	Niv. 1	Niv. 2	Niv. 3	Niv. 4	Niv. 5	Niv. 6	Niv. 7	Niv. 8	Niv. 9	Niv. 10	Niv. 11	Niv. 12
1 - D	2162	1791	1891	851	737	712	618	488	509	788	4222	688	
E	2709	3115	292	1995	4494	3010	3258	6225	4537	330	8570	12567	
2 - D	2022	1626	1229	883	852	875	818	697	644	801	695	969	
E	714	5	209	788	268	64	245	1	1	1102	264	112	
3 - D	2031	1634	1243	897	890	907	827	684	757	1544	828	971	
E	660	3	243	870	372	29	214	15	141	59	69	13	
4 - D	2040	1659	1273	907	888	891	823	699	799	1545	836	1238	
E	677	5	189	851	388	14	102	1	58	56	81	70	
5 - D	1981	1635	1270	978	1032	989	849	684	799	1538	799	1238	
E	278	1	214	348	13	28	196	18	6	28	95	77	
6 - D	1930	1649	1331	1050	1027	992	841	708	835	1547	814	1239	
E	81	1	53	83	38	44	90	0	23	156	30	70	
7 - D	1913	1647	1336	1106	1058	989	836	702	839	1695	824	1235	
E	40	0	41	0	1	29	8	46	36	20	12	2	
8 - D	1898	1660	1363	1109	1080	991	831	698	876	1608	825	1238	
E	11	3	12	2	4	23	35	33	3	7	6	1	
9 - D	1909	1658	1361	1115	1091	1006	831	700	883	1610	825	1238	
E	16	1	18	4	2	13	38	23	1	6	6	1	
10 - D	1913	1661	1365	1148	1079	1014	832	698	883	1609	825	1239	
E	4	11	5	6	9	2	35	20	1	5	5	0	
11 - D	1920	1657	1365	1150	1078	1009	859	685	898	1609	824	1242	
E	3	17	6	8	6	21	1	8	0	2	3	0	
12 - D	1918	1676	1360	1151	1077	1007	862	684	897	1006	823	1241	
E	6	4	0	10	5	26	1	8	0	2	3	0	

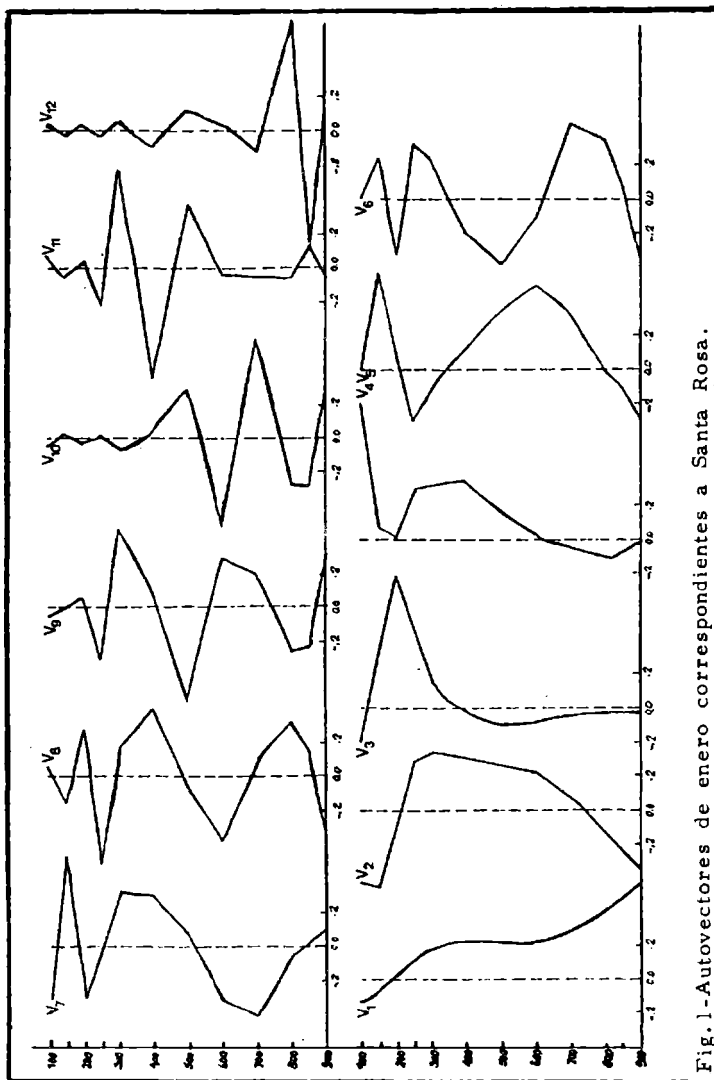


Fig. 1 - Autovectores de enero correspondientes a Santa Rosa.

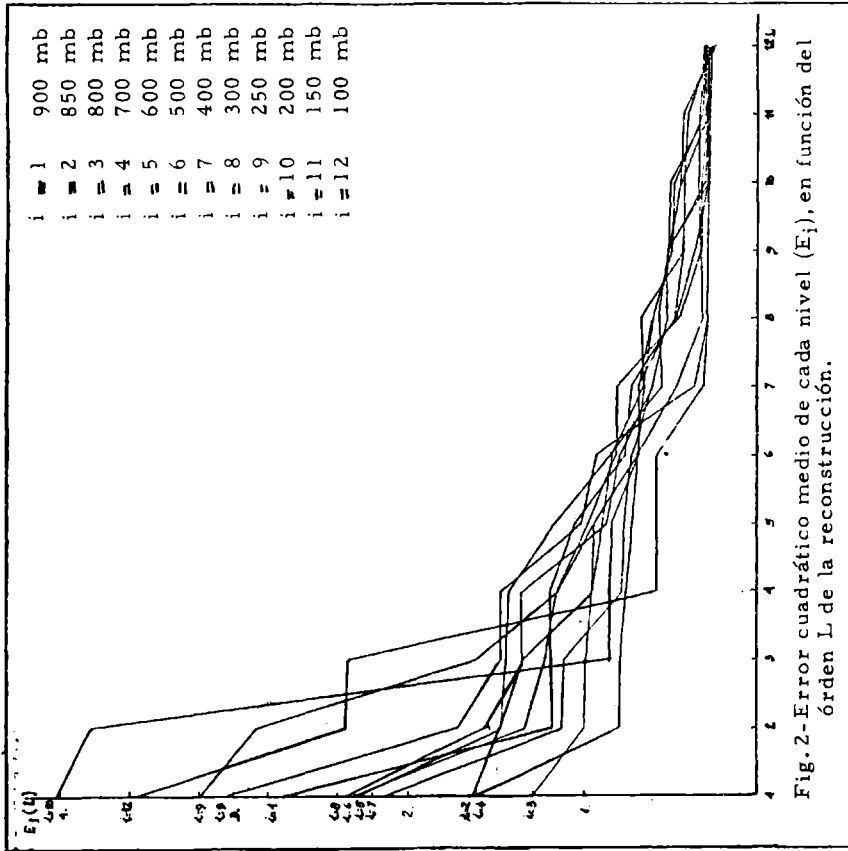


Fig. 2.-Error cuadrático medio de cada nivel (E_j), en función del orden L de la reconstrucción.

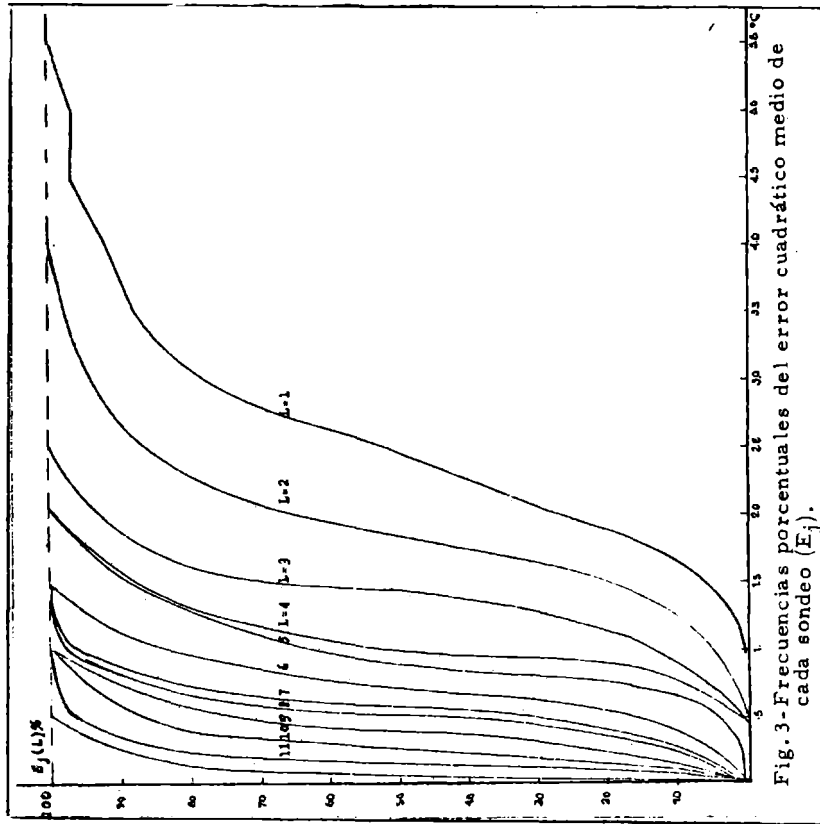


Fig. 3-Frecuencias porcentuales del error cuadrático medio de cada sonda (E_j).

EL METODO GRAVIMETRICO INVERSO UTILIZANDO
ANOMALIAS DE GRADIENTES VERTICALES DE GRAVEDAD

Antonio Introcaso y Eduardo Huerta
Instituto de Física de Rosario
Consejo Nacional de Investigaciones Científicas
y Técnicas
República Argentina

RESUMEN

Se propone un método que permite resolver el problema gravimétrico inverso, utilizando anomalías de gradientes verticales de gravedad $\partial g / \partial z$. Se analizan también sus condicionamientos.

ABSTRACT

A method for resolving the gravimetric inverse problem, using anomalies of vertical gradient of gravity $\partial g / \partial z$ is proposed. It's conditionalities are analyzed.

INTRODUCCION

El uso de gradientes horizontales de gravedad, $\partial g/\partial z$, para exploración de trampas estratigráficas ha sido analizado por Hammer y Anzoelaga (1975) recomendando su empleo. Por otra parte los gradientes verticales de gravedad, $\partial g/\partial z$, han tomado ultimamente renovado interés por el avance del instrumental y de las técnicas de medición. No obstante que existe una tendencia significativa al uso de $\partial g/\partial z$, diversas y fundamentales críticas determinan que seamos cuidadosos respecto del uso indiscriminado de ellos.

Así por un lado Zbigniew J Fajklewicz (1976) enfatiza sobre el hecho que las anomalías de gradientes verticales de "g" pueden proporcionar valores grandes. Esto puede analizarse, por ejemplo, a través del máximo gradiente que puede ser usado para un cuerpo simple. El correspondiente a una estación ubicada sobre la esfera, en la vertical de su centro.

$$\partial g/\partial z = 559 \sqrt{E^2} \quad (1) \quad \text{donde:} \quad \begin{array}{l} E^2 : \text{Eötvös} \\ \sqrt{\quad} : \text{densidad} \\ \quad \quad \quad \text{diferencial} \end{array}$$

Si la densidad diferencial $\sqrt{\quad}$ entre la esfera y las masas encajantes es del orden de 1 a 2 gr/cc. el valor del gradiente es grande, y susceptible de ser medido. Sin embargo Hammer (1979, 1981) destaca que las anomalías de $\partial g/\partial z$ provocadas por cuerpos subsuperficiales serán raramente mayores de un pequeño porcentaje del gradiente vertical normal. Así, si siguiendo el mencionado investigador tomamos una densidad diferencial de

± 0.25 gr/cc. que parece bastante adecuada y reemplazamos en (1)

$\partial g/\partial z = 140 E^\circ$. Este valor es inferior al 5 % del gradiente vertical normal.

Si siguiendo al mismo autor digamos que los pequeños valores de anomalías de ($\partial g/\partial z$) exigen mediciones de muy alta precisión y de utilizarse torres para la medida de gradientes verticales, esta técnica debe limitarse a estudios que involucren gradientes muy grandes.

Para tener una idea del orden de estas anomalías señalemos que Fajklewics (1976) informa gradientes verticales de "g" de 50 a 150 E° sobre cavidades.

Creemos, no obstante, que los estudios de $(\partial g / \partial z)$ merecen ser impulsados atendiendo, claro está, a las consideraciones previas. Los gradientes verticales de "g" han sido tratados en la literatura extensamente. Así Evjen (1936) sugirió prolongar el campo de gravedad a profundidad "h" utilizando tanto la gravedad "g" como el gradiente vertical $(\partial g / \partial z)$, medidos sobre la superficie topográfica y agregó que el gradiente vertical normal (provocado obviamente por la curvatura terrestre) es de 0,3086 mgal/m y deberíamos estar preparados para medir variaciones del orden de 10^{-4} de este valor normal. Luego Baranov (1952) y Baranov y Tassencourt (1953) se ocuparon de los gradientes verticales de "g", su cálculo y sus errores.

Sobre técnicas de medición (incluyendo el uso de torres en algunos casos), órdenes de precisión, etc. podemos citar además de Hammer (1979, 81), Kumagai y colaboradores (1960), T. Bornemisza (1970), Ager y Liard (1981) entre otros.

El interés inicial sobre la utilización de gradientes verticales de "g" descansaba en un concepto simple: ellos enfatizan las respuestas de las estructuras someras sobre las profundas. Hoy el campo de utilización se ha ampliado considerablemente y además de tratar de detectar pequeñas estructuras geológicas y formas antropogénicas (Fajklewicz 1976, Kumagai et al 1960), se emplean para estudios de alteraciones de rocas causadas por exploración de minas, extracción de aguas subterráneas, licuefacción de suelos luego de terremotos, detección de cavidades, conductos subterráneos (Túneles), fundaciones en ingeniería, etc.

En la Argentina, el Instituto Sismológico Zonda en conjunto con la Facultad de Ingeniería de Rosario (1978) y luego Volponi y colaboradores (1981, 82) midieron gradientes verticales de gravedad en distintas estaciones que atraviesan el rumbo de la falla muy probablemente vinculada al sismo del 23/11/77 de Cauçete. Se encontraron valores fuertemente anómalos que fueron involucrados en la interpretación de movimientos verticales mediante remediciones de gravedad y nivelaciones (Volponi y colaboradores, 1982).

El presente trabajo fué preparado atendiendo también a la circunstancia de cuantificar los estudios mencionados y futuros

que incluyen gradientes verticales de "g".

Se prepararon dos programas, uno para el método directo de cálculo de gradientes y el otro para el método inverso utilizando paralelepípedos bidimensionales y siguiendo los mismos condicionamientos que los de un trabajo previo (Introcaso Huer_{ta}, 1982)

Planteo del Problema

En el presente trabajo se desarrolla un programa escrito en lenguaje Basic para la microcomputadora Texas TI-99/4A para la resolución del problema gravimétrico inverso en el caso de modelos constituidos por paralelepípedos bidimensionales de sección vertical rectangular a partir de gradientes verticales de gravedad.

Se establecen las siguientes hipótesis simplificativas:

- * Se fija la densidad ($\delta = \text{cte.}$) de los bloques bidimensionales.
- * Se fija el ancho ($a = \text{cte.}$) de los bloques bidimensionales.
- * Se fija la profundidad ($h_1 = \text{cte.}$) del techo (ó del fondo) de los bloques bidimensionales.
- * Las estaciones se ubican en la vertical del centro de cada estación.

Consecuentemente el problema se reduce a encontrar las soluciones del siguiente sistema de ecuaciones:

$$\frac{\partial \Delta P_j}{\partial h} \sum_{i=1}^n \frac{\partial g P_j}{\partial h} (\Delta h_i) \quad i=1,2,\dots,n \quad j=1,2,\dots,n \quad (1)$$

donde:

$$\frac{\partial g P_j}{\partial h} (\Delta h_i) = 2G\delta \left\{ \begin{aligned} & \text{arc tg } \frac{\epsilon(i,j)a}{h_1+c_j} - \text{arc tg } \frac{\epsilon(i,j)a}{h_1+c_j+\Delta h_i} \\ & + \text{arc tg } \frac{\epsilon(i,j)a+a}{h_1+c_j+\Delta h_i} - \text{arc tg } \frac{\epsilon(i,j)a+a}{h_1+c_j} \end{aligned} \right\}$$

siendo:

$$\epsilon(i,j) = i-j - \frac{1}{2}$$

h_1 : profundidad del techo (ó del fondo) respecto del nivel del mar.

- a : ancho de los bloques bidimensionales.
 c_j : cota de las estaciones respecto del nivel del mar.
 Δh_i : espesor de los bloques.
 δ : contraste de densidad.
 n : número de bloques o de estaciones gravimétricas.
 $\frac{\partial g_{P_j}}{\partial h}(\Delta h_i)$: gradiente anómalo provocado por el bloque de espesor Δh_i sobre P_j .
 $\frac{\partial \Delta P_j}{\partial h}$: gradiente anómalo observado sobre el punto P_j .

Dado que el sistema (1) es no lineal se linealiza utilizando la fórmula de Taylor.

$$\text{Tomando } \Delta h_i = \Delta h_i^0 + H_i \quad i = 1, 2, \dots, n$$

donde : $\Delta h_i^0 \quad i = 1, 2, \dots, n$ son los valores iniciales para las incógnitas.

Resulta el siguiente sistema lineal en :

$$\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial g_{P_j}^2}{\partial \Delta h_i^2} \right) H_i = \frac{\partial \Delta P_j}{\partial h} - \sum_{i=1}^n \frac{\partial g_{P_j}}{\partial h}(\Delta h_i^0) \quad j = 1, 2, \dots, n$$

siendo:

$$\frac{\partial g_{P_j}^2}{\partial \Delta h_i^2} = 2G\delta \left\{ \frac{\epsilon a}{(h_i + c_j + \Delta h_i)^2 + (\epsilon a)^2} - \frac{\epsilon a + a}{(h_i - c_j + \Delta h_i)^2 + (\epsilon a + a)^2} \right\}$$

Calculadas las raíces de (2) se pueden determinar iterativamente las soluciones de (1) con una aproximación prefijada.

El programa se desarrolla según el diagrama de flujo de la Fig. 1. Este programa permite resolver hasta un sistema de ecuaciones de 30 por 30.

Se han calculado numerosos ejemplos teóricos, encontrándose que, en caso que el modelo inicial arroje residuos significativos, se pueden producir problemas de divergencia, lo que exige redimensionar el modelo inicial a partir de los residuos observados. La figura 2 muestra un ejemplo.

CONCLUSIONES

Han transcurrido más de 45 años desde que Evjen (1936) señaló la necesidad de medir $\partial g / \partial z$ con precisiones de 10^{-4} del valor normal. En los últimos años se han desarrollado

gravímetros especiales de alta sensibilidad y ha habido un avance, aunque no suficientemente significativo, en la metodología de la medición de $\partial g/\partial z$ en torres, no obstante las propias características de los gradientes verticales de "g" hacen que las posibilidades que se desprenden de los estudios analíticos queden fuertemente condicionadas tanto a la forma, densidad diferencial y profundidad de las estructuras anómalas, como a la precisión de las mediciones y a la alta depuración exigida en el cálculo de anomalías de gradientes verticales de "g".

La presente contribución permite resolver el problema inverso en gravimetría a través de la curva de respuesta de anomalías de gradientes verticales de gravedad y si bien es rigurosa analíticamente no escapa a los condicionamientos apuntados.

BIBLIOGRAFIA

- Ager Ch. - Liard J., 1982. Vertical gravity gradient surveys: Fiel result and interpretation in British Columbia Canada. Geophysics Vol. 47 N° 6 p.p. 919-925.
- Baranov V., 1953: Calcul du gradient vertical du champ de gravite ou du champ magnetique mesure a la surface du sol Geophysics Prosp. Vol. 1/3 p.p. 171-191.
- Baranov V.- Tassencourt J., 1954: Some remarks on the errors in the calculation of the vertical gradient of gravity. Geophysics Prosp. Vol. 2 p.p. 285-289.
- Evjen H.M., 1936: The place of the vertical gradient in gravitational interpretations. Geophysics Vol. 1 p.p. 127-136.
- Fajklewicz Z., 1976: Gravity vertical gradient measurements results for the detection of small geologic and anthropogenic forms. Geophysics Vol. 41 N° 5 p.p. 1016-1030.
- Hammer S. - Anzoelaga R., 1975: Exploring for stratigraphic traps with gravity gradients. Geophysics Vol. 40 N° 2 p.p. 256-268.
- Hammer S., 1979: Relative precision of vertical and horizontal gravity gradients measured by gravimeter. Geophysics. Vol 44 N° 1 p.p. 99-101.
- Hammer S., 1981: Magnitude of anomalies in the vertical gradient of gravity. Geophysics Vol. 46 N° 11 p.p. 1609-1610.

- Introcaso - Huerta, 1981: Determinación de la configuración del basamento mediante el método gravimétrico inverso adaptado a una calculadora programable. VIII Congreso Geológico Argentino - Actas II. p.p. 341-347.
- Kumagai N. -Abe E. - Yoshisura Y., 1960: Measurement of vertical gradient of gravity and its significance. *Bolli di Geof. Teor. ed Appl.* Vol. 2 N° 8 p.p. 607-630.
- Thyssen Bornemisza S., 1970: Instrumental arrangement to measure gravity with gradients. *Geophysics* Vol. 35 N°4 p.p. 713-715.
- Volponi F. - Sisterna J. - Robles J., 1982: Orogenia: Fuerzas gravitacionales y Fuerzas Tectónicas. V Congreso latinoamericano de Geología. Actas III p.p. 719-730.

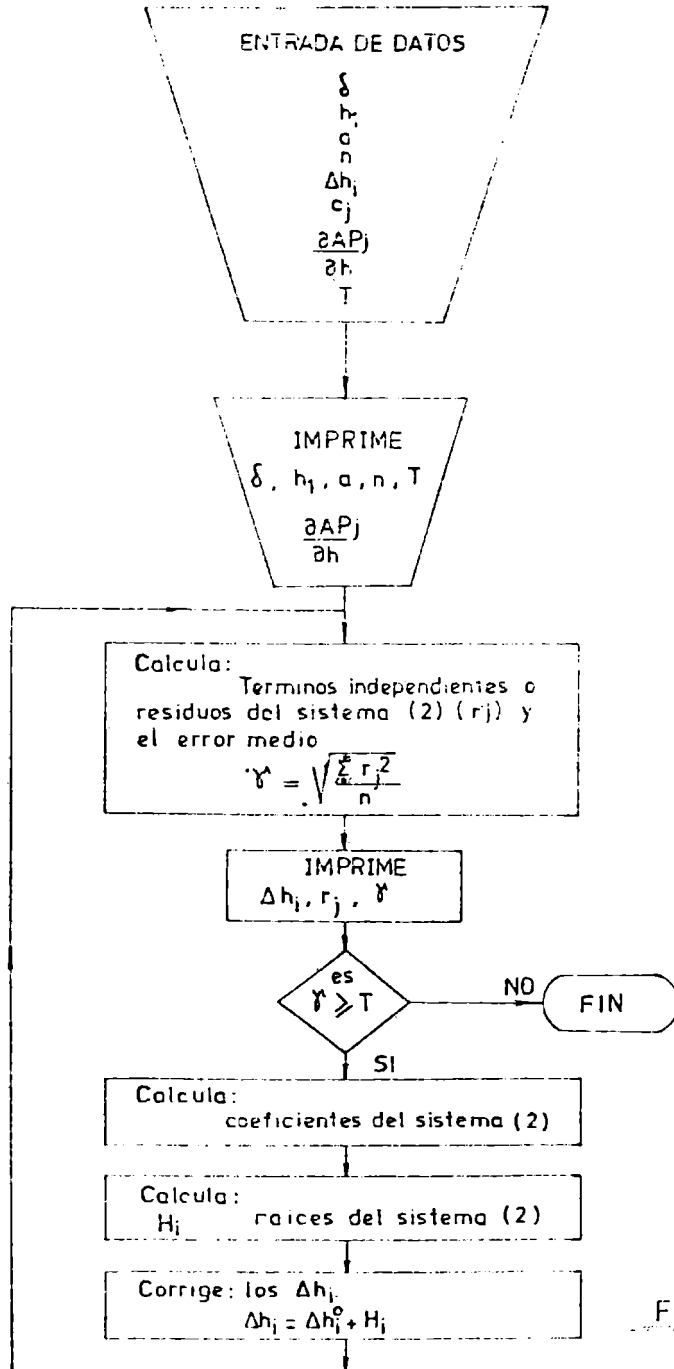


FIG. 1

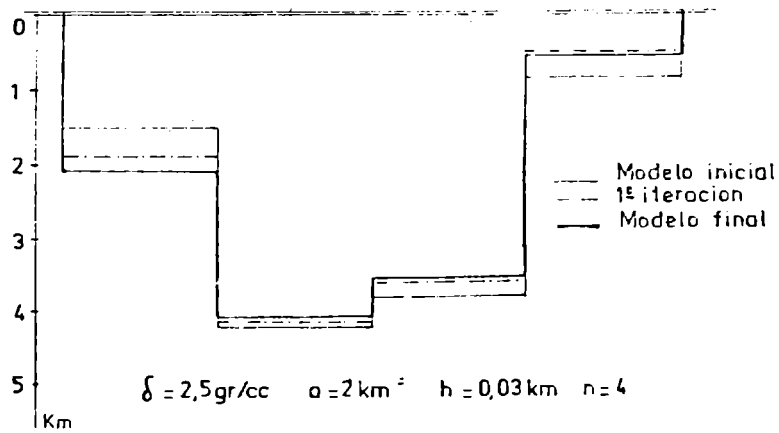
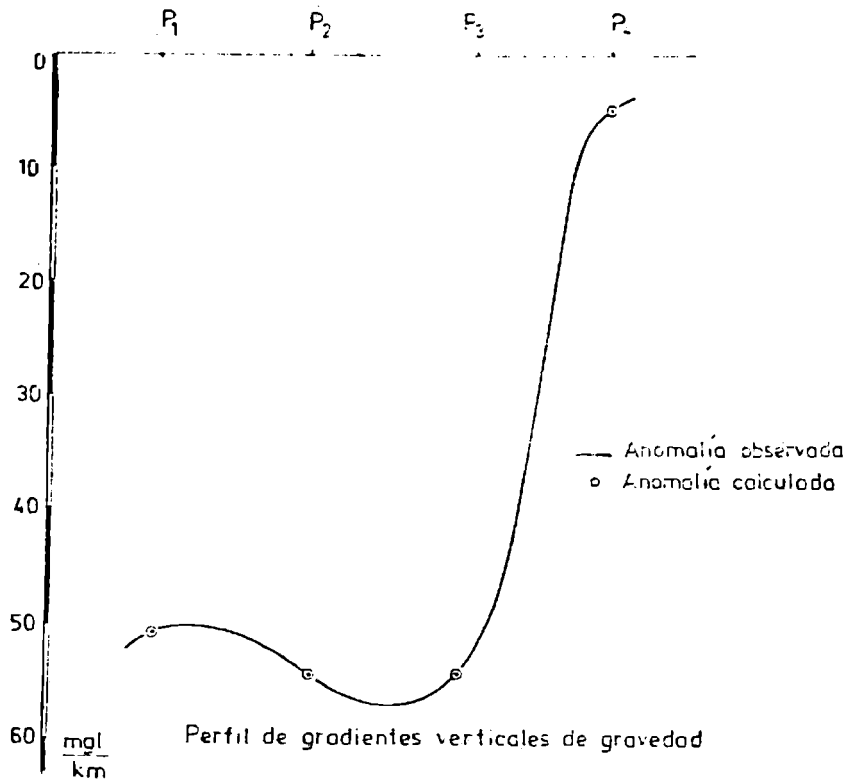


FIG. 2 Modelo obtenido a partir de los gradientes verticales de gravedad

DETERMINACION DE LA PROFUNDIDAD DE LA CAPA NO CONDUCTORA EN NIGERIA Y AFRICA CENTRAL

S. Duhau^{*} y A.M. Osella

Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Universidad de Buenos Aires

RESUMEN

Se representa el sistema de corrientes ionosféricas usando un modelo similar al hallado para la zona ecuatorial peruana, ajustando sus parámetros de modo tal que la componente horizontal del campo producido por dicho sistema en la superficie terrestre reproduzca la parte externa de la componente horizontal de las variaciones geomagnéticas diarias (v.g.d.) medidas.

Utilizando un modelo de conductividad sencillo, introducido en el trabajo previo, se calcula la componente horizontal del campo inducido por dicho sistema y se ajusta el parámetro p , profundidad de la capa no conductora, de modo de reproducir la parte interna de la componente horizontal de las v.g.d.. Para probar la validez del modelo propuesto, se calcula la componente vertical del campo producido por el sistema de corrientes y la del campo inducido con el valor de p hallado, y se lo compara con las partes externa e interna, respectivamente, de la componente vertical de las v.g.d.. La metodología descrita se aplica a las v.g.d. observadas en Nigeria y Africa Central.

ABSTRACT

The ionospheric current system is represented by a model similar to the one used at the Peruvian dip equator and its parameters are obtained by fitting the horizontal component of the magnetic field produced at ground by that current system with the external part of the measured geomagnetic daily variations (g.d.v.)

The horizontal component of the induced field is computed using a simple model for the distribution of the earth conductivity, which parameter p , the depth of the non-conducting layer, is obtained by fitting this field to the internal part of the horizontal component of the g.d.v..

To test the validity of the proposed model, the vertical components of the field produced by the current system and the field induced with the value of p found here are computed and compared with the external and internal parts, respectively, of the vertical component of the g.d.v..

This methodology is applied, in the present work, to the g.d.v. measured in Nigeria and Central Africa.

* Miembro del CONICET

1. INTRODUCCION

La profundidad de la capa no conductora puede ser estimada a partir del análisis de las variaciones geomagnéticas diarias (v.g.d.) y del sistema de corrientes ionosféricas.

En la zona ecuatorial Africana, las v.g.d. fueron medidas por Ogbuehi y Onwumechilli (ver Onwumechilli, 1967) en Nigeria y por Fambitakoye (1973) en Africa Central, pero se desconocen las corrientes ionosféricas en ambas zonas, ya que éstas aún no han sido medidas. En un trabajo previo (Duhau y Osella, 1983) las autoras introdujeron un método para inferir el sistema de corrientes a partir de las v.g.d., que fue aplicado a la zona ecuatorial peruana, donde se pudo comprobar su validez por estar medidas simultáneamente las v.g.d. y las corrientes ionosféricas. Por lo tanto, en el presente trabajo se aplicará este método para inferir el sistema de corrientes en Nigeria y en Africa Central. Con el sistema de corrientes así obtenido y las v.g.d. previamente separadas en sus partes de origen externo e interno, se determinará la profundidad de la capa no conductora, siguiendo el procedimiento aplicado en la zona peruana (Osella, 1983) y se compararon los resultados obtenidos en las distintas zonas.

2. SEPARACION DE LAS V.G.D. Y OBTENCION DEL SISTEMA DE CORRIENTES

2.1. Descripción del método utilizado

Las v.g.d. se pueden separar en sus partes de origen externo e interno, sin hacer ninguna hipótesis previa sobre el campo inducido, usando el método propuesto por Siebert y Kertz (1957), con el cual se separa cada componente, siempre que se pueda calcular previamente la transformada de Hilbert de la otra, con suficiente precisión. Este problema fue analizado por las autoras en un trabajo previo (Duhau y Osella, 1982), y se probó que, en zonas ecuatoriales, se puede aplicar la transformada de Hilbert a la componente vertical, Z , pero no a la horizontal, H . Por lo tanto este método se va a aplicar para separar la componente horizontal en sus partes de origen externo, H_e , e interno, H_i , que están dadas por (Siebert y Kertz, 1957):

$$H_e(x) = \frac{1}{2} \{H(x) + KZ(x)\} \quad (1a)$$

$$H_i(x) = \frac{1}{2} \{H(x) - KZ(x)\} \quad (1b)$$

$$\text{con} \quad KZ(x) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Z(x')}{x-x'} dx' \quad (2)$$

El sistema de ejes usados es una terna cartesiana con x positivo hacia el norte, y positivo hacia el este y z positivo hacia abajo.

Una vez separado H, se determina el sistema de corrientes. En la zona ecuatorial, el sistema de corrientes ionosféricas tiene dos contribuciones: una extensa (planetaria), J_e^P , y una localizada (electrochorro), J_e^J , que circulan a una altura $h = 107$ km (Davis y otros) y que se pueden representar por (Duhau y Osella, 1983):

$$J_e^P = C e^{-kz} \cos\{k(x-x_0)\} + B \tag{3a}$$

$$J_e^J = \begin{cases} J_0 \left\{ 1 - \frac{(x-x_j)^2}{D^2} \right\} \delta(z+h) \hat{y} & -D+x_j < x < D+x_j \\ 0 & -D+x_j > x \text{ ó } x > D+x_j \end{cases} \tag{3b}$$

Los valores de los parámetros C, B, J_0 , k, D, x_0 y x_j se determinan calculando primero la componente horizontal del campo producido por estas corrientes y luego ajustando, por cuadrados mínimos, a la parte externa de la componente horizontal de las v.g.d. previamente obtenida.

Con el sistema de corrientes así obtenido, se calcula la componente vertical del campo que produce, Z_e , y restándolo de la componente vertical del campo total, Z, se obtiene la parte interna, Z_i .

2.2. Aplicación del método en Nigeria y en Africa Central

En Nigeria, las v.g.d. fueron medidas en una cadena de once estaciones cubriendo el intervalo (-450km, 450km) alrededor del ecuador magnético, por Ogbuehi y Onwumechilli (ver Onwumechilli, 1967). En Africa Central, fueron medidas por Fambitakoye (1973) en una cadena de nueve estaciones cubriendo el intervalo (22°48'N, -0.4°23'S) alrededor del ecuador magnético. Los perfiles resultantes se muestran en la figura 1. Todos los datos se han normalizado, de modo de dar 100 nT a 140 km al norte del ecuador magnético.

Aplicando el método descrito en la sección anterior, se separaron las dos componentes de las v.g.d. en sus partes externa e interna y se obtuvo el sistema de corrientes, en ambas zonas.

Para los parámetros definidos en las ec. (3a) y (3b) se obtuvieron los siguientes valores:

	C Am/m	B Am/m	J_0 Am/m	K (km^{-1})	D (km)	x_0 (km)	x_j (km)
Nigeria	0.0299	0.0087	.134	7.6×10^{-4}	390	-200	0
A. Central	0.0302	0.0240	.109	7.6×10^{-4}	350	-700	40

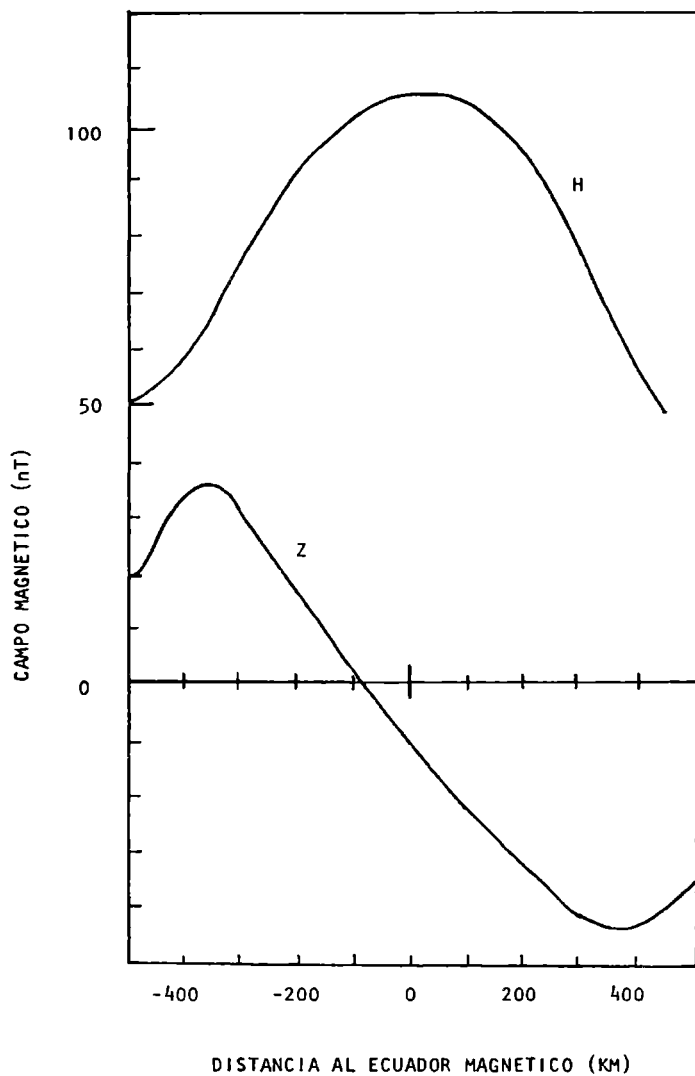


FIGURA 1a

Las v.g.d. medidas en Nigeria por Ogbuehi y Onwumechilli (ver Onwumechilli, 1967) normalizadas para dar 100 nT a 140 km al norte del ecuador

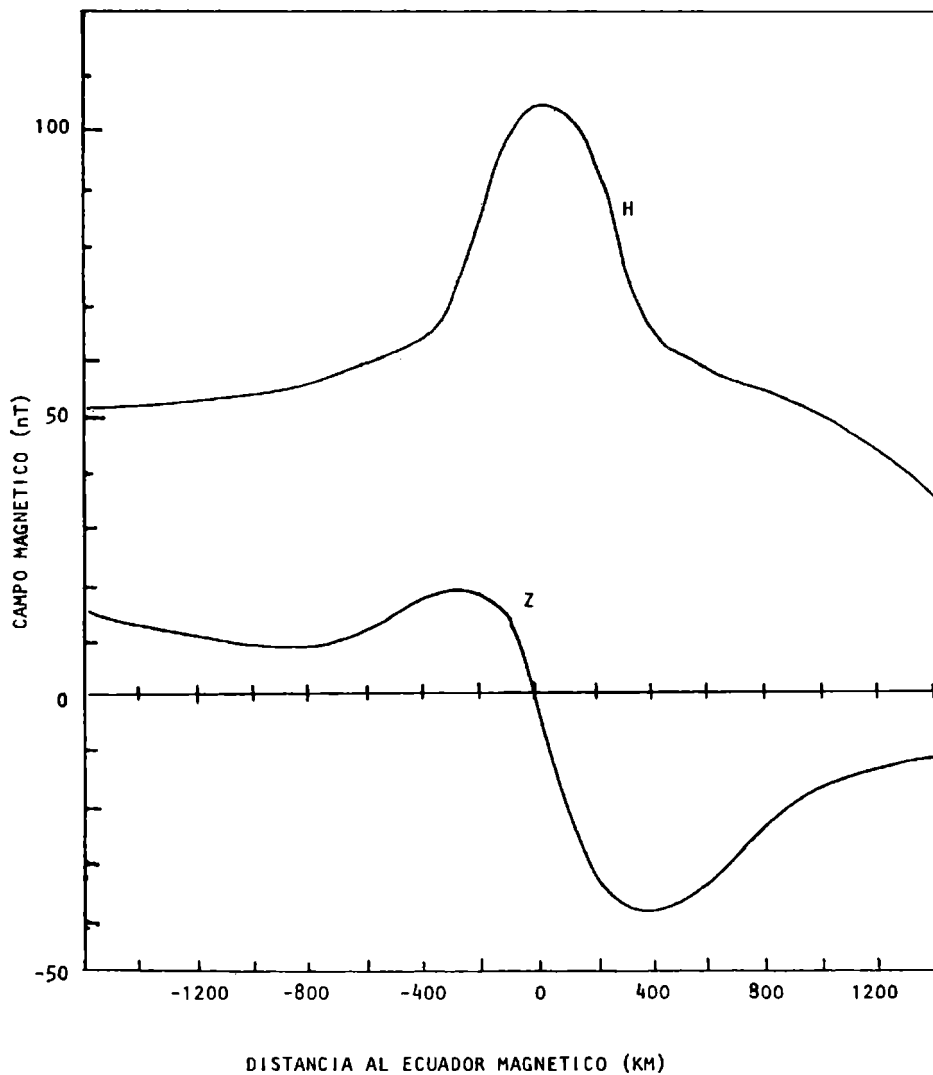


FIGURA 1b

Las v.g.d. medidas por Fambitakoye (1973) en Africa Central, normalizadas para dar 100 nT a 140 km del ecuador magnético.

La Figura 2 muestra la parte interna de las componentes horizontal y vertical obtenida en Nigeria (Fig 2a) y en Africa Central (Fig 2b).

3. ANALISIS DE LA PARTE INTERNA

En zonas donde no hay discontinuidades en la profundidad de la capa no conductora, es posible calcular el campo inducido por el sistema de corrientes hallado previamente, suponiendo un modelo simple consistente en una capa no conductora hasta una profundidad p y un semiespacio perfectamente conductor debajo de ésta. El campo inducido resultante frente a esta configuración depende de un único parámetro, p , (Osella, 1993) cuyo valor se obtiene ajustando, por cuadrados mínimos, dicho campo con la parte interna de la v.g.d.. Como la componente horizontal está menos afectada por anomalías locales de la conductividad se usará sólo esta componente para determinar p .

3.1. Nigeria

Analizando la parte interna de las v.g.d. (Fig 2a) no resulta aparente la existencia de una discontinuidad en p al norte del ecuador magnético. Por lo tanto, el modelo previamente descrito se aplicó en el intervalo (-100 km, 400 km), obteniéndose un valor de $p = (500 \pm 30)$ km. Con este valor de p se calculó la componente vertical del campo inducido. La Figura 3 muestra la parte interna de las v.g.d. y el campo inducido con el valor de p hallado, para las componentes horizontal (Fig 3a) y vertical (3b). Se puede ver que ambas componentes ajustan muy bien al norte y que la notable anomalía en el sur se ve claramente en ambas componentes, lo cual implica la presencia de una discontinuidad latitudinal en p , ya que si esta fuera paralela al perfil medido, no se detectaría en la componente horizontal.

3.2. Africa Central

Un análisis cualitativo de la parte interna de las v.g.d. (Fig 2b) muestra claramente una diferencia en la profundidad de la capa no conductora que parece mantenerse constante en los intervalos (-1200 km, -400 km) y (600 km, 1200 km). Por lo tanto se aplicó el modelo descrito en estas dos zonas.

En el intervalo al norte del ecuador magnético se consiguió un buen ajuste con $p=500 \pm 50$ km, mientras que en el sur el ajuste no es tan bueno y parecería que dentro de ese intervalo la profundidad de la capa no conductora aumentaría suavemente hacia el sur, teniendo una profundidad promedio igual al doble de la que tiene al norte (Fig. 4). Existe, por lo tanto, un fuerte gradiente en p localizado en el intervalo (-400 km, 600 km) alrededor del ecuador magnético.

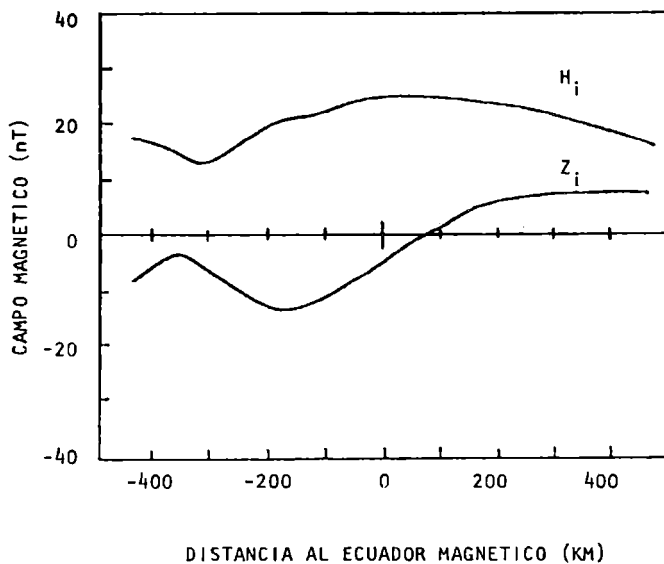


FIGURA 2a

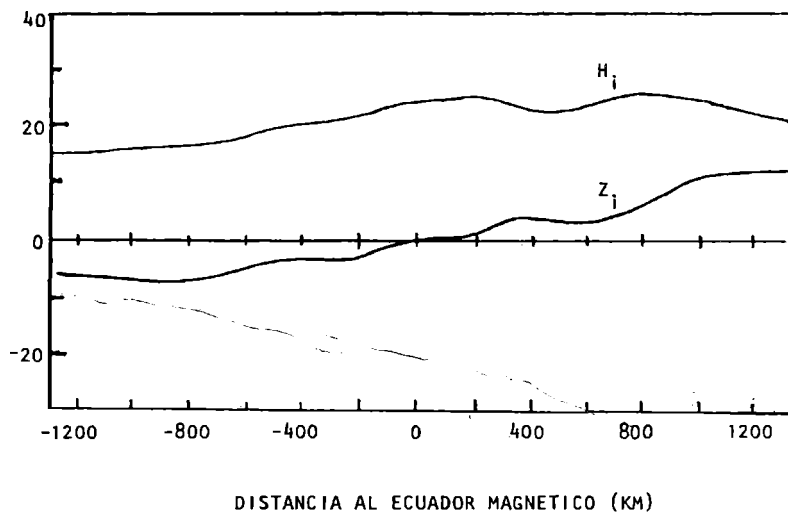


FIGURA 2b

Parte interna de las componentes horizontal (H_i) y vertical (Z_i) de las v.g.d. obtenidas en Nigeria (Fig. 2a) y Africa Central (Fig. 2b)

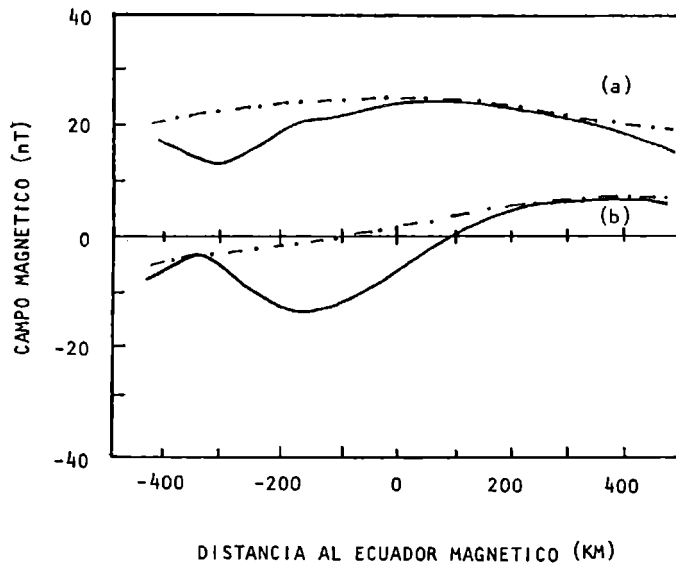


FIGURA 3

Parte interna de las v.g.d. (línea llena) y el campo inducido con $p = 500$ km (raya-punto) para las componentes horizontal (a) y vertical (b), en Nigeria.

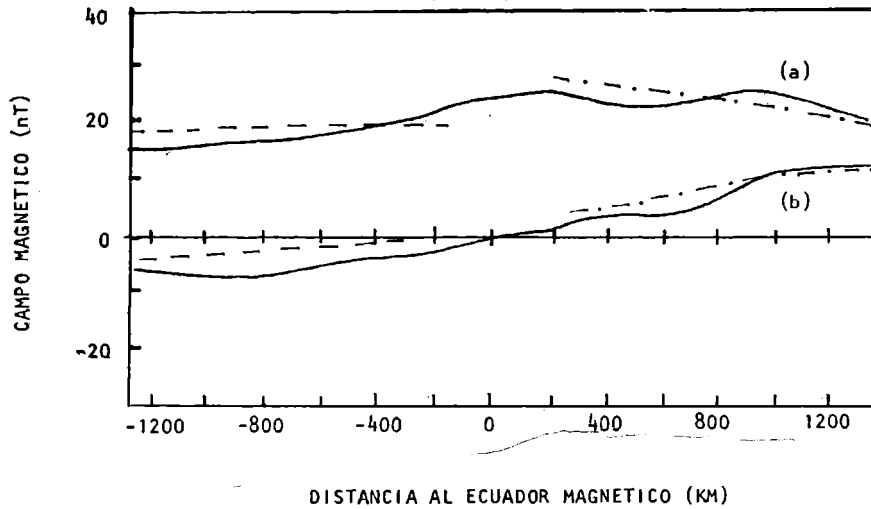


FIGURA 4

Parte interna de las v.g.d. (línea llena) y el campo inducido con $p = 500$ km (punto-rama) y $p = 1000$ km (rama) para las componentes horizontal (a) y vertical (b), en Africa Central.

4. DISCUSION DE LOS RESULTADOS

La figura 5 muestra la ubicación de las cadenas usadas por Ogbuehi y Onwumechilli y por Fambitakoye.

Nótese que en ambas zonas se obtuvo que al norte, la profundidad de la capa no conductora permanece constante y aproximadamente igual a 500 km.

En el sur en cambio, no se logró un buen ajuste en Africa Central, mientras que en Nigeria, donde la cadena es mucho menos extensa se manifiesta, en forma clara, la presencia de una anomalía que podría estar extendida hacia el sur.

Esto permite concluir que, en la zona ecuatorial africana, el manto se encuentra a una profundidad relativamente constante al norte, con un valor medio de 500 km, y que aumenta progresivamente, hacia el sur del ecuador, llegando a duplicarse la profundidad que tiene al norte.

BIBLIOGRAFIA

- Duhau, S. y Osella, A.M., 1982: A correlation between measured E-region current and geomagnetic daily variation at equatorial latitudes; *J. Geomag. Geoelec.*, 34, 23.
- Duhau, S. y Osella, A.M., 1983: Estudio de la anomalía en la conductividad terrestre en la zona ecuatorial peruana I. Análisis del sistema de corrientes ionosféricas; *Geoacta*, XII (1)
- Fambitakoye, O., 1973: Effects induits par l'electrojet equatorial au centre de l'Afrique; *Ann. Geophys.* 29, 149.
- Onwumechilli, A., 1967: Physics of geomagnetic phenomena; Editado por Matsushita and Campbell, Vol. 1, pp. 426.
- Osella, A.M., 1983: Estudio de la anomalía en la conductividad terrestre en la zona ecuatorial peruana. II. Determinación de la profundidad de la capa no conductora; *Geoacta*, XII(1)
- Siebert, M. y Kerts, W., 1957: Zur Zerlegung eines lojaken erdmagnetischen Feldes in ausseren und inneren Anteil; *Narch. Akad. Wiss. Gottinger, Math-Physik kl*, N°5.

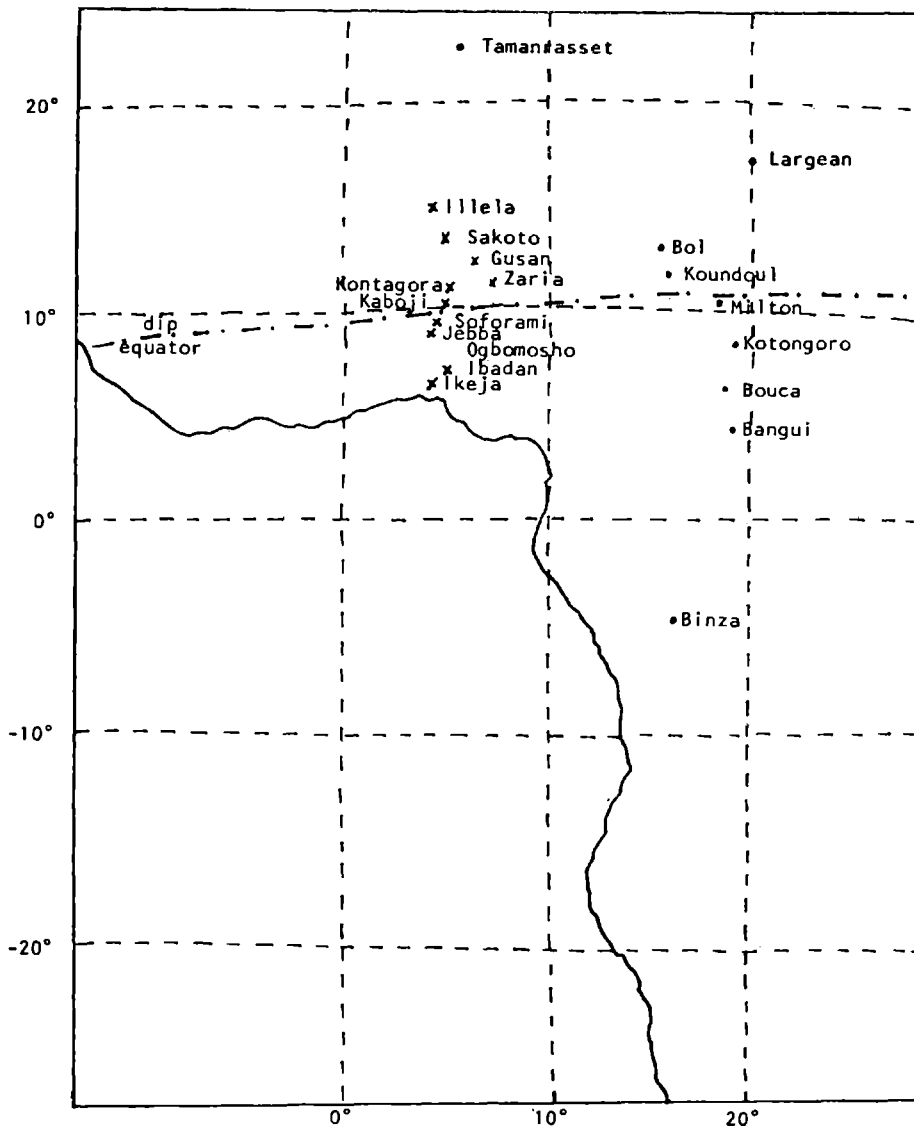


FIGURA 5

Ubicación de las estaciones usadas por Ogbuehi y Onwumechilli (ver Onwumechilli, 1967) (cruces) y por Fambitakoye (1973) (puntos)

ESTUDIO DE LA AMPLIFICACION DEL ELECTROCHORRO ECUATORIAL

S. Duhau^{*} y A. Osella

Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Universidad de Buenos Aires

RESUMEN

Las diferencias de velocidad de fase este-oeste de irregularidades en la región E medidas con radar por otros autores indica la existencia de inhomogeneidades longitudinales en el electrochorro ecuatorial cuyas características sugieren como causa un factor geográfico. En el presente trabajo se agrega a la citada evidencia la aportada por las variaciones geomagnéticas diarias (v.g.d.) según trabajos previos de las autoras. Se analizan los sistemas de corrientes ionosféricas hallados en la zona ecuatorial peruana, nigeriana y de Africa Central a partir de la parte externa de las v.g.d. y se las correlaciona con inhomogeneidades laterales del manto superior halladas a partir de la parte interna de dichas variaciones.

Se correlaciona la intensidad de la corriente con los rasgos tectónicos básicos de América del Sur y Africa encontrándose una fuerte evidencia a favor de un factor geográfico como la causa de las inhomogeneidades del electrochorro, estando este factor geográfico vinculado a variaciones laterales en la profundidad del manto superior.

ABSTRACT

The phase velocity of E-region irregularities measured with radar by other authors indicate the existence of longitudinal inhomogeneities in the equatorial electrojet whose characteristics suggest that they are caused by a geographical factor. In the present work further evidence is added from the daily geomagnetic variations (d.g.v.) according to previous works by the authors. The ionospheric current systems in the Peruvian, Nigerian and Central African equatorial regions are analyzed using the external part of the d.g.v. and they are correlated with lateral inhomogeneities of the upper mantle found from the internal part of those variations.

The intensity of the current is correlated with the basic tectonic features of South America and Africa, and strong evidence is found in support of a geographical factor as the cause of the electrojet inhomogeneities; this geographical factor is linked to lateral variations in the depth of the upper mantle.

* Miembro del CONICET

1. INTRODUCCION

La corriente del electrochorro, deducida de las velocidades de fase de irregularidades en la región E medidas con el radar de dispersión, muestra en algunos casos, y contrariamente a lo esperado, grandes variaciones en la dirección este-oeste (Balsley 1969 Crochet y otros, 1976). Como una de las causas más probables de este fenómeno, Balsley (1969) propuso la influencia de factores geográficos.

Perfiles norte-sur de la corriente integrada en el electrochorro han sido obtenidos recientemente, a partir del análisis de la parte externa de las variaciones geomagnéticas diarias (v.g.d.), por Duhau y Osella (1982, 1983 a y b) y Osella y Duhau (1983). Estos perfiles aportan evidencias adicionales acerca del fenómeno señalado por Balsley (1969), puesto que corresponden a zonas próximas a las que se hallan ubicados los radares y para ellos se ha estudiado también la parte interna de las v.g.d. lo cual da información acerca de la estructura de conductividad de la tierra.

Por lo tanto, en el presente trabajo se sintetizan y discuten tanto los resultados de radar como los obtenidos de las v.g.d. y luego se los correlaciona con un mapa tectónico simple de Africa y América Central, que son las zonas donde se han obtenido ambos tipos de datos.

2. LA VELOCIDAD DE FASE DE IRREGULARIDADES EN LA REGION E.

La velocidad de fase, V_f , de las irregularidades se deduce de la frecuencia Doppler de los ecos de radar mediante un análisis espectral de potencia. La velocidad de los electrones V_e , puede obtenerse de la V_f de las inestabilidades de campo normal mediante la relación (Rogister y D'Angelo, 1970):

$$V_e = V_f \left(1 + \frac{v_e v_i}{\Omega_e \Omega_i} \right) \quad (1)$$

donde v_e , v_i y Ω_e , Ω_i son las frecuencias de colisión y de ciclotrón de los electrones e iones respectivamente.

La V_f obtenida por el radar corresponde a un promedio en alturas, a lo largo de una distancia de aproximadamente 5 km alrededor del máximo de corriente del electrochorro, por lo que prácticamente es una medida de la V_f allí (Balsley, 1969).

En la región E, a esas alturas ((107±3) km) la movilidad de los iones es mucho menor que la de los electrones (ver p.e. Rishbeth y Garriott, 1969) de manera que la densidad de corriente, \vec{j} , vale:

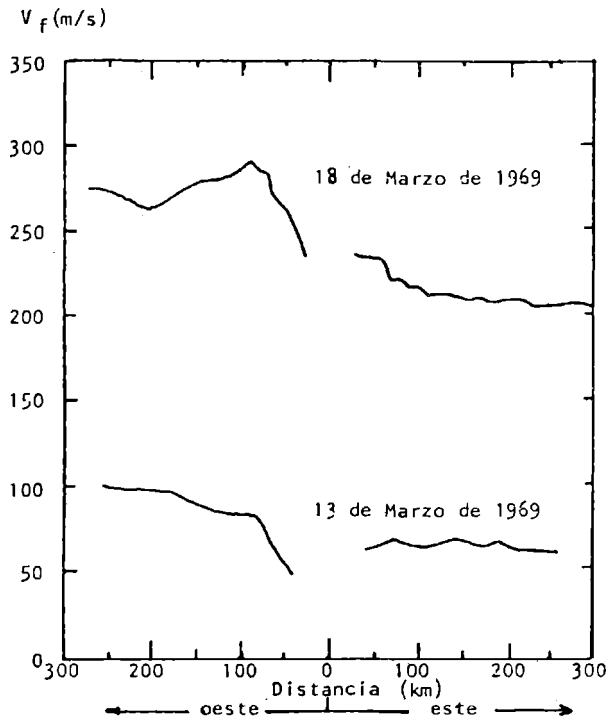


FIGURA 1

La velocidad de deriva horizontal de los electrones, V_e , obtenida por Balsley (1969) en el radar de Jicamarca (J), en función de la distancia al observatorio

$$\vec{j} = e n_e \vec{V}_e \quad (2)$$

donde e es la carga del electrón y n_e es la densidad numérica de los electrones.

Nótese que según (1) y (2), j resulta proporcional a V_f siempre y cuando n_e se mantenga constante. Como en la región E existe equilibrio físico-químico durante las horas diurnas, es muy probable que el fenómeno que se estudia en el presente trabajo, cuyo origen es dinámico, no afecte esta variable de forma que, para el mismo, sea efectivamente V_f una medida de j .

Durante las horas cercanas al mediodía la intensidad de la corriente del electrochorro debería ser uniforme en la dirección este-oeste, sin embargo Balsley (1959) observó que la V_f medida desde Jicamarca, Perú (J), varía bruscamente con la dirección como se muestra en la figura 1

La misma experiencia fué hecha en Africa en dos estaciones, una situada en el centro de ese continente, Sarh-Fort-Archambault, (S), (Hanuise y Crochet, 1975) y otra en su costa este, Arta-Dijibuti (A), (Crochet y otros, 1976). La ubicación de estas estaciones puede observarse en la figura 2. En estos casos se encontró que el electrochorro es uniforme en la dirección este-oeste alrededor de S pero que una variación en su intensidad en esa dirección aún más notable que la hallada en J, existe alrededor de A.

El contraste entre el comportamiento de V_f en S y A, permitió a Crochet y otros (1976) concluir que se debe descartar el proceso de inestabilidad en sí mismo como posible causa del fenómeno de asimetría este-oeste en el electrochorro. Este hecho y diversas consideraciones de índole morfológico permitieron a estos autores concluir además que la asimetría encontrada se debe muy probablemente a un efecto de inducción no debida a la presencia de una costa oceánica sino a la proximidad de la plataforma continental.

En la figura 2 se muestra un mapa tectónico simple de Africa y Sudamérica en el cual se ha indicado la posición de las estaciones de radar y del ecuador magnético. Nótese que S está sobre el escudo continental mientras que A y J están junto a un plegamiento montañoso terciario orientado mayormente en la dirección Norte-sur.

3. LAS VARIACIONES GEOMAGNETICAS DIARIAS EN EL ECUADOR MAGNETICO

En la ionósfera ecuatorial la corriente circula casi exclusivamente en la dirección este-oeste presentando su intensidad una drástica variación en la dirección norte-sur. Ello hace que las variaciones geomagnéticas diarias (v.g.d.) en esa zona deban ser estudiadas en cadenas de estaciones lo más alineados a esa dirección. En la figura 2 se muestran las cadenas utilizadas hasta el presente

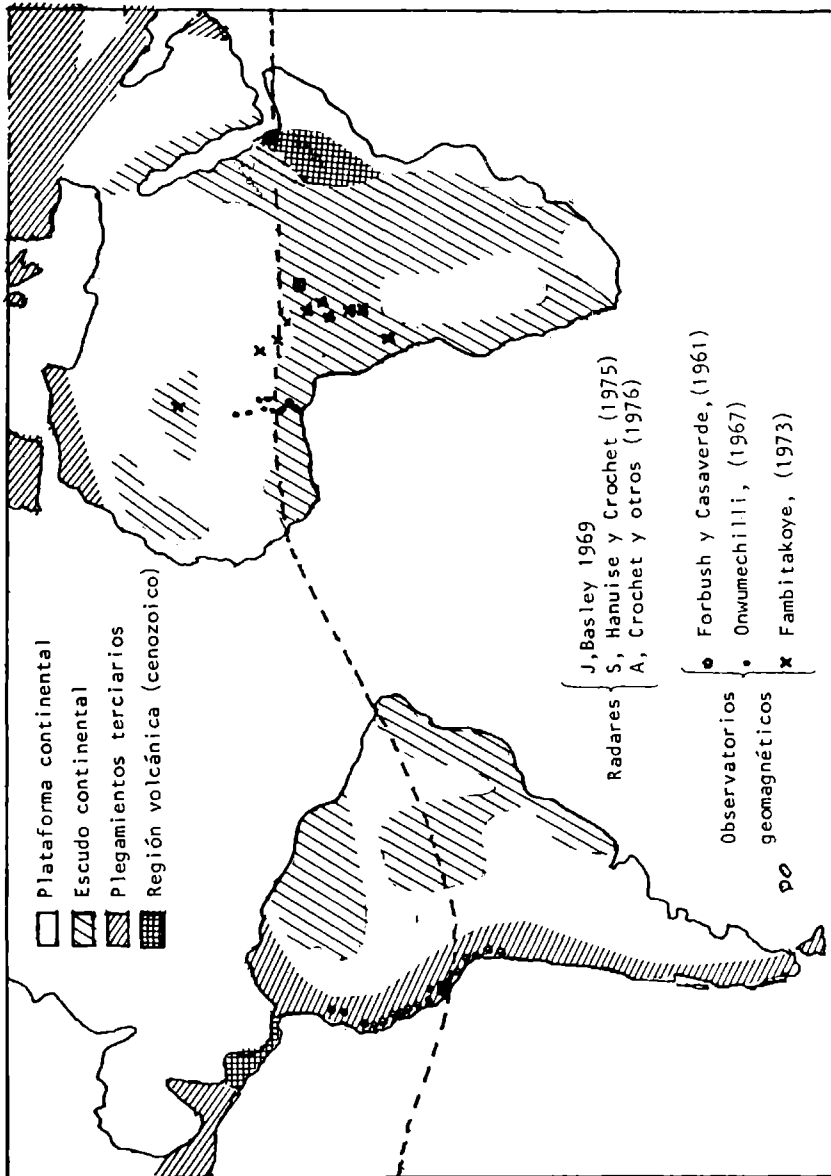


FIGURA 2

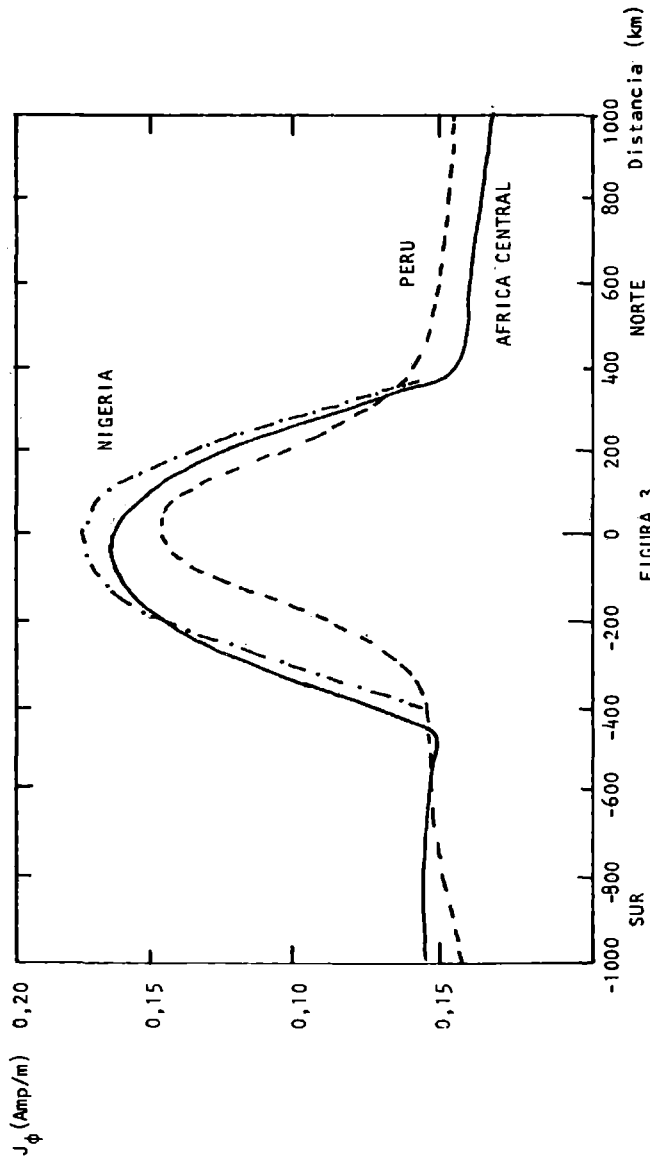


FIGURA 3

La corriente integrada en el electrochorro ecuatorial, J_ϕ , obtenida a partir de las v.g.d. por Duhau y Osella (1982, 1983b, 1983c) en función de la distancia al ecuador magnético.

por Forbush y Casaverde (1961) en Perú, Onwumechilli (1967) en Nigeria y Fambitakoye (1973) en Africa Central.

Las v.g.d. son originadas por corrientes ionosféricas que, a su vez, inducen corrientes en tierra por lo que para interpretarlas es necesario separar sus componentes en una parte de origen externo, de la cual pueden inferirse algunos parámetros del sistema de corrientes ionosférico, y otra de origen interno, de la cual puede inferirse la conductividad terrestre.

Lo que puede obtenerse de la parte externa de las v.g.d. es la densidad de corriente integrada en la región E, pero como ésta se obtiene a partir del campo magnético externo, no se pueden detectar detalles en la variación norte-sur en esa densidad en una escala menor que los 100 km (ver p.e. Duhau y Romanelli, 1979), es decir, se detectarán asimetrías en esa densidad que tenga una escala mayor que esa. Sin embargo, tienen la ventaja de que, como, a partir de la parte interna, se conocen simultáneamente la estructura lateral de la conductividad terrestre (Osella y Duhau, 1983; Duhau y Osella, 1983b; Osella, 1983) su medición permite verificar la hipótesis de Balsley (1959) sobre el origen, en una asimetría en la conductividad terrestre, de las asimetrías en la densidad de corriente externa.

Duhau y Osella (1982) revisaron los métodos de separación de las v.g.d. en su parte de origen externo e interno y elaboraron una que permite separarlas sin hacer ninguna hipótesis previa sobre la magnitud de la parte inducida, lo cual hace el método apto para los fines del presente trabajo. Luego lo aplicaron en la zona de Perú (Duhau y Osella, 1983b; Osella, 1983) y en la zona de Nigeria y Africa Central (Duhau y Osella, 1983a y 1983c).

La densidad de corriente integrada en función de la latitud obtenida en esos trabajos para las tres cadenas geomagnéticas mencionadas, se muestra en la figura 3. Nótese que existe una asimetría notable en la dirección norte-sur en Africa Central en contraste con una distribución simétrica en la zona de Perú.

En cuanto a la distribución de la conductividad terrestre se encontró una discontinuidad transversal (norte-sur) en la profundidad de la zona no conductora del manto superior en las tres zonas, como se resume en la Tabla I.

Tabla I

ZONA	Profundidad de la capa no conductora (km)	
	Norte del ecuador magnético	Sur del ecuador magnético
Perú	450	150
Africa Central	500	más de 1000
Nigeria	500	?

La profundidad en la zona sur de la cadena Nigeriana no pudo determinarse debido por un lado a la pequeñez del intervalo latitudinal cubierto por esta cadena (ver figura 2) y por otro a que allí el resultado indica la existencia de una discontinuidad que se extiende del ecuador magnético hacia el sur; dicha discontinuidad podría estar asociada a la transición tectónica entre la plataforma continental al Norte y el escudo continental al sur.

Obsérvese que, de ser cierto esto como la ubicación de la cadena de África Central presenta la misma correlación tectónica, la profundidad de la capa no conductora del manto superior debería presentar allí la misma características que en Nigeria. Esto se ve confirmado puesto que se encuentra que la profundidad es la misma al norte y que aumenta rápidamente hacia el sur llegando a duplicarse.

Un estudio más detallado de las discontinuidades de la profundidad tanto en Perú como en África Central fué hecho por Osella (1983) y Osella y Duhau (1983), encontrándose que en Perú ésta parece estar localizada longitudinalmente mientras que en África Central parece extenderse ampliamente en esa dirección. Observando el mapa tectónico de la figura 2, se ve que esto es coherente con el hecho de que la discontinuidad en Perú está asociada al plegamiento terciario Andino que es una estrecha franja orientada en la dirección Norte-sur y en África Central está asociada, como dijimos, a la transición plataforma-escudo continental, estando orientado el borde de esta transición básicamente en la dirección este-oeste, y abarcando cada una de las zonas adyacentes una buena porción del continente Africano.

4. DISCUSION DE LOS RESULTADOS

En África Central, donde la cadena geomagnética utilizada está orientada normalmente con respecto a la discontinuidad tectónica, la corriente ionosférica presenta una distribución latitudinal de la intensidad claramente asimétrica, la posición de su máximo se halla desplazada hacia el sur del ecuador magnético y la intensidad es mayor al sur del mismo. En Perú donde la cadena está alineada con la dirección de la discontinuidad la distribución latitudinal de la corriente es notablemente simétrica.

Los resultados obtenidos con radar a partir de la medición de V_f son explicables a partir de la presencia de las mismas discontinuidades. Recuérdese que lo que se observa en este caso son perfiles longitudinales de la corriente ionosférica.

En Jicamarca, Perú, la corriente es más intensa al oeste, sobre el océano, que al este, sobre la cordillera de los Andes (Balsley, 1969).

En África Central, Sarh-Fort-Archamauel, la intensidad de la corriente es homogénea sobre el escudo continental (Hanuise y Crochet, 1977). Y, finalmente en la estación Arta Djibuti, ubicada en la costa este de África existe una variación lon-

gitudinal de la intensidad más fuerte que en Jicamarca (Crochet y otros, 1976), asociada con una doble transición tectónica: de este a oeste se atraviesa la plataforma continental, una estrecha zona volcánica (cenozoico) y el escudo continental, sucediendo al igual que en la cadena geomagnética de África Central, que la mayor intensidad de corriente está asociada a la presencia del escudo continental.

5. CONCLUSIONES

Se encontró que las discontinuidades en los perfiles de la corriente ionosférica tanto latitudinales, obtenidos a partir de las variaciones geomagnéticas diarias, como longitudinales, obtenidos a partir de la velocidad de fase, están correlacionadas unívocamente con los rasgos tectónicos de cada zona. Se encontró también que la presencia de discontinuidades en la profundidad de la zona conductora del manto superior terrestre no siempre parece estar asociada a transiciones tectónicas.

En resumen se puede concluir que la corriente ionosférica se ve afectada por la presencia de discontinuidades en la conductividad de la corteza terrestre pero no se manifiesta una unívoca correlación con discontinuidades a profundidades de la conductosfera.

BIBLIOGRAFIA

- Balsley, B.B., 1969: Measurement of electron drift velocities in the night time equatorial electrojet; *J. Atmos. Terr. Phys.*, 31 (3), 475.
- Crochet, M. Poman, C. y Hanuise, C., 1976: Radar Profiles of the equatorial electrojet; *Geophys. Res. Letters*, 3 (11), 674.
- Duhau, S. y Osella, A.M., 1982: A correlation between measured E-region current and geomagnetic daily variation at equatorial latitudes; *J. Geomag. Geoelect.*, 34, 213.
- Duhau, S. y Osella, A.M., 1983a: Depth of the non-conducting layer at the Nigerian dip equator; *J. Geophys. Res.* 88(A7), 5523.
- Duhau, S. y Osella, A.M., 1983b: Estudio de la anomalía en la zona ecuatorial peruana. I. Análisis del sistema de corrientes ionosféricas; *Geoacta*, XII(1).
- Duhau, S. y Osella, A.M., 1983c: Determinación de la profundidad de la capa no conductora en Nigeria y en Africa Central; *Geoacta* (enviado para su publicación).
- Duhau, S. y Romanelli, L., 1979: Electromagnetic induction at the South American geomagnetic Equator as determined from measured ionospheric currents; *J. Geophys. Res.*, 84(A5), 1849.
- Fambitakoye, O. 1973: Effects induits par l'electrojet equatorial au center de l'Afrique; *Ann. Geophys.*, 29, 149.
- Forbush, S. y Casaverde, M., 1961: Equatorial electrojet in Peru. Carnegie Inst. Washington; Publ., 620.
- Hanuise, C. y Crochet, M., 1977: Oblique HF radar studies of Plasma instabilities in the Equatorial electrojet in Africa; *J. Atmos. Terr. Phys.* (citado por Crochet y otros, 1976).
- Onwumechilli, A., 1967: Physics of geomagnetic phenomena; Editado por Matsushita y Campbell, Vol. 1, pág. 426.
- Osella, A.M., 1983: Estudios de la anomalía en la conductividad terrestre en la zona ecuatorial peruana. II. Profundidad de la capa no conductora, *Geoacta* XII(1)
- Osella, A.M. y Duhau, S. 1983: The effect of the depth of the non-conducting layer on the induced magnetic field at the Peruvian dip equator; *J. Geomag. Geoelectr.* 35, 245.
- Rishbeth, M. y Garriott, O.K., 1969: Introduction to ionospheric Physics; Academic Press, N.Y., pp. 89.
- Rogister, A. y D'Angelo, N. 1970: Type II irregularities in the equatorial electrojet; *J. Geophys. Res.*, 75(19), 3879.

LOS INDICES DE DISCONFORT ANIMAL

Miguel A. Navarro Dujmovich

Centro de Investigaciones Biometeorológicas

Buenos Aires, Argentina

RESUMEN

El objetivo fundamental de este trabajo es el desarrollo de un método para estimar el número de días de la estación cálida (NOV-MAR) con índice de temperatura y humedad (ITH) media diario "stressante".

Se calculan rectas de regresión del número de días con ITH stressantes en función del ITH medio estacional para varias localidades. Se estiman rectas semejantes para localidades "Problema".

Abstract

The main objective is to develop a method to estimate the number of days bearing a daily mean stressing temperature humidity index (ITH) during the warm season (November to March).

Regression lines of number of stressing days as a function of seasonal mean ITH are calculated for several locations. Similar regression equation are estimated for "problem" stations.

I. Introducción

La selección del ITH como índice de disconfort en el presente trabajo surge del hecho que de acuerdo a la información meteorológica convencional disponible, este índice brinda una descripción adecuada del medio ambiente físico en cuanto a temperatura y humedad atmosférica para fines ganaderos. Este índice, creado por el U.S. Weather Bureau en 1959 ha sido correlacionado con la producción lechera (Berry et al, 1964, Hahn y Mc Quigg, 1967) y con la tasa de concepción del ganado Holstein (Ingraham, 1973). Estos antecedentes sumados al método gráfico para estimar horas de frío en la Argentina (Damario, 1969) sugirieron la posibilidad de extender el índice en sentido geográfico.

La idea fue tratar de encontrar el tipo de relación existente entre el ITH medio mensual y el número de días con ITH medios críticos para intentar hallar un método de predicción del segundo sobre la base de datos de fácil disponibilidad. Se eligieron las provincias de noroeste dado que allí la ganadería tropical argentina tiene su mayor desarrollo.

II. Materiales y métodos

Las provincias consideradas fueron Santa Fé, Chaco, Formosa, Misiones, Corrientes y Entre Ríos. Se definió como estación cálida al período comprendido entre noviembre y marzo.

El primer paso fue hacer un análisis de correlación entre los ITH medios mensuales y el número de días con ITH medios por encima de 3 niveles creciente; (70, 73 y 75). Se obtuvo una correlación positiva y altamente significativa (tabla I)

Esto permitió pensar que se podía estimar el número de días "stressantes" en función de parámetros sencillos. Sin embargo debían cumplirse 2 premisas: 1) que las curvas se mostraran invariables

cualquiera fuera su régimen de temperatura y humedad y 2) fue para una misma localidad mantuvieran su forma y posición para diferentes períodos de tiempo.

La tabla 2 muestra las localidades estudiadas y sus períodos de registro. Para cada una se calculó las temperaturas medias diarias de bulbo seco y del húmedo para todos los días de la estación cálida. Luego se calcularon los ITH medios diarios y se contabilizó para cada mes los días con ITH medio mayor o igual a 70, a 73 y a 75. Los valores se corrigieron para llevarlos a meses de 30 días.

La premisa queda demostrada en la figura 1 donde se observan que las curvas se mantienen invariables para 2 localidades.

En cuanto a la segunda premisa, se comprobó mediante el cómputo para Villaguay (Entre Ríos) del número de días stressantes a partir de datos correspondientes a 2 períodos de tiempo (figura 2)

El siguiente paso consistió en obtener las ecuaciones de regresión entre el ITH medio mensual y los números de días con stress para los tres niveles elegidos, por el método de los mínimos cuadrados. Se calculó además el coeficiente de correlación y su error standard.

La tabla 3 muestra los resultados obtenidos para algunas de las localidades. El resto de los datos así como los gráficos correspondientes a todas las estaciones se encuentran disponibles en este Centro.

Se encontró que cada curva está caracterizada por el ITH medio estacional. Para estimar el número de días en stress en una localidad problema se procede de la siguiente manera:

1) Se debe obtener el ITH medio estacional de esa localidad

$$\text{ITH m.e.} = T - (.55-55\text{HR}) (T - 58) , \text{ donde}$$

T= temperatura media de los 5 meses de la estación cálida en grados Fahrenheit

HR= humedad relativa media de los 5 meses de la estación cálida expresada en décimos.

- 2) Con este valor se ubica la localidad ya caracterizada que presente el I.T.H. m.e. más cercano.
- 3) Se calcula una nueva ordenada al origen para la localidad problema, sobre la base de la ecuación de regresión de la localidad elegida en 2. La pendiente se mantiene inalterable. Así se obtiene una nueva ecuación.
- 4) con la nueva ecuación y el ITH m.e. de la localidad problema se calcula el número de días con stress.
- 5) El resultado obtenido es un promedio mensual; luego para obtener el número de días por estación basta con multiplicar por cinco.

La comprobación del ajuste de este método se realizó sobre cinco localidades. Las diferencias entre los valores calculados y observados permite garantizar el uso de este método para fines biometeorológicos (tabla IV).

Este método de predicción sirve solo para fines y datos climatológicos y no debe ser aplicado para el cálculo de días con stress en meses o años particulares.

Utilizando este método de predicción se calculó el número de días con stress para cada uno de los 3 niveles para otras treinta localidades de Noreste argentino, partiendo de los valores climáticos decenales 1951-1960 (SMN, 1963). Contando así en datos de 43 localidades en la región se trazaron mapas de isolíneas que unen puntos con igual número de días de stress para cada uno de los tres niveles. El mapa correspondiente al nivel 73 se observa en la figu-

ra 3.

III. RESULTADOS Y DISCUSION

El mapa de la figura 3 junto con dos mapas restantes, cuyas reproducciones no aparecen, muestran la distribución de las isolíneas.

Se observa que el número de días aumenta a medida que disminuye la latitud. Se comprueba también que todas las isolíneas se desvían hacia el sur, incrementando el área con un mayor número de días con stress, cuando se acercan a las grandes vías de agua como son los ríos Paraná y Uruguay, debido principalmente a los altos contenidos de humedad atmosférica. De igual manera, se observa que las isolíneas al entrar en la Mesopotamia, tienen una inflexión hacia el norte, presentando por consiguiente toda la Mesopotamia menor número de días con stress, en su parte central que en las cercanías de las grandes vías de agua.

La tabla V muestra el porcentaje de días con stress para la estación cálida, de acuerdo con las isolíneas trazadas. Se ve así que ya en el extremo Sur de la región el 53% de los días de la época cálida están sometidos a stress. Se ve también que en el NE de Formosa, el 67% de los días poseen en ITH medio diario mayor o igual a 75, encontrándose así bajo stress severo la mayor parte de la estación cálida.

BIBLIOGRAFIA

Berry, J.L. Shauklin, M.D. y Johnson H.D. (1964). Dairy shelter design based on milk production decline as affected by temperature and humidity. Transactions of the ASAE, VOL 7.

Damarío, E.A. (1969) Carta estimada de horas de frío de la República Argentina. Revista de la Facultad de Agronomía y Veterinaria de Buenos Aires. Vol 17.

Hahn, R.L. y Mc Quigg, J.D. (1967) Expected production losses for lactating Holstein dairy cows a basis for rational planning of shelters. *Am. Soc. Agr. Engrs.* 67/107. 16 pp.

Ingraham, (1973). Estimation of conception rate depression of Holstein cows due to adverse temperature and humidity in tropical and subtropical climates. *Int. J. Biometeor.* 17; 131

Servicio Meteorológico Nacional. Ministerio de Aeronáutica (1963). Estadísticas climatológicas 1951-1960. Public. B₁N°6

Thom, E.C. (1959). The discomfort index. Office of climatology. U.S. Weather Bureau, Washington D.C.

Tabla I: COEFICIENTE DE CORRELACION Y ERROR STANDARD ENTRE EL ITH MEDIO ESTACIONAL Y EL NUMERO DE DIAS "STRESSANTES" PARA TODA LA ESTACION CALIDA, EN ALGUNAS LOCALIDADES

Localidades	> 70		> 73		> 75	
	r	E.S.	r	E.S.	r	E.S.
Villaguay	0.94	1.83	0.95	1.89	0.91	2.31
Monte Caseros	0.96	1.66	0.96	1.78	0.89	2.66
Ceres	0.90	2.31	0.95	1.93	0.92	2.16
Las Breñas	0.91	2.06	0.95	2.07	2.92	2.28

Tabla II LOCALIDADES Y AÑOS DE REGISTRO UTILIZADOS. LA INFORMACION FUE SUMINISTRADA POR EL SERVICIO METEOROLOGICO NACIONAL Y POR EL INTA.

Localidad	Años de registro
1- Las Lomitas (Formosa)	1967-1977
2- Tacaagle (Formosa)	1967-1971
3- El Colorado (Formosa)	1967-1977
4- Las Breñas (Chaco)	1970-1980
5- Ceres (Santa Fé)	1967-1977
6- Oliveros (Santa Fé)	1967-1974
7- Rafaela (Santa Fé)	1966-1977
8- Cerro Azul (Misiones)	1968-1977
9- Monte Caseros (Corrientes)	1967-1977
10- Mercedes (corrientes)	1967-1976
11- Corrientes (Corrientes)	1967-1977
12- Villaguay (Entre Ríos)	1940-1977
13- Gualeguaychú (Entre Ríos)	1967-1977

Tabla III: ITH MEDIO ESTACIONAL (promedio de los cinco meses de la estación cálida), ECUACION DE REGRESION, COEFICIENTE DE CORRELACION Y ERROR STANDARD PARA CADA UNA DE LAS LOCALIDADES ELEGIDAS Y PARA CADA NIVEL DE STRESS

> 70	> 73	> 75
<p><u>CORRIENTES</u></p> <p>ITH m.e. = 74.92 $y = -74.34 + 1.34x$ $r = 0.80$ E.St = 1.79</p>	<p><u>CORRIENTES</u></p> <p>ITH m.e. = 74.92 $y = -169.36 + 2.54x$ $r = 0.91$ E.St = 2.15</p>	<p><u>CORRIENTES</u></p> <p>ITH m.e. = 74.92 $y = -173.25 + 2.53x$ $r = 0.91$ E.St = 2.15</p>
<p><u>LAS BREÑAS</u></p> <p>ITH m.e. = 72.88 $y = -134.6 + 2.17x$ $r = 0.91$ E.St = 2.06</p>	<p><u>LAS BREÑAS</u></p> <p>ITH m.e. = 72.88 $y = -191.11 + 2.85x$ $r = 0.95$ E.St = 2.07</p>	<p><u>LAS BREÑAS</u></p> <p>ITH m.e. = 72.88 $y = -175.43 + 2.56x$ $r = 0.92$ E.St = 2.28</p>
<p><u>CERES</u></p> <p>ITH m.e. = 72.44 $y = -139.73 + 2.23x$ $r = 0.90$ E.St = 2.31</p>	<p><u>CERES</u></p> <p>ITH m.e. = 72.44 $y = -188.37 + 2.82x$ $r = 0.95$ E.St = 1.93</p>	<p><u>CERES</u></p> <p>ITH m.e. = 72.44 $y = -159.98 + 2.35x$ $r = 0.92$ E.St = 2.16</p>
<p><u>VILLAGUAY</u></p> <p>ITH m.e. = 71.76 $y = -140.97 + 2.25x$ $r = 0.93$ E.St = 2.39</p>	<p><u>VILLAGUAY</u></p> <p>ITH m.e. = 71.76 $y = -142.61 + 2.17x$ $r = 0.94$ E.St = 2.19</p>	<p><u>VILLAGUAY</u></p> <p>ITH m.e. = 71.76 $y = -105.59 + 1.59x$ $r = 0.88$ E.St = 2.49</p>

Tabla IV: COMPARACION ENTRE EL NUMERO DE DIAS REGISTRADOS EN DIVERSAS LOCALIDADES DEL NORESTE ARGENTINO Y LOS ESTIMADOS MEDIANTE EL METODO

Localidad		>70	>73	>75
Corrientes	Observados	129.3	104.0	80.6
	Calculados	129.1	100.4	64.8
Monte Caseros	Observados	107.0	70.0	45.2
	Calculados	103.4	66.4	43.2
Las Lomitas	Observados	135.5	112.0	88.0
	Calculados	136.2	115.8	92.6
Ceres	Observados	110.1	78.2	52.3
	Calculados	108.2	70.4	44.5
Las Breñas	Observados	116.4	82.6	55.9
	Calculados	118.8	91.9	61.7

Tabla V: PORCENTAJE DE DIAS CON STRESS SOBRE LOS 150 DIAS DE LA ESTACION CALIDA

Isolnea		Porcentaje de días con stress
> 70	80	53
	95	63
	110	73
	125	83
	140	93
> 73	40	27
	60	40
	80	53
	100	67
	120	80
> 75	20	13
	40	27
	60	40
	80	100
	100	67

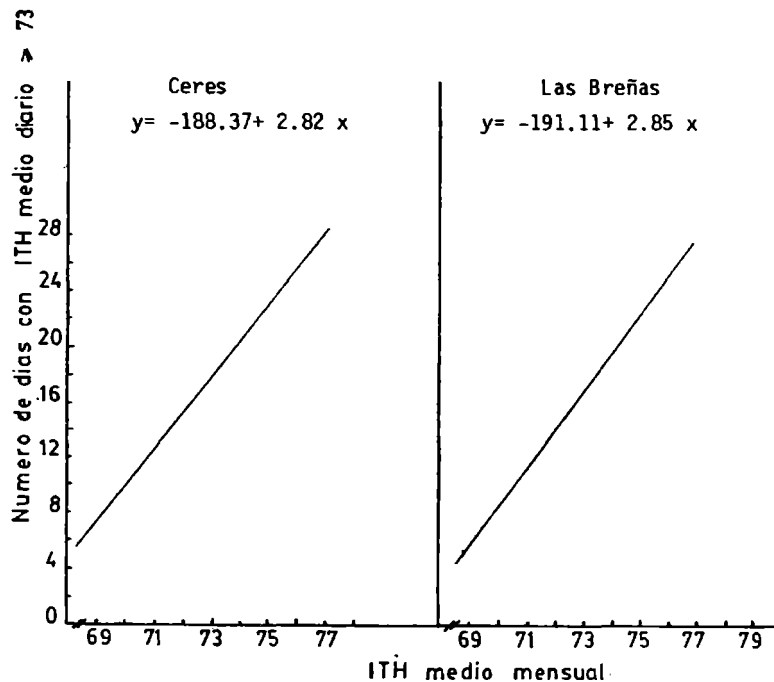


Figura 1: Curvas de correlación lineal entre el número de días con ITH medio diario mayor o igual a 73 computados para cada uno de los meses de la estación cálida y el correspondiente ITH medio mensual para Ceres (Santa Fé) y Las Breñas (Chaco)

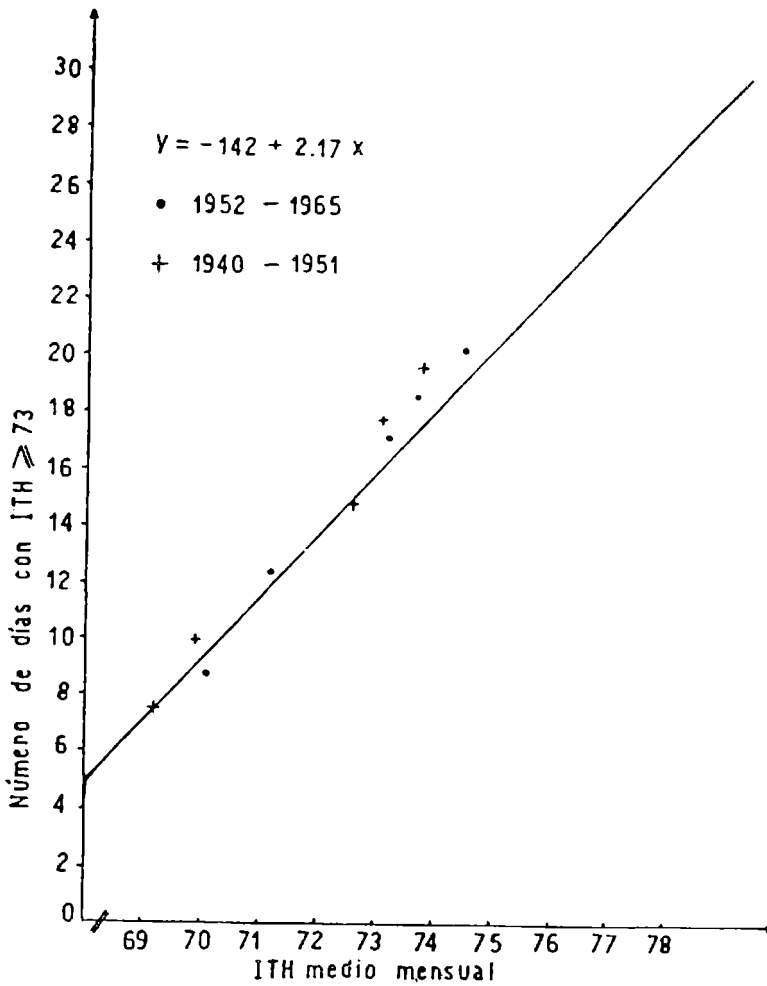


Figura 2: Correlación entre el promedio obtenido a través de los años considerados del número de días con ITH medio diario mayor o igual a 73 para cada uno de los cinco meses de la estación cálida y el ITH medio mensual para la localidad de Villaguay (Entre Ríos). Los registros fueron computados para diferentes períodos climáticos.

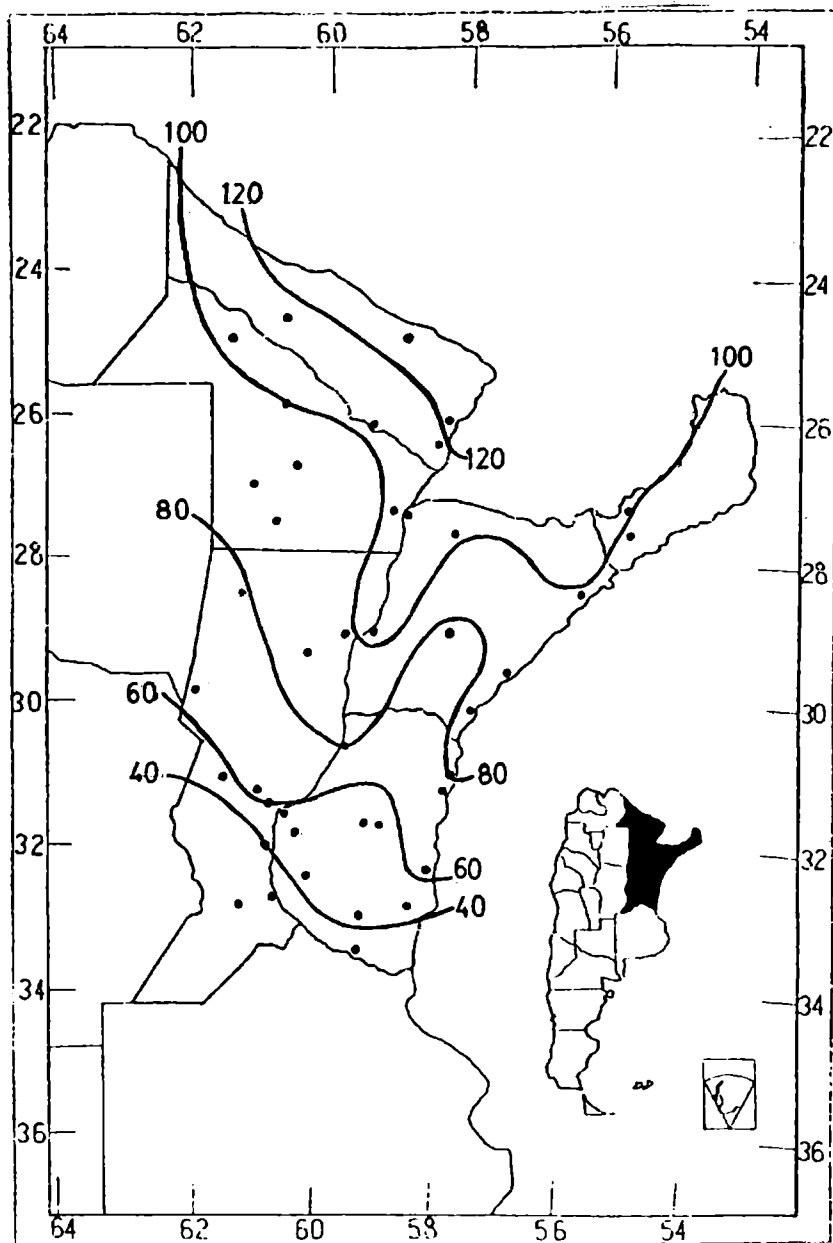


Figura 3: Isolíneas que unen puntos con igual número de días con T_{IH} medio diario mayor o igual a 73, para la estación cálida

TRAYECTORIAS DE GRANIZOS EN UNA NUBE NUMERICA ESTACIONARIA

Marta Ghidella de Hurtis

Comisión Nacional de Investigaciones Espaciales (CNIE)

Buenos Aires, República Argentina

RESUMEN

Se presenta un modelo que calcula trayectorias aisladas de granizos que se desarrollan en la nube generada por un modelo unidimensional estacionario.

Cada granizo crece a partir de un germen "introducido" en determinada zona de la nube. Se consideran los procesos de conducción de calor, difusión de vapor, acreción de agua y cristales de hielo en condiciones de crecimiento seco, húmedo y fusión.

Se presentan los resultados obtenidos para un día de tormenta en Mendoza, observándose que los granizos son llevados muy rápidamente hacia arriba por la corriente ascendente y que luego caen, produciéndose la mayor parte de su crecimiento en la caída. Se obtienen granizos de más de 3 cm (más grandes que los recogidos en tierra) pero que tardan alrededor de 50 minutos en llegar al suelo, considerándose un resultado aceptable dado que la nube en que crecen es estacionaria.

ABSTRACT

A numerical model that calculates isolated trajectories of hailstones that evolve in the cloud generated by a stationary-state, one dimensional model is presented.

Each hailstone grows departing from an embryo "introduced" in a given zone of the cloud with the following processes being taken into account: heat conduction, vapor diffusion, accretion of water and ice crystals in dry and wet growth conditions, and melting.

The results obtained for a storm case in Mendoza are shown, and from them it is seen that hailstones are quickly carried up by the updraft, having their most important growth during their fall. The hailstones obtained have diameters of more than 3 cm (greater than those collected on ground) and they take 50 minutes before they reach the ground, but this is considered an acceptable result since the cloud in which they evolve is a stationary one.

1. INTRODUCCION

El tratamiento detallado de los procesos que ocurren en el crecimiento de los granizos grandes es muy difícil de hacer en modelos numéricos que simulan la nube completa. Por lo general se trata a los granizos globalmente planteando ecuaciones de conservación para la concentración total de granizo en cada punto de la nube y suponiendo en el planteo que todos los granizos de una porción de nube se comportarán como aquél de masa media, determinada a partir de una distribución en tamaños prefijada. Sin embargo hay modelos más detallados: en Farley y otros (1976) se describe uno en el que los granizos se separan en 20 categorías según sus diámetros, y las ecuaciones de crecimiento se plantean para cada una surgiendo entonces nuevas ecuaciones que vinculan las categorías entre sí. Pero todo esto incrementa considerablemente el tiempo de computación.

Varios investigadores han desarrollado modelos de crecimiento y trayectorias de granizos individuales considerando los procesos de crecimiento seco, húmedo y fusión. Pero en este tipo de modelos se necesita como dato la nube en la cual se desarrolla el granizo. English (1973) utiliza para ello un modelo simple basado en el ascenso adiabático de una parcela, al que agrega, de manera muy ingeniosa, los aspectos más importantes conocidos de los estudios observacionales de nubes. Dennis y Musil (1973) crean numéricamente nubes de características típicas sin representar ninguna tormenta particular. En Farley y otros (1976) se muestran los resultados de trayectorias calculadas en una nube con velocidades de viento idealizadas para una tormenta estudiada por Browning y Foote (1976). Nelson (1979) utiliza los campos de viento dentro de una nube real medidos por tres radares Doppler.

El presente trabajo también es un modelo de trayectorias de granizos aislados, pero los datos de la nube en la cual se desarrollan los proporciona un modelo unidimensional estacionario (ME) descrito en Ghidella y Saluzzi (1979). También se muestran algunos resultados de la utilización para el mismo fin de otro modelo, unidimensional dependiente del tiempo (MDT) descrito en Ghidella (1981).

2. TRAYECTORIA DE UN GRANIZO

Cada trayectoria comienza con la "introducción" de un germen de diámetro dado, D_0 , en un lugar predeterminado de la nube numérica, caracterizado por su temperatura (T_{0n}) y su altura (Z_0) para el caso del ME y también por el tiempo de nube (t_{0n}) para el caso del MDT.

2.1 Dinámica

El planteo de la ecuación de movimiento es simple:

$$\frac{dz}{dt} = w - v_D$$

donde Z es la coordenada vertical de la posición del granizo, w es la velocidad de ascenso del aire en la nube y v_D es la velocidad de caída del granizo respecto del aire.

La trayectoria del granizo se obtiene integrando esta ecuación lo cual debe hacerse numéricamente ya que al deslizarse el granizo varía de tamaño y v_D depende del mismo:

$$v_D = \left(\frac{4}{3} \frac{D g \rho_i}{\rho C_D} \right)^{1/2}$$

donde D es el diámetro del granizo, g la aceleración de la gravedad, ρ_i la densidad del granizo, tomada como constante e igual a $0,9 \text{ g/cm}^3$, ρ la densidad del aire en la nube y C_D el coeficiente de arrastre. El valor de D en cada paso de integración se calcula a partir de la masa y el cálculo de las variaciones que experimenta la misma constituye la parte más importante del modelo, que se verá en los párrafos que siguen. Cada trayectoria termina cuando el granizo llega al suelo o funde o, sin que ocurra ninguna de estas dos cosas, cuando alcanza 60 min de vida.

2.2 Procesos microfísicos. Aspecto cinemático

En su deslizamiento a través de la nube el granizo va colectando agua y cristalitos en los procesos de acreción. Se presentan aquí las fórmulas cinemáticas que rigen estos procesos. Luego se verán las limitaciones que la termodinámica les impone.

a) Acreción de agua de nube.

Como se ve en Ghidella y Saluzzi (1980) el agua de nube (cuya concentración o relación de mezcla es Q_c) consiste en gotas muy pequeñas de velocidad de caída despreciable. La variación de masa de un granizo debida a la colección de estas gotas está dada por:

$$\frac{dm_c}{dt} = E_c \frac{\pi D^2}{4} v_D Q_c \rho_d$$

Siendo E_c la eficiencia de colección y ρ_d la densidad del aire seco.

b) Acreción del agua de lluvia.

La relación de mezcla del agua de lluvia es Q_t . Pero esta cantidad involucra todos los tamaños de gotas, cuya distribución es la

siguiente:

$$dN_H = N_{0H} e^{-\lambda_H D_H} dD_H$$

donde D_H es el diámetro de cada gota, N_{0H} y λ_H son parámetros y N_H es el número de gotas por unidad de volumen. Además las gotas de lluvia tienen velocidad de caída apreciable dada por: $v_{DH} = a D_H^b$ (ver Ghidella y Saluzzi, 1980). Todo esto complica la fórmula de acreción, que dependerá de la velocidad relativa entre el granizo y cada gota. Para un intervalo dD_H se tendrá:

$$\frac{dm_H}{dt} = E_H \frac{\pi}{4} (D + D_H)^2 |v_D - v_{DH}| dt N_{0H} e^{-\lambda_H D_H} \frac{\pi}{6} D^3 \rho_w$$

donde ρ_w es la densidad del agua. Integrando sobre todos los diámetros D_H se tiene:

$$\frac{dm_H}{dt} = E_H \frac{\pi}{4} Q_H \rho_w \left\{ D^2 |v_D - \frac{a \Gamma(4+b)}{\Gamma(4) \lambda^b}| + 8 \frac{D}{\lambda} |v_D - \frac{a \Gamma(5+b)}{\Gamma(5) \lambda^b}| + \frac{20}{\lambda^2} |v_D - \frac{a \Gamma(6+b)}{\Gamma(6) \lambda^b}| \right\}$$

c) Acreción de cristalitos.

Los cristalitos, cuya relación de mezcla es Q_i , tienen velocidad de caída despreciable.

La variación de masa de cada granizo debida a la acreción de cristalitos será entonces:

$$\frac{dm_i}{dt} = E_i \frac{\pi D^2}{4} v_D Q_i \rho_D$$

donde E_i es la eficiencia de colección para este caso.

2.3 Termodinámica: condiciones de crecimiento seco, húmedo y fusión

Es la ecuación de balance de calor en la superficie del granizo la que gobierna el modo en que éste crecerá, como se verá en este apartado. Dicha ecuación es:

$$2\pi D v_e \left[\underbrace{\psi L (\rho_{vs} - \rho_{va})}_{\text{I}} + \underbrace{k(T_s - T_a)}_{\text{II}} \right] + f \left(\frac{dm_w}{dt} \right)_{ac} \left[\underbrace{(T_o - T_a) C_w - L_f + (T_s - T_o) C_i}_{\text{III}} \right] + \underbrace{\left(\frac{dm_i}{dt} \right)_{ac} f' C_i (T_s - T_a)}_{\text{IV}} = 0 \quad (1)$$

El término (I) representa el calor intercambiado con el ambiente (nube) debido a la difusión del vapor hacia el granizo. ρ_{vs} y ρ_{va} son, respectivamente, las densidades del vapor en la superficie del granizo y en el ambiente; L puede ser el calor latente de sublimación o evaporación, según si la superficie del granizo se encuentra

seca o húmeda, respectivamente. (II) representa el calor por conducción, que se va del granizo si éste crece o llega a él si funde. K es el coeficiente de conducción.

Los términos (I) y (II) aparecen multiplicados por V_e que es el coeficiente de ventilación, que tiene en cuenta efectos del flujo del aire alrededor del granizo, y que se calcula con la expresión:

$$V_e = 1.6 + 0.3 S_c^{1/3} R_e^{1/2}$$

donde $S_c = \nu/\psi$ y $Re = D \frac{v}{\nu}$, números de Schmidt y de Reynolds, respectivamente, siendo ν la viscosidad cinemática.

El término (III) representa, para el caso en que el granizo está creciendo, el calor liberado por el agua que sobre él se congela, que se descompone en tres términos, correspondientes a tres etapas: absorción de calor por el agua en estado líquido hasta llegar a T_0 , temperatura de fusión; liberación del calor de congelamiento y absorción de calor hasta llegar a la temperatura de equilibrio T_s . C_w y C_i son los calores específicos del agua y del hielo, respectivamente.

$$\frac{dm_w}{dt} = \frac{dm_c}{dt} + \frac{dm_h}{dt}$$

es el agua disponible cinemáticamente por acreción, y f es un factor que tiene en cuenta que no toda esta agua podrá congelar, con lo cual será $f \leq 1$. (IV) representa el calor que absorben los cristallitos al incorporarse al granizo a una temperatura T_s , en general mayor que la que tienen en la nube, T_a . C_i es el calor específico del hielo y f' es un factor que regula la acreción, relacionado con la eficiencia de colección ya que:

$$\left(\frac{dm_i}{dt}\right)_{ac} = \frac{1}{E_i} \left(\frac{dm_i}{dt}\right)$$

Según esta ecuación, el granizo crecerá de dos modos: crecimiento seco, en que $T_s < 0^\circ\text{C}$, o crecimiento húmedo, en que $T_s = 0^\circ\text{C}$. Se verá a continuación cómo se la utiliza para determinar a la vez T_s y el modo de crecimiento.

1er. paso: se ponen $f=1$ y $f'=E_i$. Utilizando el método de Newton-Raphson se despeja T_s . Se analiza el resultado: si $T_s < 0^\circ\text{C}$ el crecimiento es seco y el granizo está en condiciones termodinámicas de adquirir toda el agua disponible cinemáticamente por acreción. Su crecimiento estará dado por:

$$\frac{dm}{dt} = \left(\frac{dmw}{dt}\right)_{ac} + E_i \left(\frac{dmi}{dt}\right) + R_{evsu}$$

$E_i = 0.01$ para este caso, dado que sobre un granizo seco se adhieren pocos cristales. R_{evsu} representa el crecimiento debido a la sublimación del vapor sobre el granizo. Este término es mucho menor que los otros dos, y está dada por:

$$R_{evsu} = -2\pi D V_e \psi (p_{vs} - p_{va})$$

2º paso: se realiza si del cálculo resulta $T_s > 0^\circ\text{C}$. Este resultado inconsistente se explica porque el cálculo fue hecho suponiendo que toda el agua disponible iba a congelar. Se concluye que el crecimiento será húmedo y que será $T_s = 0$. Pero siendo éste el caso la eficiencia de colección de cristallitos será mayor y puede ser que con el enfriamiento que éstos produzcan pueda congelar toda el agua.

En este caso se prueba esta posibilidad, que se llama "crecimiento límite". Se ponen $f=1$ y $T_s=0$ en la ecuación (1) y se calcula f' , que será mayor que 0.01. Si resulta $f' < 1$ se acepta la hipótesis de crecimiento límite y el resultado será:

$$\frac{dm}{dt} = \left(\frac{dmw}{dt}\right)_{ac} + f' \left(\frac{dmi}{dt}\right)_{ac} + R_{evsu}$$

3er. paso: se realiza si resulta $f' > 1$. Se concluye que harían falta más cristales que los disponibles para que el agua pudiera congelar. Entonces no toda el agua congelará, el crecimiento será húmedo, será $T_s = 0$, $f' = 1$, y la ecuación (1) se utilizará para calcular dmw/dt , de manera que habrá "agua sobrante". Pero en este caso surge la duda de si solamente el agua que va a congelar llega a tener temperatura igual a cero o si lo hace toda el agua que interactúa con el granizo. Ante esta duda, se consideran los dos casos por separado, llamándose los casos 1 y 2 respectivamente. Existe también la posibilidad de que el granizo contenga alguna fracción líquida, pero ésta no se ha contemplado. Se tiene entonces:

Caso 1:

$$\frac{dmw}{dt} = \frac{2\pi D V_e [\psi L_s (p_{vs} - p_{va}) + K (T_s - T_a)] + \left(\frac{dmi}{dt}\right)_{ac} C_i (T_s - T_a)}{L_f - C_w (T_o - T_a)}$$

con la siguiente ecuación de crecimiento:

$$\frac{dm}{dt} = \frac{dm_w}{dt} + \left(\frac{dm_i}{dt}\right)_{ac} + R_{evsu}$$

Caso 2:

$$\frac{dm_w}{dt} = \frac{2\pi D V_e}{L_f} \left[\psi L (\rho_{vs} - \rho_{va}) + K(T_s - T_a) \right] + \left(\frac{dm_w}{dt}\right)_{ac} C_w (T_o - T_a) + \frac{dm_i}{dt} \frac{C_i}{L_f} (T_o - T_a)$$

donde: $L = L_s \alpha + L_v (1 - \alpha)$ y: $\alpha = \frac{dm_w}{dt} / \left(\frac{dm_w}{dt}\right)_{ac}$

Además: $\frac{dm}{dt} = \frac{dm_w}{dt} + \left(\frac{dm_i}{dt}\right)_{ac} + \alpha R_{evsu}$

El caso 2 puede representar la posibilidad de que el granizo adquiera por un tiempo corto toda el agua disponible y que luego se le escurra la que no congeló. Por eso es que L es un promedio entre L_s y L_v con las fracciones del agua que congela y de la que no congela: se supone que en la difusión del vapor, una fracción α pasa a ser hielo y el resto agua que también es liberada. En el caso 2 el granizo crece más que en el caso 1.

Cuando la temperatura en la nube (T_a) es mayor que cero el granizo funde. No se siguen los primeros dos pasos del cálculo porque nunca va a ser $T_s < 0$ y además no van a haber cristalitas. Se establece entonces $T_s = 0$ y se reconsidera la ecuación (1) según dos casos: Caso 1: consistentemente con el caso correspondiente de crecimiento, se supone que no hay intercambio de calor con el agua "barrida" con lo cual se obtiene:

$$L_f \frac{dm_w}{dt} = 2\pi D V_e \left[\psi L_v (\rho_{vs} - \rho_{va}) + K(T_s - T_a) \right]$$

Caso 2: el agua barrida desciende su temperatura a cero, de manera que la ecuación (1) queda:

$$2\pi D V_e \left[\psi L_s (\rho_{vs} - \rho_{va}) + K(T_s - T_a) \right] + \left(\frac{dm_w}{dt}\right)_{ac} (T_o - T_a) C_w - L_f \left(\frac{dm_w}{dt}\right) = 0$$

Para los dos casos la variación de masa por fusión está dada por:

$$\frac{dm}{dt} = \frac{dm_w}{dt} + R_{evsu} < 0$$

Puede observarse que en el caso 2 el granizo funde más que el caso 1.

3. EXPERIMENTACION REALIZADA

Para las variables de la nube se utilizaron los resultados del ME para un día de tormenta en Mendoza. Estos resultados dieron un máximo de velocidad de ascenso del aire de 28.5 m/seg a los 7.100 m de altura con una temperatura en nube de -14°C . El contenido máximo de agua de nube fue de 4 g/Kg a los 4.700 m. El máximo de lluvia fue de 6.7 g/Kg a los 7.300 m y el máximo de granizo de 7.6 g/Kg a los 8.500 m. Para hielo de nube se tuvo un máximo de 2 g/Kg a los 10.700 m y un tope de 11.100 m.

El modelo de trayectorias fue analizado en 3 etapas:

1a. etapa: se supuso que el granizo podía adquirir toda el agua disponible cinemáticamente en su recorrido, es decir, toda el "agua barrida". Se ignoró entonces su temperatura superficial, obteniéndose los resultados que figuran en la Tabla 1, donde D_f es el diámetro final alcanzado, H_m es el punto más alto de la trayectoria y t es el tiempo que tardó el granizo en caer, que si no figura es porque en 60 min de cálculo no llegó al suelo, figurando entonces la altura a la que llegó. Es de observarse que:

- Los granizos de embrión de 1 mm no llegan a caer. La corriente ascendente los empuja muy alto donde no tienen agua para crecer y allí se quedan o caen muy lentamente.
- Llegan a mayor altura aquellos que fueron introducidos donde la corriente ascendente es mayor o sea a menor temperatura.
- Los que llegan a caer alcanzan tamaños enormes.
- El diámetro final alcanzado no varía demasiado con el tamaño del germen porque los mayores caen antes y tienen menos tiempo para caer.
- El tiempo de caída varía mucho con el diámetro del germen.
- Los resultados dependen fuertemente del coeficiente de arrastre. Al ser menor, los granizos caen mucho antes.

Al calcularse las temperaturas para la superficie del granizo pero sin limitar su crecimiento, como si éste fuera siempre seco, se obtuvieron resultados razonables sólo cuando éste atravesaba zonas de la nube de temperatura baja y con poca agua disponible para la acreción comprobándose entonces la importancia de las limitaciones termodinámicas al crecimiento.

2a. etapa: se realizaron los cálculos teniendo en cuenta las limitaciones termodinámicas.

En la Figura 1 se muestran los resultados obtenidos para una misma trayectoria calculada de tres maneras distintas: sin limitaciones termodinámicas (caso 0) y con limitaciones termodinámicas. Según los casos 1 y 2 explicados en 2.3. Se observa que para el caso 0 el granizo crece más y cae antes, pero su temperatura alcanza valores absurdos (mayores que cero en gran parte de la caída). Los casos 1 y 2 son más razonables. No difieren al principio y la diferencia total es pequeña. Experimentan dos períodos de crecimiento seco ($T < 0^{\circ}\text{C}$). Uno es al principio, cuando la acreción es baja por ser el granizo chico. El otro ocurre más tarde, cuando el granizo, pese a ser más grande, se encuentra a gran altura donde la temperatura es baja y hay menos agua disponible para la acreción por la presencia de otros granizos. El tiempo de llegada a tierra está entre los 25 y 30 min para los dos casos y el diámetro alcanzado entre 2.25 y 2.50 cm. Pero para estas trayectorias se ha utilizado $c_D=0.4$, valor más bajo que el aceptado. Con $c_D=0.6$ el germen de 1 mm todavía no cae a los 60 min que es cuando se interrumpen los cálculos.

En la Figura 2 puede verse la trayectoria de un germen de 3 mm introducido a una altura en la cual la temperatura de la nube es de -8°C , con $c_D=0.6$. Se ve que es rápidamente llevado hacia arriba creciendo muy poco en la subida. Crece más cuando baja, llega a tener 3.25 cm para el caso 2 pero tarda 51 min en caer. Esta tardanza se debe a que la nube es estacionaria y que en todo el tiempo la corriente ascendente es relativamente intensa. De este resultado cabe inferir que si la nube decayera el granizo caería antes y no crecería tanto. Pero se han calculado también trayectorias con una nube no estacionaria utilizándose para ello el MDT. Los resultados se muestran en la Figura 3.

Los gérmenes fueron "introducidos" a los 21 min de nube, cuando ésta comenzaba a formar granizo y se encontraba por lo tanto en una etapa de crecimiento. Se observa que el germen de diámetro 3 mm tarda más en subir y crece más al hacerlo que el que se desarrolla en la nube estacionaria.

Alcanza su altura máxima cuando la nube llega a su mayor desarrollo y llega al suelo aproximadamente a los 36 min de crecimiento y 56 min de nube, cuando ésta recién comienza a decaer. Llega a tener aproximadamente 3 cm, es decir, es casi igual al de la Figura 2 pero tarda menos tiempo en formarse. La diferencia principal está en el período inicial: al principio la corriente ascendente es menos intensa, el granizo no es llevado tan rápidamente hacia arriba y permanece más tiempo en la región entre 6 y 8 Km de altura donde la

acreción es relativamente alta. En la Figura 3 aparece también la trayectoria correspondiente a un germe de 1 mm. Es llevado bastante alto, donde hay poca acreción, y comienza a bajar cuando la nube decae, tardando casi 60 min en llegar al suelo y habiendo crecido muy poco.

4. CONCLUSIONES

Como era de esperar, son más realistas los resultados obtenidos con el MDT. Pero lejos de ser definitivos, estos resultados plantean varios interrogantes, preparando el camino para continuar investigando.

El modelo de trayectorias de granizo a partir de un germe dado puede mejorarse en varios aspectos:

- Tener en cuenta la variación de los coeficientes de difusión de vapor y de conducción del calor entre la superficie del granizo y la nube.
- Estudiar el coeficiente de ventilación.
- Estudiar las eficiencias de colección.
- Considerar que el granizo puede contener una fracción de agua.

Sin embargo se considera que estos cambios no alterarán los resultados obtenidos de manera demasiado significativa, siendo antes más importante el estudio de los siguientes problemas:

- La representatividad de los gérmenes. ¿Cuál es la probabilidad de que en la nube utilizada de ejemplo haya un germe de 3 mm o uno de 1 mm a los 21 min de evolución?
- La unidimensionalidad es una restricción muy importante que obliga a tratar toda la evolución del granizo en el seno de la corriente ascendente. Debido a esto, los gérmenes pequeños son llevados rápidamente a las regiones muy frías de la nube limitándose su crecimiento en el ascenso. Es posible de manera semi-artificial tener en cuenta para la nube la variación de las magnitudes en la dirección horizontal, tal vez a la manera de English (1973). Esta aproximación puede conseguirse sin necesidad de implementar un modelo bidimensional para nube entorno de los granizos aislados, y permite el tratamiento bidimensional de las trayectorias de estos últimos.

Agradecimientos: Al Sr. Bartolomé Vivarés y la Sra. Irma Graciela Renzini de Cardoso por la importante ayuda brindada en el aspecto computacional del trabajo.

BIBLIOGRAFIA

- Browning, K.A., Foote, G.B., 1976: Airflow and hail growth in super cell storms and some implications for hail suppression; Quart.J. Roy.Meteor.Soc., 102, 499-533.
- Dennis, A.S. y Musil, D.J., 1973: Calculations of hailstone growth and trajectories in a simple cloud model; J.Atmos.Sci., 30, 278-288.
- English, M., 1973: Alberta Hailstorms. Part II. Growth of large hail in the storm; Meteor. Mongr., 14, 37-98.
- Farley, R.D., Musil, D.J., Kopp, F.J. y Orville, H.D., 1976a: Final report on the numerical simulation of hailstorm modification by competing embryos; Report 76-5, Institute of Atmospheric Sciences, South Dakota School of Mines and Technology, Rapid City, South Dakota.
- Ghidella, M.E., Saluzzi, M.E., 1979: Estudio de un modelo numérico de nube convectiva; GEOACTA, 10, N°1, 111-122.
- Ghidella, M.E., Saluzzi, M.E., 1980: Estudio de un modelo parametrizado de nube convectiva a través de su aplicación a casos reales de convección severa; Publicación interna de la Comisión Nacional de Investigaciones Espaciales.
- Ghidella, M.E., 1981: Experimentos numéricos con un modelo de nube convectiva unidimensional dependiente del tiempo; GEOACTA, 11, N°1, 115-128.
- Nelson, S.P., 1980: A study of hail production in a supercell-type storm using a Doppler derived wind field and a numerical hail growth model; NOAA technical memorandum. ERL-NSSL-89. PHD (Thesis).

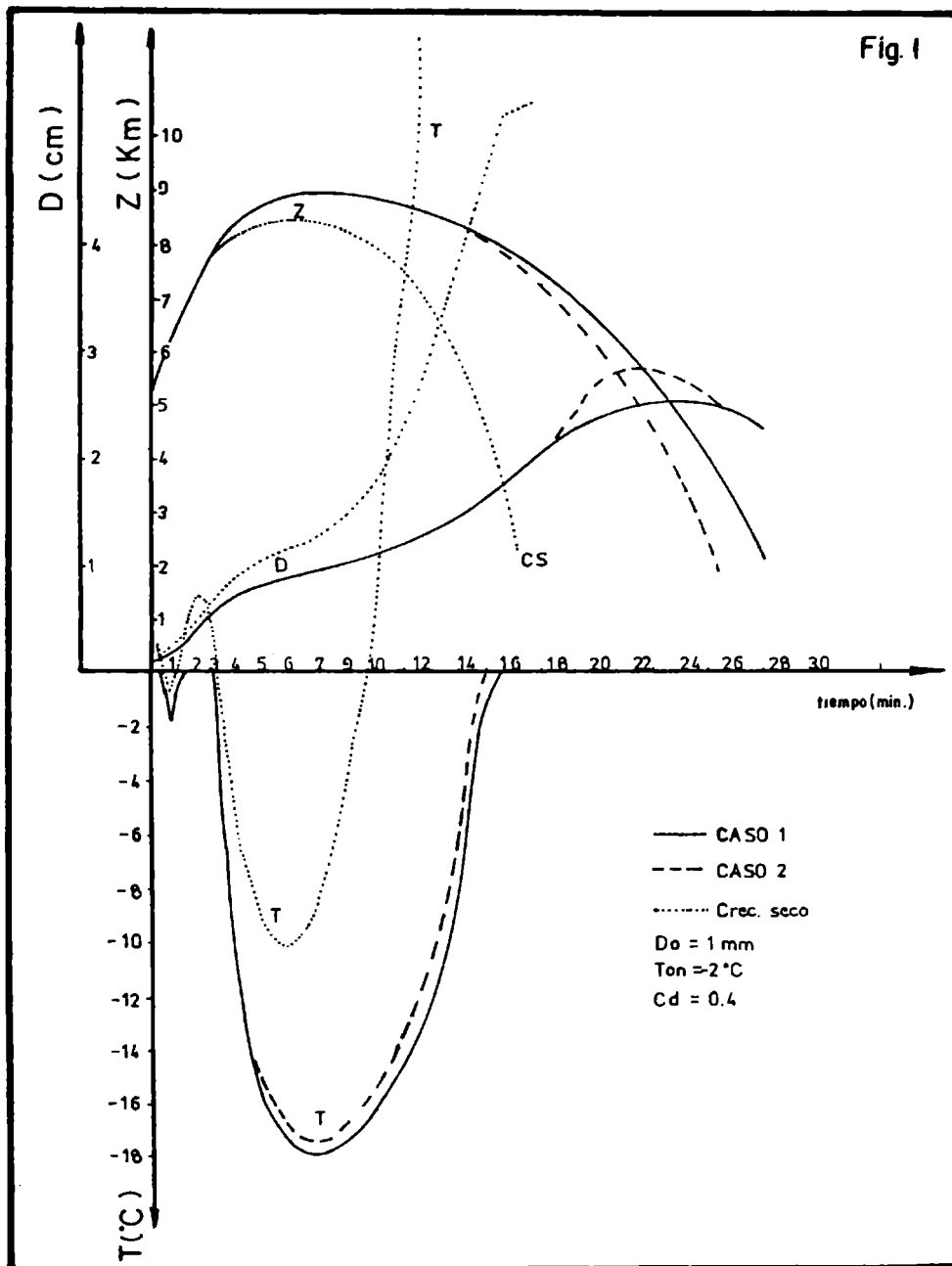
TABLA 1

D_0 (cm)	Z_m (km)	D_f (cm)	t (min)	Z_f (km)	
0.1	10.2	1.4	-	9.2	$T_{0n} = -2^\circ\text{C}$ $C_D = 0.6$
0.3	8.9	5.5	27.5	-	
0.5	7.8	5.4	14.0	-	
0.8	6.9	5.9	11.5	-	
0.1	8.5	5.3	16.5	-	$T_{0n} = -2^\circ\text{C}$ $C_D = 0.4$
0.3	7.1	4.8	9.5	-	
0.5	6.4	4.3	8.5	-	
0.8	5.7	3.5	7.0	-	
0.1	10.5	0.4	-	10.5	$T_{0n} = -8^\circ\text{C}$ $C_D = 0.6$
0.3	9.7	6.5	43.0	-	
0.5	8.8	5.6	24.0	-	
0.8	7.7	5.4	12.5	-	
0.1	10.5	0.2	-	10.5	$T_{0n} = -15^\circ\text{C}$ $C_D = 0.6$
0.3	10.1	1.4	-	9.1	
0.5	9.1	6.5	39.0	-	
0.8	8.8	6.5	22.5	-	

Resultados principales para 12 trayectorias de granizos calculadas según el modo de "crecimiento seco". D_0 : diámetro del germen; Z_m : altura máxima alcanzada; D_f : diámetro final; t : duración de la trayectoria; Z_f : altura alcanzada a los 60 min de cálculo, para las trayectorias que no llegan a tierra; T_{0n} : temperatura del germen; C_D : coeficiente de arrastre.

EPIGRAFES DE LAS FIGURAS

- Fig. 1: Evolución de la posición, temperatura y diámetro según tres modos de crecimiento para un granizo que crece a partir de un germen de 1 mm (D_0) con una temperatura de -2°C (T_{0n}) y con un coeficiente de arrastre de 0.4 (C_D) en una nube estacionaria.
- Fig. 2: Evolución de la posición, temperatura y diámetro según dos modos de crecimiento para un granizo que crece a partir de un germen de 3 mm con una temperatura de -8°C y con un coeficiente de arrastre de 0.6 en una nube estacionaria.
- Fig. 3: Evolución de posición, temperatura y diámetro para granizos que crecen a partir de gérmenes de 1 mm (----) y de 3 mm (—) ambos con temperaturas de -7.4°C , coeficiente de arrastre de 0.6 y originados a los 21 minutos de una nube no estacionaria.



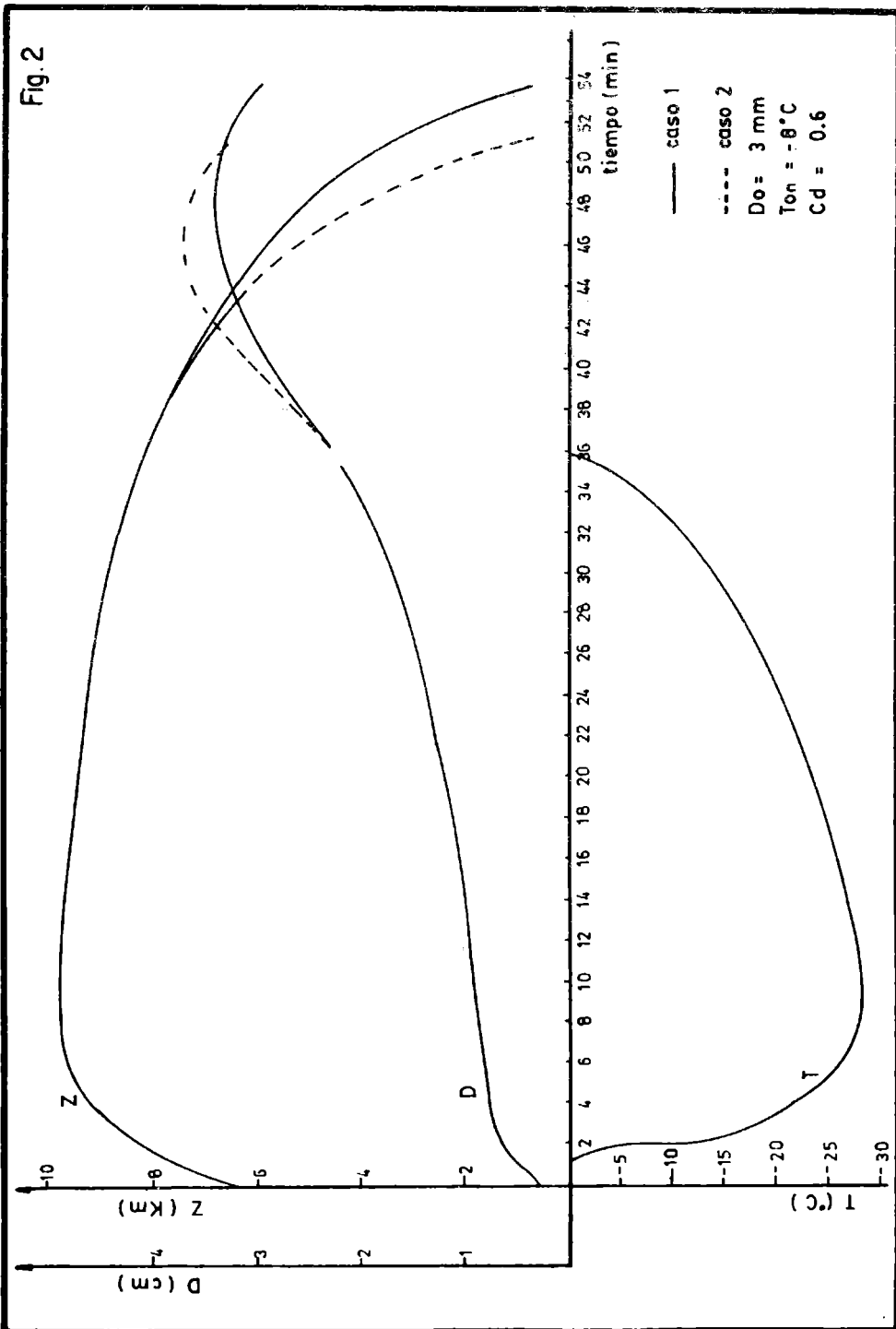
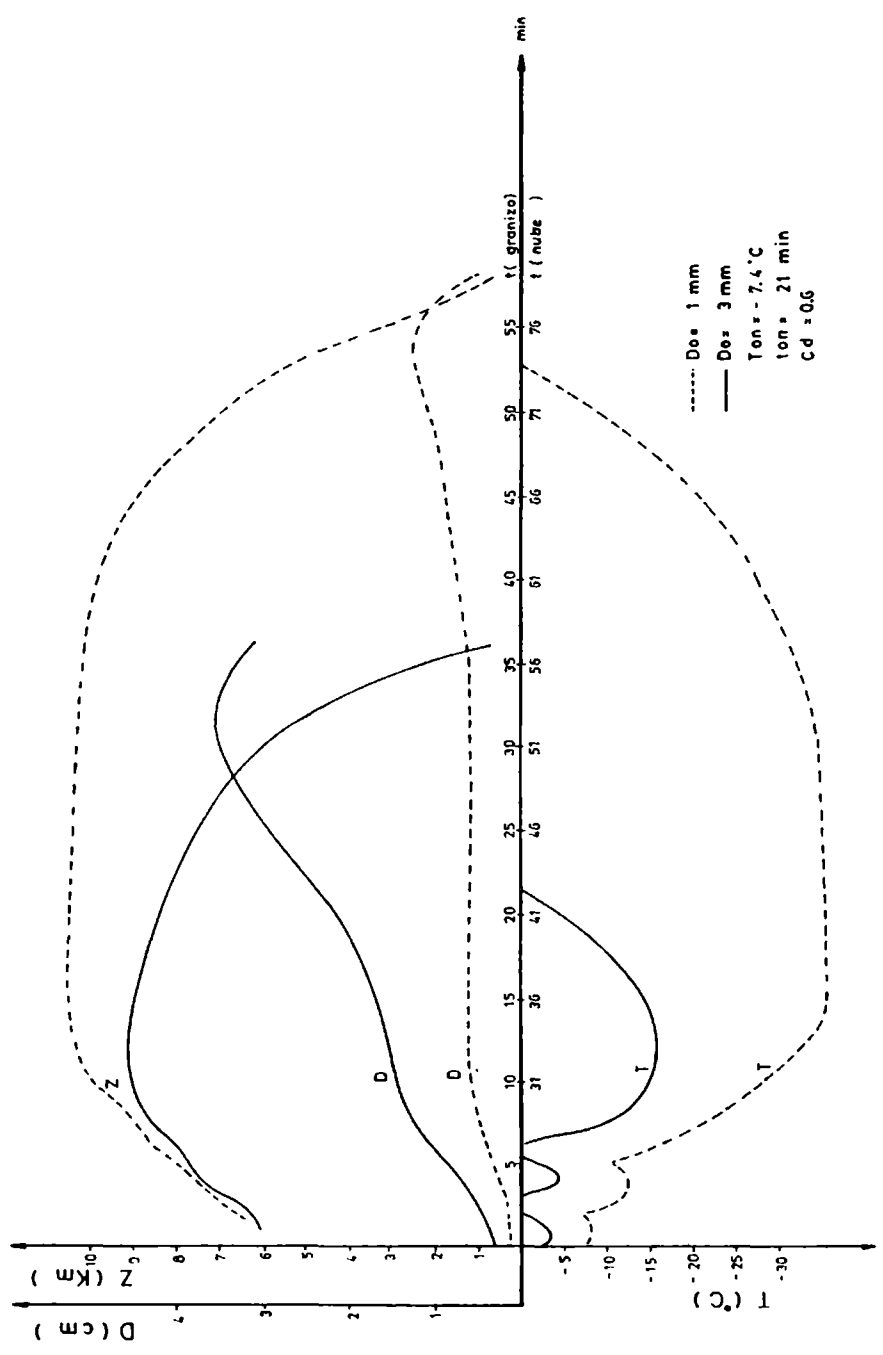


Fig 3



DETERMINACION GRAFICA DE LA CRONOLOGIA RELATIVA
ENTRE ESPECIMENES PARA ESTUDIOS PALEOMAGNETICOS

José Sellés Martínez

Departamento de Geología, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales,
Universidad de Buenos Aires
Buenos Aires, República Argentina

RESUMEN

Se fundamenta y desarrolla una técnica gráfica que permite establecer la cronología relativa entre especímenes obtenidos de cilindros perforados en el laboratorio sobre muestras de mano orientadas en el campo. La misma es de aplicación en aquellos casos en los que si bien se conoce la actitud de la secuencia no es posible la identificación de niveles de referencia a escala de la muestra de mano. Técnicas de proyección ortográfica y estereográfica permiten realizar los cálculos y dibujos necesarios.

ABSTRACT

A graphical method is proposed to establish the relative chronology between samples taken from cylinders drilled in laboratory out of hand-specimens which have been oriented in the field. This method has its application in those cores in which the attitude of the stratigraphic sequence is known but it is not possible to identify reference planes in the scale of the hand-specimen. Orthographic and stereographic projection techniques make it possible to make the necessary calculations and drawings.

INTRODUCCION

Las variaciones en las características paleomagnéticas de muestras de rocas estratificadas se representan en orden estratigráfico con el fin de obtener perfiles de la variación de la Declinación e Inclinación magnéticas en función del tiempo, y también, conocer el comportamiento polar en el período representado por la secuencia muestreada. En aquellos casos en los que las variaciones registradas corresponden a intervalos de tiempo mayores que el representado por cada muestra la graficación no ofrece problemas ya que todos los especímenes de aquella presentarían características similares. Pero cuando los cambios se producen con una frecuencia tal que aparecen registradas variaciones dentro de cada muestra, se hace necesario conocer las relaciones cronológicas existentes entre especímenes provenientes de la misma. Esto no es fácil si la actitud del plano de estratificación no aparece claramente representada en el ejemplar de rocas (en forma de bandas de color o cambios en la mineralogía o volumetría), como sería el caso de muestras provenientes de secuencias muy homogéneas o estratos muy potentes. Para estos casos en los que el plano de estratificación no es visible en la muestra de mano se sugiere la presente técnica gráfica de determinación de relaciones cronológicas entre especímenes. La misma se ha desarrollado teniendo en cuenta que dadas las características del muestreo paleomagnético todas las muestras presentan una cara cuya orientación es conocida, así como la actitud de la secuencia sedimentaria en el área de muestreo. Las técnicas usuales de obtención de los cilindros (y de los especímenes a partir de aquellos) (+), permiten establecer una serie de relaciones geométricas constantes que facilitan la determinación.

TÉCNICA DE CÁLCULO

Datos necesarios

Los datos necesarios para el desarrollo de la técnica propuesta son los siguientes:

- | | |
|---------------------------|---|
| <u>Datos de campo:</u> | I - Actitud (rumbo e inclinación) del plano de estratificación (SS). |
| | II - Actitud (rumbo e inclinación) del plano de referencia (Pr). |
| <u>Datos de gabinete:</u> | III - Actitud (dirección y buzamiento) del eje de las perforaciones |
| | IV - Hundimiento de la intersección del plano que une los ejes de las perforaciones sobre el plano de referencia (h). |
| | V - Actitud (rumbo e inclinación) del plano que une los ejes de las perforaciones (de). |

Los parámetros III a VI se calculan según se expone a continuación:

Determinación de la actitud del eje de las perforaciones: La técnica de obtención de los cilindros hace que los mismos presenten su eje longitudinal perpendicular al plano de referencia (Fig.1). Su actitud será por lo tanto coincidente con la del polo del plano de referencia. Si representamos en la red estereográfica el plano de referencia, la posición del polo del mismo estará a 90° del rumbo de Pr (en la dirección contraria a la inclinación de Pr; recordemos que por convención proyectamos siempre las intersecciones con el hemisferio inferior) y su inclinación será el complemento del ángulo de inclinación del Pr (Fig.2).

Medición del hundimiento de la línea que une los ejes de las perforaciones sobre el plano de referencia: Este valor se obtiene directamente con un transportador sobre la muestra. Es el ángulo que forman la línea de rumbo del plano de referencia y la línea imaginaria que une los centros de las perforaciones (véase Fig. 1b).

Determinación de la actitud del plano que une los ejes de las perforaciones: Para ello contamos con dos datos, el primero (punto p) surge del punto A_1 ; el segundo es su intersección con el plano de referencia, y corresponde al hundimiento de la línea de intersección sobre dicho plano (Fig.3, punto q). Haciendo coincidir ambos puntos sobre un círculo máximo queda determinada la actitud del plano de los ejes de las perforaciones (rumbo Az 184° e inclinación 74° al Oeste).

Medición de la distancia entre los ejes de las perforaciones: Se mide directamente sobre la muestra (Fig. 1b). Es la distancia entre los centros de los círculos A y B, denominada de.

Metodología de Trabajo

Los casos más sencillos, en los que no es necesario cálculo ni representación, son aquellos en los que el Pr es paralelo a SS o perpendicular al mismo. Los ejes de las perforaciones son entonces perpendiculares o paralelos a la estratificación respectivamente. En el primer caso la distancia o intervalo estratigráfico entre especímenes será simplemente la distancia o intervalo entre ambos medido paralelamente a los ejes (Fig.4). En aquellos casos en los que el plano de referencia es perpendicular a SS, la relación de edades no depende de las posiciones de los especímenes dentro de cada cilindro sino de la orientación del plano que une los ejes de las perforaciones (ya que en este caso cada cilindro representa un mismo intervalo de tiempo).

Si Pe es paralelo a SS ambos cilindros tienen la misma edad (Fig. 5a). Si el Pe es perpendicular a SS el cilindro más alto será más joven (Suponiendo que la muestra presenta la sucesión en posición normal) (Fig. 5b). Cuando ambos planos (SS y Pe) forman un ángulo diferente de 0° ó de 90° ambos cilindros pueden compartir o no un cierto nivel estratigráfico (Figs. 5c y 5d), dependiendo ello del ángulo en cuestión y de la distancia entre los centros de las perforaciones.

Para todos los otros casos en los que la relación entre la estratificación y el plano de referencia es diferente de los anteriores la complejidad de su visualización varía en función de las relaciones espaciales entre los planos.

El procedimiento a seguir se ilustrará mediante el ejemplo utilizado anteriormente (Fig. 1). Supongamos que al realizar las perforaciones los ejes de las mismas quedan separados 4,7 cm sobre el plano de referencia y que la línea que une ambos centros de perforaciones forma un ángulo de 40° con la traza del rumbo del plano de referencia. Tal como se ilustró en las Figs. 2 y 3 tenemos ya representados en la red estereográfica el plano de referencia, el plano de la estratificación, el plano de los ejes de las perforaciones y la dirección de las perforaciones.

Para facilitar las operaciones es conveniente llevar el plano de los ejes a la horizontal (con lo que el mismo coincidiría con el plano del papel). Mediante la red estereográfica esto se logra rápidamente y con exactitud. El plano que va a ser rotado a la horizontal se lleva a la dirección norte-sur (Fig. 6) y siguiendo los círculos menores se gira en una cantidad igual a su inclinación hasta el círculo ecuatorial; solidariamente y sin cambiar la posición del estereograma se desplazan (también por arcos de círculos menores), los elementos restantes (SS , Pr y p). Quedan así definidas las nuevas posiciones de todos estos elementos (Fig. 7).

Tal como habíamos establecido, el plano del papel corresponde ahora el plano horizontal con el norte al frente del lector. Podemos realizar un dibujo a tamaño natural o escala rápidamente de la siguiente forma: La dirección de los ejes de las perforaciones está dada por la posición del punto p y es $N 72^{\circ} O$, el rumbo de la estratificación es ahora $N 3^{\circ} E$ (Fig.7). La representación correspondiente se muestra en la Fig.8, en la que se han representado ambos ejes con la separación pertinente. La Figura 9 muestra un diagrama más completo del mismo caso, donde se han identificado los cilindros (esto debe hacerse teniendo en cuenta cual era la dirección del hundimiento y cual de los cilindros estaba "más abajo" en esa dirección). En la Fig. 10 se ha completado el esquema tridimensionalmente. La interpretación del mismo nos lleva a establecer que los especímenes A_1 y B_1 son respectivamente más jóvenes que las A_2 y B_2 . También que los especímenes A_1 y B_1 y los A_2 y B_2 comparten un cierto intervalo, pero que el A_1 es algo más joven que el B_1 y, en forma similar, A_2 es algo más joven que B_2 . En este ejemplo en particular habría un cierto intervalo compartido por los cuatro especímenes.

En muchos casos no es suficiente conocer la traza de la estratificación sobre uno sólo de los planos que seccionan cada cilindro, sino que es necesaria su representación sobre un segundo plano perpendicular al anterior. El valor del hundimiento de la traza de la estratificación sobre el plano perpendicular a Pr y Pe , que es el que utilizaremos surge rápidamente del diagrama estereográfico. El plano en cuestión, Pp puede trazarse ya sea a partir del punto P o bien directamente a 90° del rumbo del plano de referencia. La distancia angular entre el punto p y la intersección con el plano de estratificación (Punto r en la Fig. 11) es el hundimiento buscado.

En la Fig.12 se representa la posición determinada. Puede observarse que en el caso del ejemplo la interpretación no cambia significativamente. Solo puede agregarse a lo dicho anteriormente que el interva

lo compartido por los especímenes es menor que lo que aparentaba la Fig. 10.-

Si se desea obtener un modelo espacial cuyas caras correspondan a las direcciones de los tres planos hasta aquí utilizados se procede de la siguiente forma: Sobre un desarrollo de un cubo (Fig.13) se dibujan las trazas. El plano central de la cruz se toma como plano de los ejes de las perforaciones y la traza de la estratificación se marca formando un ángulo igual a la diferencia entre la actitud de S y de Pr (Fig.11). Sobre Pr se representa el hundimiento correspondiente y similarmente sobre el plano perpendicular. Finalmente midiendo el ángulo entre la traza de la estratificación y el rumbo del plano de referencia en el estado inicial (Fig.2) podemos reconstruir la traza de la línea de rumbo del plano de referencia y así orientar el modelo en el espacio (Fig.14).

EPIGRAFES DE LAS FIGURAS

- Figura 1: Esquema tridimensional y detalle del plano de referencia de la muestra tomada como ejemplo. En la parte inferior se destaca la posición de las perforaciones, su identificación y cómo se mide el ángulo con que hunde la línea que une los ejes de las perforaciones.
- Figura 2: Representación estereográfica de los parámetros correspondientes al ejemplo desarrollado en el texto. Plano de estratificación (SS) Rumbo Az 360° inclinación 30° E; Plano de referencia (Pr) Rumbo Az 45° inclinación 20° SE; Polo del Pr (p); Dirección de los ejes de las perforaciones Rumbo Az 315° buzamiento 70° .
- Figura 3: Haciendo coincidir los puntos p y q (correspondientes al polo del Pr y al hundimiento (h) de la línea de intersección del Pe con el Pr medido sobre Pr) con la traza de un círculo máximo queda determinada la actitud del Pe. Su Rumbo es Az 184° y su inclinación 74° al O. Téngase especial cuidado al establecer la dirección del hundimiento (en el ejemplo hacia el sudoeste) y recuérdese que este valor se grafica llevando el plano sobre el que se ha medido el valor del hundimiento a la posición Norte-Sur y contando desde el extremo correspondiente el valor angular de hundimiento, siempre sobre el arco de círculo máximo correspondiente a la inclinación del plano sobre el cual se ha medido el hundimiento (Pr).
- Figura 4: Relación estratigráfica entre especímenes que corresponden a un mismo cilindro y a dos cilindros cuando el plano de referencia es paralelo a la estratificación. Edad de G1 = Edad de H1 y Edad de G2 = Edad de H2. Edad de G1 < Edad de G2 y Edad de H1 < Edad de H2 (').
- (') Suponiendo que la sucesión se presenta normal y que la muestra no ha sido obtenida en forma invertida.

- Figura 5: Cuatro casos posibles en los cuales el plano de referencia es perpendicular a la estratificación. Las relaciones estratigráficas entre cilindros son diferentes en cada caso.
- Figura 6: Se ilustra la forma en que el plano P_e es llevado a la horizontal (trayectorias \curvearrowright) y como en forma solidaria giran los planos S (trayectoria \curvearrowleft) y Pr (trayectoria \curvearrowleft). El punto p se traslada según la trayectoria \curvearrowright . Todas estas trayectorias son arcos de círculos menores.
- Figura 7: Posiciones finales de los elementos rotados en la figura 6.
- Figura 8: Representación de la dirección de los ejes de las perforaciones y de la traza de S sobre el plano P_e .
- Figura 9: Al mismo esquema anterior se le han agregado los perfiles de los cilindros y las posiciones de los especímenes obtenidas de ellos. La línea c es perpendicular a las direcciones de los ejes y su actitud puede verificarse en la red estereográfica teniendo en cuenta que corresponde a la intersección del plano de referencia con el plano de los ejes de las perforaciones.
- Figura 10: El esquema anterior en tres dimensiones.
- Figura 11: Cálculo del hundimiento del plano de la estratificación sobre el plano perpendicular al de los ejes y al de referencia (P_p). El hundimiento es el ángulo entre p y r .
- Figura 12: Representación de la información sobre el plano perpendicular determinado en la figura 11.
- Figura 13: Desarrollo del cubo y diseño de las trazas de la estratificación sobre sus caras.

FIGURA 1

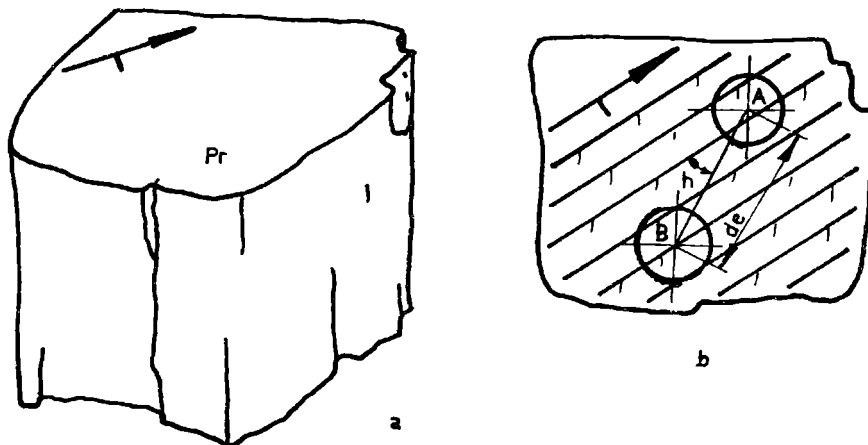


FIGURA 2

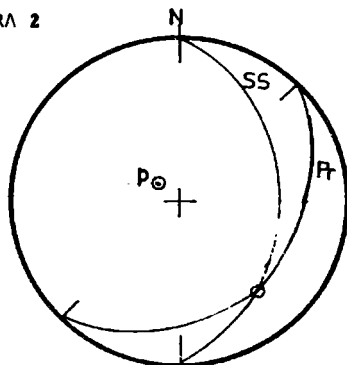


FIGURA 3

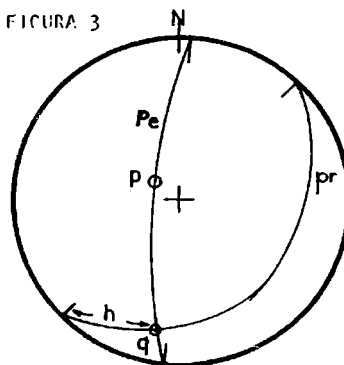


FIGURA 4

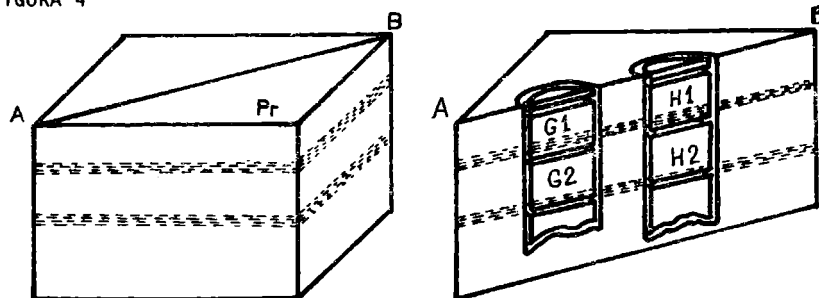
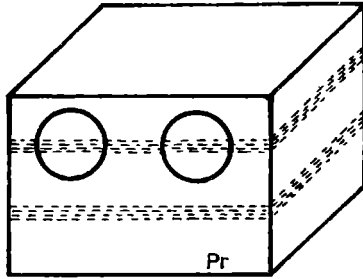
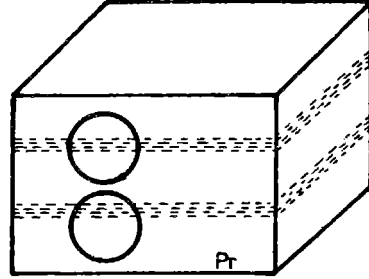


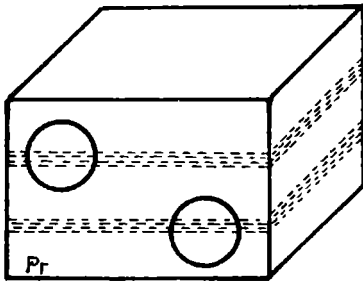
FIGURA 5



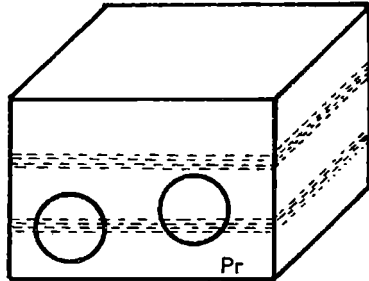
a



b



c



d

FIGURA 6

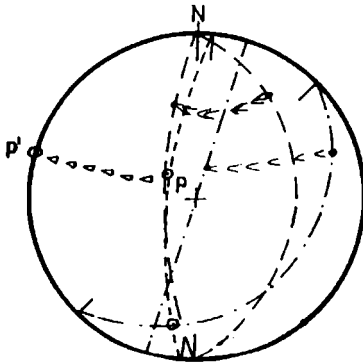
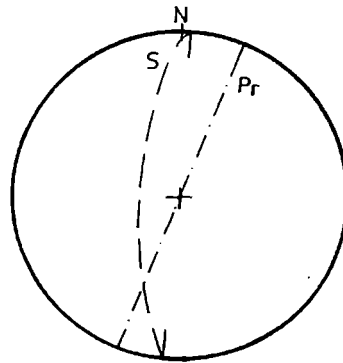
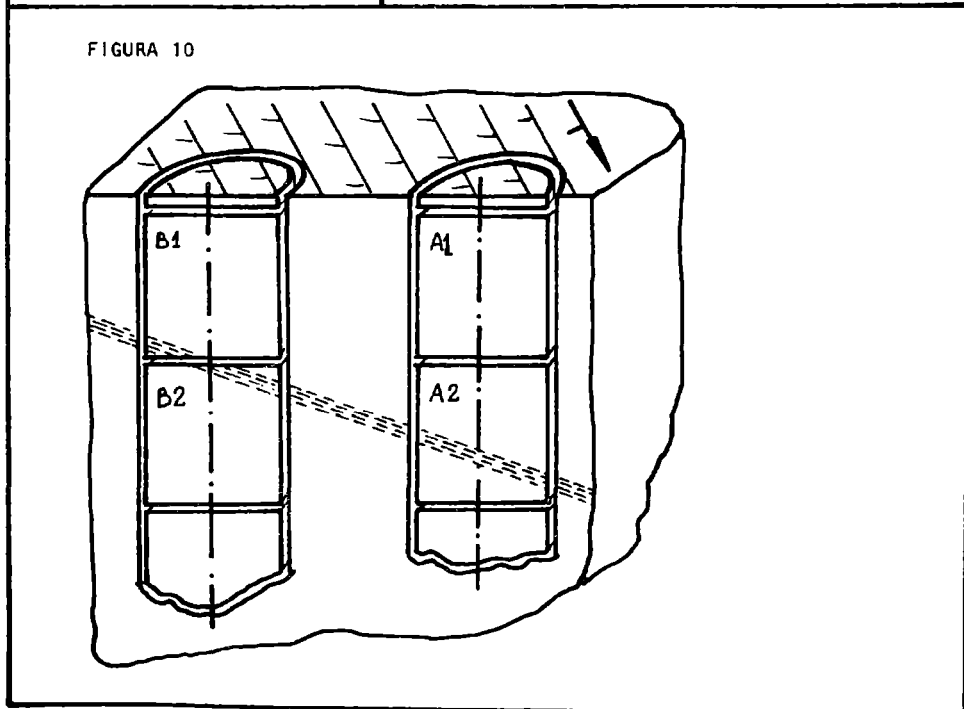
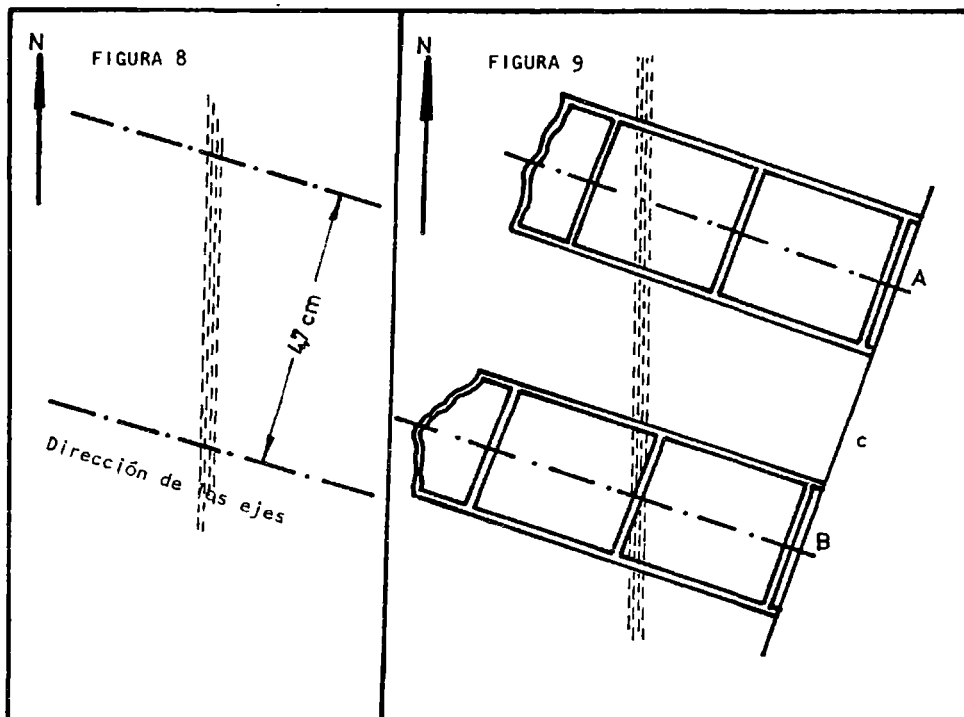


FIGURA 7





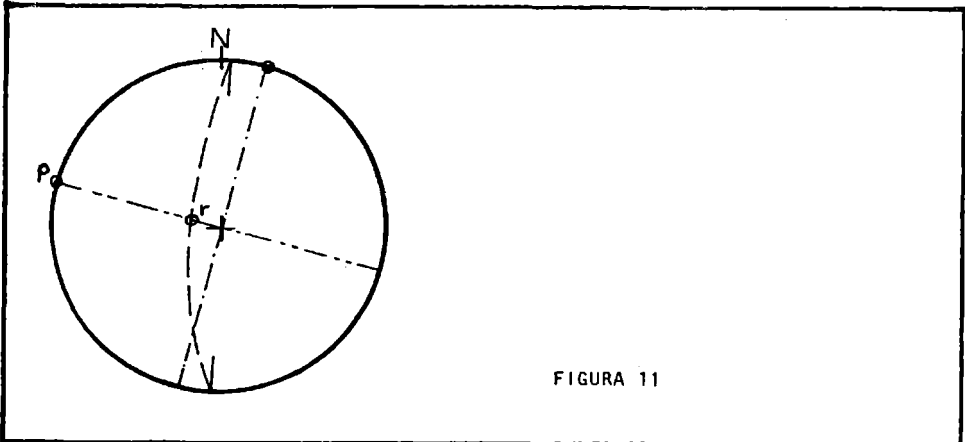


FIGURA 11

FIGURA 12

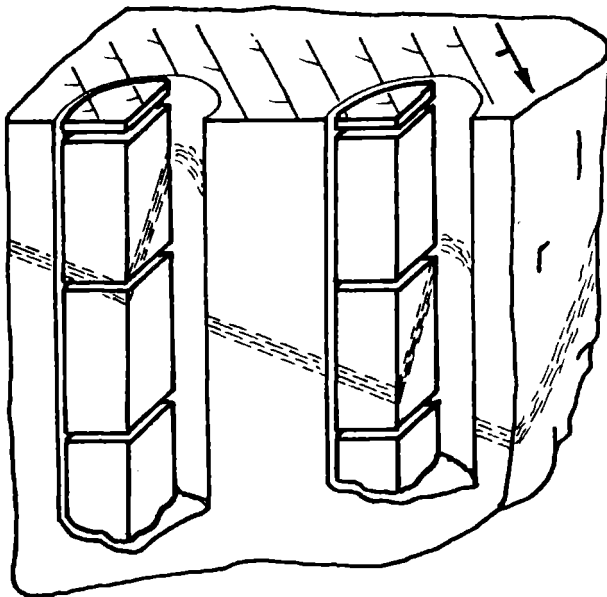
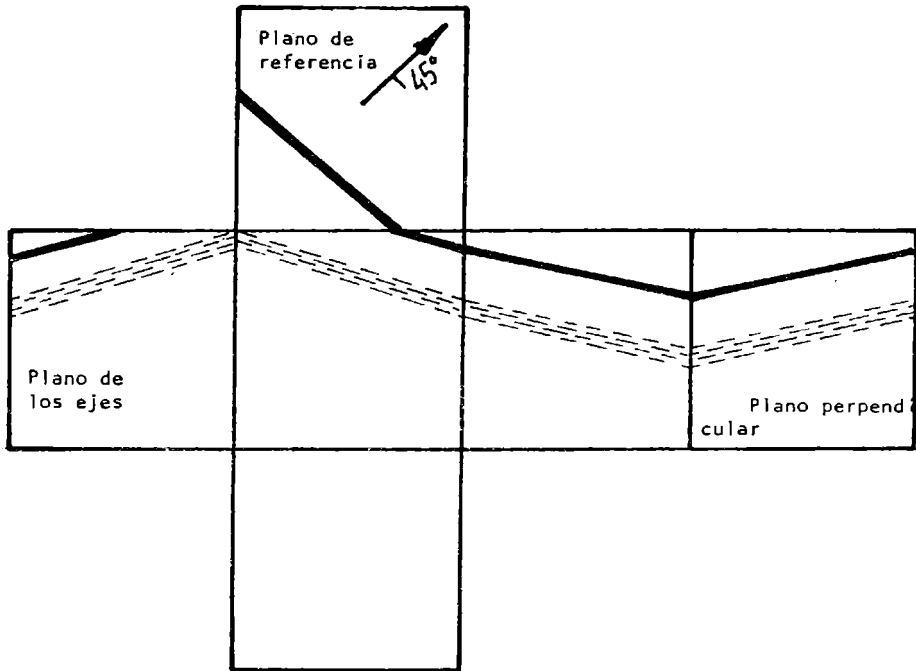


FIGURA 13



LA TEMPERATURA VIBRACIONAL DEL N_2 EN LA REGION E DE LA IONOSFERA

I. TEORIA.

A. de la Torre y S. Duhau*

Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Universidad de Buenos Aires

RESUMEN

La temperatura vibracional del gas de N_2 predicha de los modelos teóricos en la región E no es compatible con las mediciones de la misma ni con su valor inferido de la teoría de formación de la ionósfera. Se revisan, por lo tanto, las hipótesis y los parámetros utilizados en dichos modelos.

Se evalúan los distintos mecanismos factibles de producir y absorber cuantos de energía vibracional del N_2 , suponiendo la existencia de equilibrio fotoquímico, y la importancia en la creación de energía vibracional de los procesos de colisión de las moléculas de N_2 con los átomos de O^1D provenientes de la fotodisociación del O_2 , considerando la eficiencia de producción de estos últimos en el continuo de Schumann-Runge y longitudes de onda menores (hasta 1160Å).

Se halla que los mecanismos de transferencia de cuantos con los gases de CO_2 y O son los principales desactivadores del N_2 vibracionalmente excitado en esa región.

ABSTRACT

The N_2 vibrational temperature predicted by the theoretical models at E-region heights is not consistent either with its experimental value, or with the one inferred from the theory of ionosphere formation. Therefore, the hypothesis and parameters used in these models are revised.

Assuming the existence of photochemical equilibrium, the different mechanisms that produce and absorb N_2 vibrational energy quanta are studied, and the importance in the production of vibrational energy of the collision between N_2 molecules and O^1D atoms originated in the photodissociation of the O_2 molecules is evaluated, considering the efficiency of this process in the Schumann-Runge continuum and shorter wave lengths (until 1160Å).

It is found that the main sinks of the N_2 vibrational energy are the CO_2 and O gases in this region.

* Miembro del CONICET.

1. INTRODUCCION

A pesar del gran número de reacciones químicas que tienen lugar en la atmósfera, está bien establecido cuales son las que tienen real significación en la determinación de los valores de ciertos parámetros. En particular, uno de los procesos relevantes en la formación de iones de O^+ es la reacción de esta especie con el gas de N_2 , dando lugar a la producción de iones de NO^+ , los cuales a su vez se recombinan disociativamente capturando electrones libres. La velocidad a la cual se produce la combinación entre N_2 y O^+ es una función fuertemente dependiente de la temperatura traslacional de ambos gases y del grado de excitación vibracional del N_2 (O'Malley, 1970; Van Zandt y O'Malley, 1973). Imponiendo una distribución de equilibrio termodinámico para esta energía vibracional, la misma se halla cuantificada por la correspondiente temperatura vibracional, T_v , y conociendo este parámetro se puede evaluar el proceso antes mencionado. Correlacionando densidades medidas de O^+ y O entre 100 y 130 km, Duhau y Azpiázu (1983) mostraron que T_v podría estar por encima de $1000^\circ K$ en estas altitudes.

La transferencia de esta energía de vibración entre las moléculas de N_2 y el gas de electrones térmicos (Walker, 1968; Walker y otros, 1969) podría entonces explicar la temperatura elevada de estos últimos, la cual se ha mostrado está de 2 a 5 veces por encima de la temperatura neutra, dependiendo de la actividad solar en días geomagnéticamente quietos y latitudes medias (Duhau y Azpiázu, 1981)

No obstante la importancia que adquiere la determinación de T_v , solo existen mediciones in situ para condiciones aurales (O'Neil y otros, 1974). Varios autores han evaluado teóricamente perfiles de esta temperatura tomando como límite inferior la base de la capa E, para distintas condiciones atmosféricas y actividades solares (ver por ejemplo Walker, 1968; Walker y otros, 1969; Varnum, 1972; Jamshidi y otros, 1973; Kummeler y Bortner, 1973; Kumer y James, 1974; Newton y otros, 1974) obteniendo valores de T_v en la región E por debajo de los $900^\circ K$.

En los últimos años, se han realizado progresos en la determinación de ciertos parámetros y coeficientes de reacción intervinientes en las teorías utilizadas por los autores antes mencionados; por ello es que en el presente trabajo se realizará una revisión de sus conclusiones y resultados, incluyendo la evaluación de nuevos mecanismos propuestos hasta la actualidad y además una estimación de la importancia relativa de los procesos que intervienen en el cálculo de T_v .

2. LA ECUACION DE CONTINUIDAD PARA LOS CUANTOS DE VIBRACION DEL N_2

En la región E ionosférica, la abundancia de colisiones entre moléculas de N_2 en distintos estados de excitación vibracional garantiza una distribución de

Boltzmann para dicha energía de vibración, frente a posibles apartamientos de una distribución de equilibrio termodinámico ocasionados por mecanismos de transferencia de energía, reacciones de carácter fotoquímico y transporte de cuantos vibracionales (ver por ejemplo Walker, 1968; 1973).

Se puede suponer que entre 90 y 125 km el intercambio de cuantos con otras altitudes por difusión es un mecanismo comparativamente despreciable, por lo que en dicha región rige además equilibrio fotoquímico para las moléculas de N_2 vibracionalmente excitadas (Walker y otros, 1969). Esto se puede expresar como:

$$\sum_{i=1}^n q_i(z) = \sum_{j=1}^m l_j(z) \quad (1)$$

con z entre 90 y 125 km; los términos $q_i(z)$ y $l_j(z)$ representan, respectivamente, a las velocidades de producción y de pérdida por unidad de volumen de cuantos de vibración debidos a mecanismos de origen químico y fotoquímico.

2.1. Procesos de intercambio de cuantos vibracionales

Los procesos que se han considerado hasta el presente aptos para producir un intercambio de energía apreciable con los estados vibracionales del N_2 en la baja termosfera son:

i) La desactivación de los átomos de O en el estado 1D por colisiones con moléculas de N_2 , excitándose estas últimas vibracionalmente de acuerdo con la reacción:

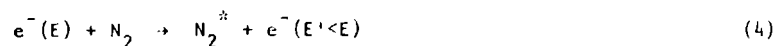


ii) La reacción química (Dalgarno, 1963)



iii) Las colisiones entre electrones en equilibrio térmico a una cierta temperatura T_e y el gas de N_2 . Este mecanismo podría consistir en una fuente de cuantos de vibración para el N_2 siempre que T_e sea mayor que T_v . En caso contrario ($T_v > T_e$) significaría una pérdida de energía de vibración (Stubbe y Varnum, 1972).

iv) La conversión de energía cinética de los fotoelectrones y electrones no termalizados en energía de excitación de los niveles vibracionales del N_2 , lo que puede expresarse como (ver por ejemplo Timothy y otros, 1972)



v) La desexcitación del gas de N_2^* a través de tres mecanismos (ver por ejemplo Taylor y Bitterman, 1969; Mc Neal y otros, 1972; O'Malley, 1970):



donde se puede destacar la fuerte dependencia del coeficiente de la última reacción con la temperatura vibracional del N₂.

En la tabla I se distinguen los procesos considerados por distintos autores para el cálculo de T_v en la baja termosfera.

TABLA I

	P R O C E S O						
	i	ii	iii	iv	v	vi	vii
Walker (1968)	*	*	*				*
Walker y otros (1969)	*	*		*	*		
Varnum (1972)	*	*	*	*	*		
Kumler y Bortner (1973)	*	*	*		*	*	
Jemshidi y otros (1973)	*	*	*		*	*	
Kumer y James (1974)	*	*		*	*	*	

Procesos de producción y pérdida de cuantos de vibración considerados por distintos autores en el cálculo de T_v. Los mecanismos i, v y vi resultaron, en el presente trabajo, los más significativos a las altitudes consideradas.

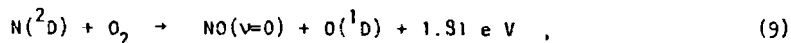
2.1.1. Velocidades de producción por unidad de volumen de cuantos de vibración

Las expresiones correspondientes a la creación de energía vibracional en los procesos mencionados son:

proceso i)

$$q_1(z) = \eta_1 k_1 \{0^1D\}(z) \{N_2\}(z) \quad (8)$$

donde η_1 es la eficiencia de producción de cuantos por reacción e igual a 2.2 cuantos/reacción (Slanger y Black, 1974), k_1 es la constante de reacción, y $\{0^1D\}$ y $\{N_2\}$ son las concentraciones respectivas. Los átomos de 0¹D son provistos en la región E fundamentalmente por procesos de fotodisociación de las moléculas de O₂ debidos a la acción de la radiación solar incidente. El rango de longitudes de onda donde es energeticamente posible la producción de esta especie electrónica es el continuo de Schumann-Runge (aproximadamente entre 1750 y 1350 Å) y por debajo hasta 1160 Å. Existen además otros procesos de producción de 0¹D, como por ejemplo la reacción (Black, 1969):



que no obstante no son competitivos con la fotodisociación a las altitudes aquí consideradas y a latitudes medias (Hays y otros, 1978; Torr y otros, 1980). El proceso dado por la ecuación (9) resulta significativo sólo en zonas aurorales donde alcanza a ser el mecanismo mas importante en la producción de $O(^1D)$ (Waite y otros, 1979).

La energía electrónica de los átomos de $O(^1D)$ es también removida por el gas de O_2 , y considerando que en la región E los primeros se hallan en equilibrio fotoquímico, en principio debería expresarse a la densidad de $O(^1D)$ como

$$\{O(^1D)\}(z) = \frac{\text{velocidad de producción por fotodis. / unid. de vol.}}{k_1 \{N_2\}(z) + k_1^i \{O_2\}(z)} \quad (10)$$

Sin embargo, aunque k_1 es del mismo orden que k_1^i , es mas importante la desactivación debida al N_2 por la concentración relativa de esta especie respecto al O_2 (Hays y otros, 1979). Por lo tanto se puede considerar que toda la energía disponible en el gas de $O(^1D)$ se convierte en cuantos vibracionales de N_2 .

Reemplazando (8) en (10) se obtiene:

$$\frac{q_1(z)}{\eta_1} = \{O_2\}(z) \int_{1160}^{1750} \sigma_{O_2}(\lambda) \mu(\lambda) \left\{ \Phi_{\infty}(\lambda) \cdot \exp(-\sigma_{O_2}(\lambda) \int_z^{\infty} \{O_2\}(z') \sec \chi(z') dz') \right\} d\lambda \quad (11)$$

donde $\sigma_{O_2}(\lambda)$ son las secciones eficaces de absorción del O_2 , $\mu(\lambda)$ es el rendimiento cuántico de fotodisociación, $\Phi_{\infty}(\lambda)$ es el flujo solar incidente en la exósfera y χ es el ángulo cenital solar.

proceso ii)

$$q_2(z) = \eta_2 k_2 \{N\}(z) \{NO\}(z) \quad (12)$$

donde $\eta_2 = 2.7$ cuantos/reacción y $k_2 = 7 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ seg}^{-1}$ (Lin y Kaufman, 1971).

proceso iii)

$$q_3(z) = \frac{\{e^-\}(z) \{N_2\}(z)}{\Delta E} 2.99 \cdot 10^{-12} \exp\left(f \frac{T_e - 2000}{T_e} \right) \exp$$

$$\left(-g \frac{T_e - T_v}{T_e} - 1\right) \text{ cm}^{-3} \text{ seg}^{-1} \quad (13)$$

donde:

$\Delta E = 0.293$ e V es el intervalo de energía entre dos niveles vibracionales adyacentes, y

$$f = 1.06 \cdot 10^4 + 7.51 \cdot 10^3 \tanh \{1.10 \cdot 10^{-3} (T_e - 1800)\}$$

$$g = 3300 + 1.233(T_e - 1000) - 2.056 \cdot 10^{-4} (T_e - 1000) (T_e - 4000)$$

(Stubbe y Varnum, 1972).

proceso iv)

$$q_4(z) = \frac{1}{\Delta E} \int_{Ee_1}^{Ee_2} v f(Ee/z) \{N_2\}(z) L(Ee/N_2) dEe \quad (14)$$

donde Ee_1 y Ee_2 son las energías cinéticas límites de los fotoelectrones, dentro de las cuales estas pueden excitar vibracionalmente las moléculas de N₂; $v f(Ee/z)$ es el flujo de fotoelectrones por unidad de energía a una altura z y $L(Ee/N_2)$ es la sección eficaz de frenado de los mismos (ver por ejemplo Schunk y Walker, 1973).

2.1.2 Velocidad de pérdida por unidad de volumen de cuantos de vibración

Las expresiones relativas a la desactivación de moléculas de N₂ en el μ -ésimo estado vibracional por colisiones con moléculas de CO₂ y O son:

$$I_1^\mu(z) = \{N_{2\mu}\}(z) \left[(k_3 \{CO_2\}(z) + k_4 \{O\}(z)) \right] \quad (15)$$

donde el subíndice μ expresa la concentración de N₂ en dicho nivel solamente.

El coeficiente k_3 ha sido medido por Taylor y Bitterman (1969), y

$$k_4 = 1.2 \cdot 10^{-13} \exp(-23/T^{1/3}) \text{ (McNeal, 1972)}.$$

Multiplicando por μ y sumando sobre todos los niveles, la expresión anterior queda en función de la concentración de cuantos vibracionales $\rho(z)$:

$$I_1(z) = \rho(z) \left[(k_3 \{CO_2\}(z) + k_4 \{O\}(z)) \right] \quad (16)$$

Este último parámetro se puede obtener reemplazando directamente las expresiones (11) y (16) en (1), para luego despejar de esta última:

$$\rho(z) = \frac{q_1(z)}{k_3 \{CO_2\}(z) + k_4 \{O\}(z)} \quad (17)$$

3. OBTENCION DE T_v A PARTIR DE ρ

Por otra parte, y habiendo supuesto una distribución de Boltzmann para los cuantos de vibración, la densidad de cuantos se puede evaluar formalmente como:

$$\begin{aligned} \rho(z) &= \sum_{\mu=1}^{\infty} \mu \{N_2\mu\}(z) \\ &= \{N_2\}(z) \frac{\sum_{\mu} \mu \exp(-\mu\Delta E/kT_v)}{\sum_{\mu} \exp(-\mu\Delta E/kT_v)} \end{aligned} \quad (18)$$

donde k es la constante de Boltzmann. Invirtiendo esta última expresión,

$$T_v = \Delta E / \left\{ k \ln \left(1 + \frac{\{N_2\}(z)}{\rho(z)} \right) \right\} \quad (19)$$

Calculando ρ a partir de la ecuación (17) y reemplazando en (19) se puede obtener T_v .

4. RESULTADOS OBTENIDOS

A fin de realizar una evaluación de los procesos más significativos en la región E para el cálculo de T_v , se utilizaron los distintos parámetros y coeficientes mencionados en los apartados 2.1.1 y 2.1.2; para el flujo de energía solar incidente se utilizó el modelo de Torr y otros (1980) y se recurrió al modelo atmosférico de Jacchia (1977) para la obtención de concentraciones y temperaturas neutras, además del modelo de Duhau y Ázpiazu (1981) de perfiles de T_e . Si bien estos parámetros presentan una variabilidad no tenida en cuenta por otros modelos, no obstante se pueden utilizar para una primera estimación. El problema de la variabilidad de los parámetros será discutido en otro trabajo.

Como resultado de la estimación para baja y alta actividad solar de cada uno de los términos correspondientes a la producción y pérdida de energía vibracional del gas de N_2 dentro de la región E, se evaluó que los únicos mecanismos significativos son la excitación por colisiones con átomos de O^1D y la desactivación a través de los gases de O y CO_2 , independientemente de la actividad solar. El resto de los procesos (ver tabla 1) representa, en todos los casos, menos de un 5% de la producción y pérdida total de cuantos de vibración.

Como ejemplo de esta conclusión, se muestra en la tabla II el resultado para baja actividad solar ($T_{in} \approx 300^\circ K$) y a 100 km de altura.

TABLA II

P R O C E S O S D E				P R O C E S O S D E		
P R O D U C C I O N				P E R D I D A		
(cuantos)				(cuantos)		
cm ³ seg				cm ³ seg		
i)	ii)	iii)	iv)	v)	vi)	vii)
2.2(5)	6.2(3)	1.8(2)	3.3(3)	1.9(5)	3.4(4)	1.1(1)

Estimaciones de los procesos de producción y pérdida de cuantos vibracionales a 100 km de altura y baja actividad solar.

BIBLIOGRAFIA

- Black C., 1969: Vacuum ultraviolet photolysis of N₂O, deactivation of N(²D); J. Chem. Phys., 51, 116.
- Dalgarno A., 1963: Vibrationally excited molecules in atmospheric reactions; Planet. Space Sci., 10, 19.
- Duhau S. y Azpiazu M.C., 1981a: Non thermal equilibrium between electrons and neutrals at ionospheric E-region heights; Geophys. Res. Lett., 8, 819.
- Duhau S. y Azpiazu M.C., 1981b: La temperatura electrónica en la region E de la ionósfera; Geoacta, 11, 165.
- Duhau S. y Azpiazu M.C., 1983: Obtención de la temperatura vibracional del N₂ a partir de la densidad del ion de oxígeno atómico; Geoacta, 12.
- Hays P.B., Rusch D.W., Roble R.G. y Walker J.C.G., 1978: The OI(6300 Å) airglow; Rev. Geophys. Space Phys., 16, 225.
- Jacchia L.G., 1977: Thermospheric temperature, density, and composition: new models; Smithson. Astrophys. Obs., 375.
- Jamshidi E., Fisher E.R. y Kummeler E.H., 1973: Vibrational temperature of N₂ in the E and F regions; J. Geophys. Res., 78, 6151.
- Kumer J.B. y James T.C., 1974: CO₂(001) and N₂ vibrational temperatures in the 50<z<130 km altitude range; J. Geophys. Res., 79, 638.
- Kummeler R.H. y Bortner M.H., 1972: Vibrational temperature in the E and F regions; Space Res., 12, 711.
- Lin C.L. y Kaufman F. 1971: Reactions of metastable nitrogen atoms; J. Chem. Phys., 55, 3760.
- Mc Neal R.J., Whitson M.E. y Cook G.R., 1972: Quenching of vibrationally excited N₂ by atomic oxygen; Chem. Phys. Lett., 16, 507.
- Mc Neal R.J., Whitson M.E. y Cook G.R., 1974: Temperature dependence of the quenching of vibrational excited nitrogen by atomic oxygen; J. Geophys. Res., 79, 1527.
- Newton G.P., Walker J.C.G. y Meijer P.H.E., 1974: Vibrationally excited nitrogen in stable auroral red arcs and its effect on ionospheric

- recombination; *J. Geophys. Res.*, 79, 3807.
- O'Malley T.F., 1970: Simple model for the high energy reaction of O^+ ions with N_2^+ ; *J. Chem. Phys.*, 52, 3269.
- O'Neil R.R., Pendleton W.R., Hart, A.M. y Stair A.T., 1974: Vibrational temperature and molecular density of thermospheric nitrogen measured by rocket-borne electron beam induced luminescence; *J. Geophys. Res.*, 79, 1942.
- Schunk R.W. y Walker J.C.G., 1973: The theory of charged particle temperatures in the upper atmosphere; *Progress in high temperature physics and chemistry*, 5, Pergamon Press.
- Slanger T.G. y Black S., 1974: Electronic to vibrational energy transfer efficiency in the $O(^1D)-N_2$ and $O(^1D)-CO$ systems; *J. Chem. Phys.*, 60, 468.
- Stubbe, P. y Varnum W.S., 1972: Electron energy transfer rates in the ionosphere; *Planet. Space Sci.*, 20, 1121.
- Taylor R.L. y Bitterman S., 1969: Survey of vibrational relaxation data for processes important in the CO_2-N_2 laser system; *Rev. Mod. Phys.*, 41, 26.
- Timothy A.F., Timothy J.G. y Willmore A.P., 1972: The ion chemistry and thermal balance of the E and lower F regions of the daytime ionosphere: and experimental study; *J. Atmos. Terr. Phys.*, 34, 969.
- Torr M.R., Torr D.G. y Hinteregger H.E., 1980: Solar flux variability in the Schumann-Runge continuum as a function of solar cycle 21; *J. Geophys. Res.*, 85, 6063.
- Van Zandt T.E. y O'Malley T.F., 1973: Rate coefficient for the reaction of O^+ with vibrationally excited N_2 ; *J. Geophys. Res.*, 78, 6818.
- Varnum W.S., 1972: Enhanced N_2 vibrational temperatures in the thermosphere; *Planet. Space Sci.*, 20, 1865.
- Waite J.H., Nagy A.F. y Torr D.G., 1979: N_2 vibrational distribution in aurorae; *Planet. Space Sci.*, 27, 901.
- Walker J.C.G., 1968: Electron and nitrogen vibrational temperature in the E region of the ionosphere; *Planet. Space Sci.*, 16, 321.
- Walker J.C.G., Stolarsky R.S. y Nagy A.F., 1969: The vibrational temperature of nuclear nitrogen in the thermosphere; *Ann. Geophys.* 25, 831.
- Walker J.C.G., 1973: Oxygen and nitrogen vibration in the thermosphere; *Physics and chemistry of upper atmospheres*, B.M. He Cormac, 203.

LA TEMPERATURA VIBRACIONAL DEL N_2 EN LA REGION E DE LA IONOSFERA II: ANALISIS DE LOS PARAMETROS Y RESULTADOS

A. de la Torre y S. Duhau*

Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Universidad de Buenos Aires

RESUMEN

Se evalúa la temperatura vibracional de N_2 , T_v , en la región E ionosférica, obteniéndose perfiles de dicho parámetro para baja, media y alta actividad solar en días geomagnéticamente quietos.

Para ello se analizó cuidadosamente la elección de parámetros intervinientes en el cálculo de T_v , evaluando la importancia de la variabilidad de cada uno de los perfiles de dicha temperatura. Asimismo se realizó una estimación de la incerteza que afecta a dicho cálculo a partir de un conocimiento de los errores relativos con que fueron obtenidos dichos parámetros. Se observa que la dependencia logarítmica de T_v con la densidad de cuantos vibracionales amortigua la influencia de la considerable incerteza existente en algunas variables fundamentales.

ABSTRACT

The N_2 vibrational temperature, T_v , in the ionospheric E-region has been calculated. Profiles of this parameter at low, medium and high solar activity and geomagnetically quiet days has been obtained.

To do so, the parameters of the model have been carefully selected and the importance of their variability in the T_v profiles has been analysed. From the relative errors in those parameters, an estimation of the error in T_v has been made. The logarithmic relation between T_v and the density of vibrational quanta reduces the influence of the considerable uncertainty of some of the variables.

* Miembro de la Carrera del Investigador del CONICET.

1. INTRODUCCION

En un trabajo previo (de la Torre y Duhau, 1983) se llevó a cabo una revisión de todos los mecanismos de producción y pérdida de energía vibracional del gas de N₂ en la región E ionosférica, evaluando así la importancia relativa de cada uno de dichos procesos a fin de determinar cuales de estos son realmente significativos en el cálculo de T_v. Se obtuvo como resultado que en el intervalo de altura considerado predominan los mecanismos de excitación por colisiones con átomos de O¹D y de desactivación a través de los gases de CO₂ y O.

A fin de investigar la precisión con que se calcula T_v y su variabilidad serán analizados cada uno de los parámetros intervinientes en el cálculo de los procesos mencionados, considerando las variaciones que los mismos sufren, ya sea debido a la incerteza con que fueran determinados o a las modificaciones de las condiciones atmosféricas e ionosféricas correspondientes. Teniendo en cuenta esto último es que se calculará T_v para tres actividades solares 90 y 125 km de altura. Se tomarán latitudes medias y días geomagnéticamente quietos a fin de poder utilizar mediciones en condiciones equivalentes.

2. MODELO TEORICO

2.1. Ecuaciones del modelo

La expresión correspondiente a la temperatura vibracional del gas de N₂ en la región E de la ionósfera es (ver p.e. Varnum, 1972):

$$T_v = \frac{\Delta E}{k \ln\left(1 + \frac{\{N_2\}(z)}{\rho(z)}\right)}, \quad (1)$$

donde $\Delta E = 0.293$ eV, k es la constante de Boltzmann, $\{N_2\}(z)$ es la concentración del gas de N₂ a una altitud z y $\rho(z)$ representa la densidad de cuantos de vibración. A las alturas aquí consideradas, y teniendo en cuenta únicamente los procesos relevantes en la producción y pérdida de energía vibracional mencionados en apartado anterior, resulta:

$$\rho(z) = \left\{ k_3 \{CO_2\}(z) + k_4 \{O\}(z) \right\}^{-1} q_1(z), \quad (2)$$

donde k_3 y k_4 son los coeficientes de las reacciones de transferencia de la energía de vibración del N₂ a los gases de CO₂ y O. $q_1(z)$ representa la producción de cuantos debido a la desactivación de los átomos de O¹D en procesos de colisión con moléculas de N₂, y es igual a (ver p.e. Rusch y otros, 1975)

$$q_1(z) = \eta_1 \{O_2\}(z) \int_{1160}^{1750} \sigma_{O_2}(\lambda) \mu(\lambda) \cdot \left\{ \phi_{\infty}(\lambda) \exp(-\sigma_{O_2}(\lambda) \int_z^{\infty} \{O_2\}(z') \sec \chi(z') dz') \right\} d\lambda, \quad (3)$$

siendo $\sigma_{O_2}(\lambda)$ la sección eficaz de absorción del O_2 , $\mu(\lambda)$ el rendimiento cuántico de fotodisociación, $\phi_{\infty}(\lambda)$ el flujo de radiación solar incidente en la exósfera, χ el ángulo cenital solar y η_1 es la eficiencia de producción de cuantos por colisión entre un átomo de O'D y una molécula de N_2 .

2.2. Coeficientes de reacción

Una revisión exhaustiva del coeficiente k_3 en base a mediciones propias y de otros autores ha sido llevada a cabo por Taylor y Bitterman (1969), quienes además realizaron un ajuste estadístico de dichos datos experimentales en función de la temperatura cinética de los gases de CO_2 y N_2 (ver figura 1). La variabilidad de dichos valores puede estimarse en menos de un 10%.

El coeficiente k_4 ha sido obtenido experimentalmente por Mc Neal y otros (1972, 1974) (ver figura 1) quienes evaluaron que el error que afecta dichas mediciones es menor que el 40%.

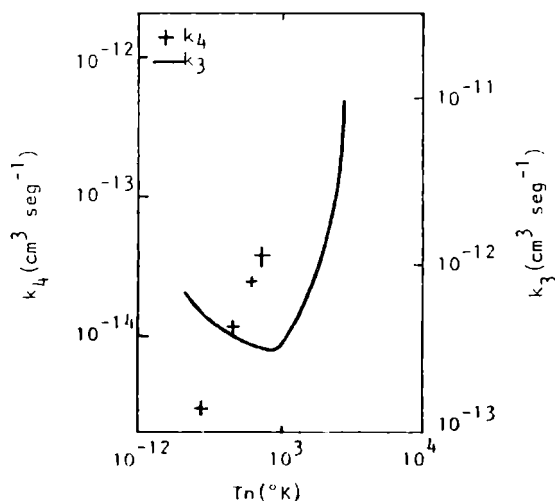


Figura 1 Coeficientes de reacción de k_3 y k_4

2.3. Secciones eficaces y parámetros fisicoquímicos

Las secciones eficaces de absorción del O₂ corresponden a las mediciones realizadas por Metzger y Cook (1964) (ver figura 2) con un error estimado por dichos autores en menos de un 5%. Los rendimientos cuánticos de fotodisociación han sido medidas por Lee y otros (1977) con un error evaluado en un 10% (ver figura 2). La eficiencia de producción de cuantos η_1 ha sido obtenida ultimamente por Slanger y Black (1974) e igual a (2.2 ± 0.4) cuantos por reacción.

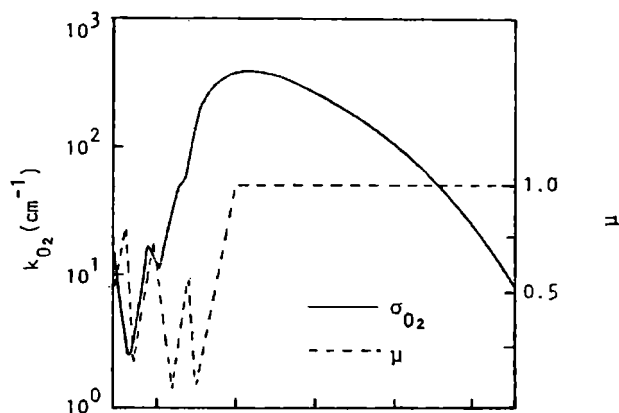


Figura 2. Rendimientos cuánticos de fotodisociación y coeficientes de absorción del O₂, k_{O_2} , donde $k_{O_2} = 2.169 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3} \cdot \sigma_{O_2}$

2.4. Flujos solares y parámetros atmosféricos y ionosféricos

El flujo de radiación solar ha sido parametrizado linealmente en función del índice solar $F_{10.7}$ por Torr y otros (1980) en base a un gran número de datos experimentales en el continuo de Schumann-Runge (ver tabla 1).

Los modelos de densidad y temperatura de los componentes neutros dan valores coincidentes por encima de la región E pero no sucede lo mismo dentro de esta región. En particular las mediciones hechas con radar de Thompson no dan resultados coincidentes con los obtenidos in situ (ver p.e. Salah y Evans, 1975). Sin embargo Duhau y Louro (1983) encontraron que existen limitaciones para la aplicación de las teorías existentes debido a las condiciones de la región E, pero que en un caso seleccionado por baja actividad geomagnética en el cual las con-

diciones de aplicabilidad de dichas teorías se cumplen, la temperatura neutra, T_n , y la frecuencia de colisión calculada con las densidades de N_2 y O_2 dadas por el modelo de Jacchia (1977) -en lo sucesivo J77- coinciden con el resultado medido con radar. Esto daría un indicio de que el J77 describe adecuadamente T_n , $\{O_2\}$ y $\{N_2\}$.

TABLA 1

INTERVALO DE RADIACION SOLAR $\{A\}$	a	b
1375-1400	4.56(7)	2.05(9)
1400-1450	7.68(7)	6.35(9)
1450-1500	7.36(7)	1.13(10)
1500-1550	1.13(8)	2.50(10)
1550-1600	1.16(8)	3.60(10)
1600-1650	1.32(8)	5.34(10)
1650-1700	2.55(8)	2.22(11)
1700-1750	2.07(8)	1.29(11)

Coefficientes correspondientes al ajuste lineal $\phi(\Delta\lambda) = a F_{10.7} + b$, obtenido por Torr y otros (1980) en función del índice solar $F_{10.7}$

No obstante, mediciones de $\{N_2\}$, $\{O_2\}$ y $\{O\}$ obtenidas recientemente in situ con espectrómetro de masa en un día geomagnéticamente perturbado ($k_p = 4$) (Trinks y otros, 1978), dan valores que se apartan sustancialmente en la región E de los perfiles predichos por el J77 para las mismas condiciones (ver figura 3). Además en el caso del O, de acuerdo a los resultados experimentales obtenidos por Sharp (1980) ($F_{10.7} \approx 140$ y $k_p \approx 1$), la onda de choque que se forma rodeando al cohete debido a la velocidad supersónica con la que está se mueve cambia drásticamente la densidad de esta especie en las proximidades del mismo, por lo que dicho autor implementó un dispositivo para medir fuera de la onda de choque. La figura 4 muestra el resultado junto con el valor dado por J77 y MSIS para las mismas condiciones de actividad solar y magnética. El J77 y el resultado de Sharp coinciden por encima de los 130 km mientras que MSIS da valores significativamente por encima de aquellos. Obsérvese que alrededor de los 100 km J77 excede a Sharp

en un 500 % aproximadamente.

Por último, debido a la gran escasez de mediciones de CO₂ en la región E, se realizó una estimación de su variabilidad con la actividad solar en base a los resultados teóricos de Trinks y Fricke (1978), obtenidos para distintos ángulos cenitales (ver figura 5).

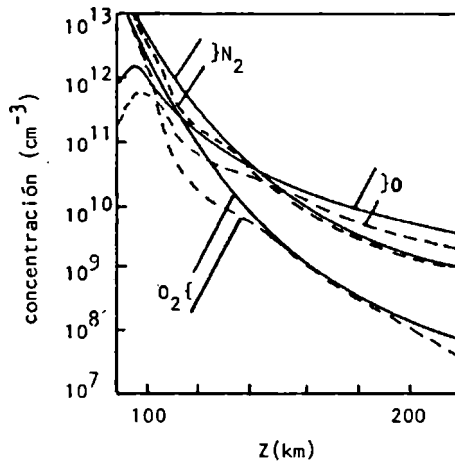


Figura 3. Concentraciones de las especies mayoritarias (—): J77, (---): Trinks y otros (1978)

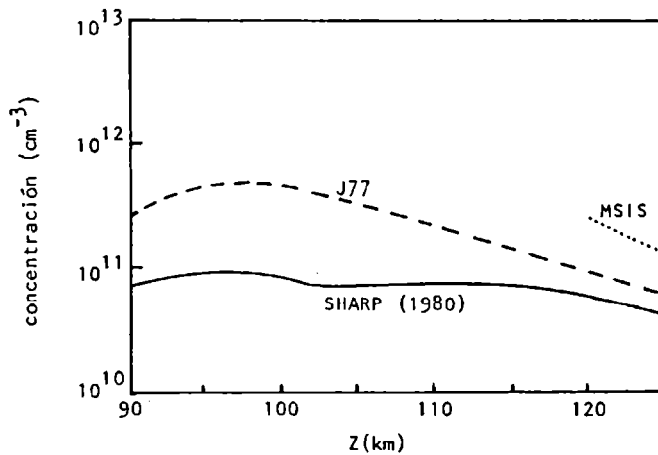


Figura 4. Concentraciones de oxígeno atómico

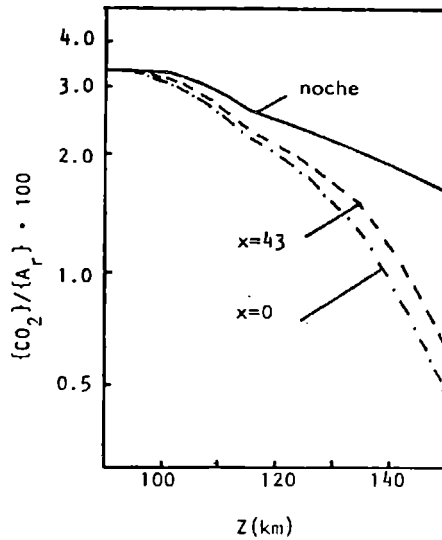


Figura 5. Perfiles de CO_2 calculado por Trinks y Fricke (1978) para 3 ángulos cenitales

3. RESULTADOS OBTENIDOS

Se calculó en primer lugar la producción de cuantos de vibración con los datos de O_2 del J77 para baja, media y alta actividad solar y con los de Trinks y otros (1978) para baja actividad solar, obteniéndose los perfiles de la figura 6. Puede observarse que el efecto compensatorio que se produce al aumentar la altitud entre la menor atenuación de radiación solar por la columna de O_2 y la disminución de dicha especie, origina un pico de producción de O^1D entre 100 y 105 km. Asimismo se evaluó que la posibilidad de creación de estos átomos excitados por debajo de 1342 \AA afecta a lo sumo la producción total en un 5%. Las contribuciones más significativas de O^1D por intervalo de longitud de onda se produce a cada altura en general para $\lambda > 1500 \text{ \AA}$ y por debajo de los 100 km únicamente para $\lambda > 1650 \text{ \AA}$. También se encontró que la consideración de la leve variación de las secciones eficaces de absorción del O_2 con T_n no justifica su inclusión en los cálculos.

Luego se evaluó la pérdida de cuantos de vibración por unidad de concentración de los mismos, es decir los productos $k_3(T_n)\{\text{CO}_2\}(z)$ y $k_4(T_n)\{\text{O}\}(z)$ para baja, media y alta actividad solar (ver figura 7), observándose el efecto casi

uniforme con la altura del 0 como desactivador de cuantos vibracionales y la notable variabilidad a su vez del CO₂ en dicho proceso.

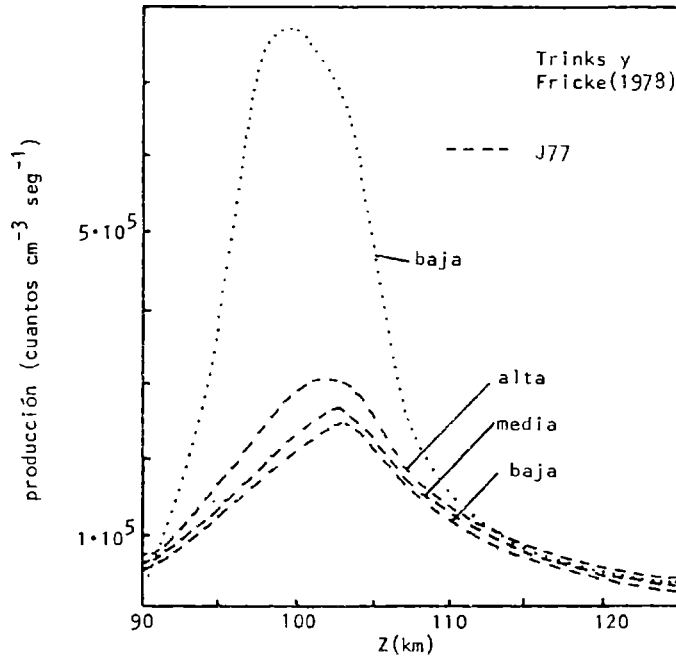


Figura 6. Producción de cuantos de vibración, considerando perfiles de O₂ en distintas actividades solares.

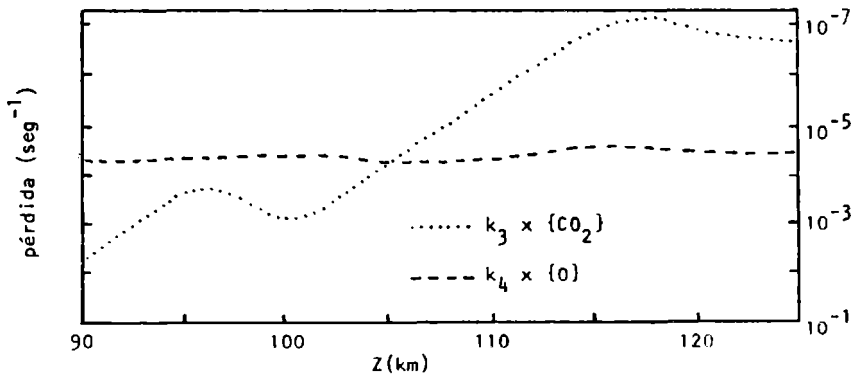


Figura 7. Pérdida de cuantos de vibración por unidad de concentración de los mismos, para baja actividad solar.

Por último se procedió a calcular ρ y T_v de acuerdo a las expresiones (2) y (3). Fueron tomados conjuntos de distintos grupos de datos de las especies neutras N_2 , O_2 , O y CO_2 según se mencionó en 2.4. Los distintos perfiles de ρ y T_v obtenidos se hallan clasificados en la tabla 2 y graficados en la figura 8. Puede observarse en todos los casos que la máxima densidad de cuantos se produce entre 105 y 110 km, independientemente del conjunto de datos elegido y de la actividad solar. Asimismo la temperatura vibracional crece monotonamente en toda la región E y lentamente sobre el perfil de T_n , hallándose ambas asintóticamente en los 90 km.

TABLA 2

PERFIL DE ρ y T_v	ACTIVIDAD SOLAR	DATOS DE				OBSERVACIONES
		N_2	O_2	O	CO_2	
1	BAJA	J77	J77	SH(80)	T y F(78)	*
2	MEDIA	J77	J77	SH(80)	T y F(78)	
3	ALTA	J77	J77	SH(80)	T y F(78)	*
4	BAJA	T y o(78)	T y o(78)	SH(80)	T y F(78)	**
5	BAJA	J77	J77	J77	T y F(78)	

Detalle de los cinco conjuntos de datos de concentraciones neutras de especies mayoritarias utilizados en el cálculo de ρ y T_v . J77: Jacchia (1977); SH:Sharp (1980); T y o: Trinks y otros (1978) y T y F: Trinks y Fricke (1978).

* Variabilidad del J77 para el O .

**Variabilidad del J77 para el O . Mediciones simultáneas de N_2 , O_2 y CO_2

Teniendo en cuenta los errores en cada parámetro utilizado, los cuales se han detallado en los apartados anteriores, se calculó el error en la determinación de cada uno de los términos correspondientes a la producción y pérdida de cuantos de vibración y el error en el cálculo de ρ y de T_v .

La tabla 3 resume estos resultados: obsérvese el modo en que el error en los términos de desexcitación por O y CO_2 afectan alternativamente el error total en ρ a medida que se varía la altura, de manera que se compensan produciendo un $\Delta\rho/\rho$ porcentual bastante uniforme, cuyo máximo a 110 km coincide con el máximo error en T_v . El aspecto quizás más importante es que a pesar de las considerables in-

certezas que afectan la mayoría de los coeficientes y parámetros utilizados es que la dependencia logarítmica de T_v con ρ y N_2 limita toda posible variabilidad en T_v mas allá de un 30%. Se concluye que no existe duda en cuanto a que la teoría usual no admite la existencia de $T_v > 700^\circ\text{K}$, bien por debajo de las que requieren las densidades de O^+ existentes según Duhau y Azpiazu (1983), mostrando, de ser ciertas las conclusiones de dichas autoras, la existencia de algún mecanismo anómalo de excitación del gas de N_2 .

TABLA 3

Z (Km)	ϵ_{q1}	ϵ_{CO_2}		ϵ_O		ϵ_ρ	ϵ_{Tv}
125	0.80	0.004	0.001	0.26	0.34	1.40	0.26
120	0.80	0.005	0.002	0.30	0.41	1.51	0.28
115	0.80	0.01	0.003	0.37	0.49	1.67	0.30
110	0.80	0.03	0.012	0.35	0.47	1.66	0.28
105	0.80	0.12	0.039	0.22	0.30	1.48	0.22
100	0.80	0.19	0.063	0.08	0.11	1.24	0.15
95	0.80	0.21	0.07	0.03	0.04	1.15	0.11
90	0.80	0.33	0.11	0.07	0.01	1.25	0.10

Errores relativos en función de la altura, Z, correspondientes a: los términos de producción de cuantos por fotodisociación (ϵ_{q1}) y pérdida por colisiones con los gases de CO_2 y O (ϵ_{CO_2} y ϵ_O respect.), densidad de cuantos (ϵ_ρ) y temperatura vibracional (ϵ_{Tv}).

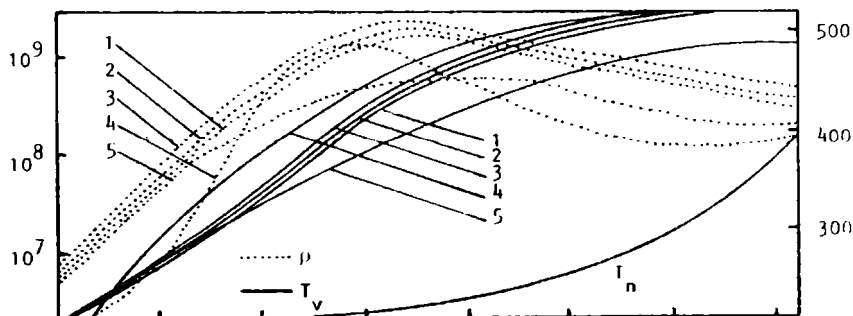


Figura 9. Perfiles de temperatura y densidad de cuantos vibracionales.

BIBLIOGRAFIA

- de la Torre A. y Duhau S., 1983: La temperatura vibracional del N_2 en la región E de la ionósfera. I.: Teoría; *Geoacta*, XII.
- Duhau S. y Louro A., 1983: Reinterpretación de espectros de dispersión de Thompson provenientes de la región E de la ionósfera; *Geoacta*, XII.
- Duhau S. y Azpiazu M.C., 1983: Obtención de la temperatura vibracional del N_2 a partir de la densidad del ión de oxígeno atómico; *Geoacta*, XII.
- Jacchia L.G., 1977: Thermospheric temperature, density and composition: new model; *Smithson. Astrophys. Obs., Sp. Rep.*, 375.
- Lee L.C., Slinger T.G., Black G. y Sharpless R.C., 1977: Quantum yields for the production of O^1D from photodissociation of O_2 at 1160-1770 Å; *J. Chem. Phys.*, 67, 5602.
- Mc Neal R.J., Whitson M.E. y Cook G.R., 1972: Quenching of vibrationally excited N_2 by atomic oxygen; *Chem. Phys. Lett.*, 16, 507.
- Mc Neal R.J., Whitson M.E. y Cook G.R., 1974: Temperature dependence of the quenching of vibrationally excited nitrogen by atomic oxygen; *J. Geophys. Res.*, 79, 1527.
- Metzger P.H. y Cook G.R., 1964: A reinvestigation of the absorption cross sections of molecular oxygen in the 1050-1800 Å region; *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*, 4, 107.
- Rusch D.W., Sharp W.E. y Hays P.B., 1975: Twilight Airglow 3.01-6300 Å radiation; *J. Geophys. Res.*, 80, 1832.
- Salah J.E., Evans J.V. y Wand R.H., 1975: E-region temperature measurements at Millstone Hill; *J. Atmos. Terr. Phys.*, 37, 461.
- Sharp, W.E., 1980: Absolute concentrations of O^3P in the lower thermosphere at night; *Geophys. Res. Lett.*, 7, 485.
- Slinger T.G. y Black G., 1974: Electronic to vibrational energy transfer efficiency in the O^1D-N_2 and O^1D-CO systems; *J. Chem. Phys.*, 60, 468.
- Taylor R.L. y Bitterman S., 1969: Survey of vibrational relaxation data for processes important in the CO_2-N_2 laser system; *Rev. Mod. Phys.*, 41, 26.
- Torr M.R., Torr D.G. y Hinteregger H.E., 1980: Solar flux variability in the Schumann-Runge continuum as a function of solar cycle 21; *J. Geophys. Res.*, 85, 6063.
- Trinks H. y Fricke K.H., 1978: Carbon dioxide concentrations in the lower thermosphere; *J. Geophys. Res.*, 83, 3883.
- Trinks H., Offerman D., Von Zahn U. y Steinhauer C., 1978: Neutral composition measurements between 90 and 220 km altitude by rocket borne mass spectrometer; *J. Geophys. Res.*, 83, 2169.
- Varnum W.S., 1972: Enhanced N_2 vibrational temperatures in the thermosphere; *Planet. Space Sci.*, 20, 1865.

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:

$$j_{\theta} = \Sigma_{\theta\theta} E_{\theta} \quad (2)$$

con

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

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):

$$E_{\theta} = -V_{\phi} B \text{ sen } l \quad (4)$$

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

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:

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

donde

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

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

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

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

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

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).

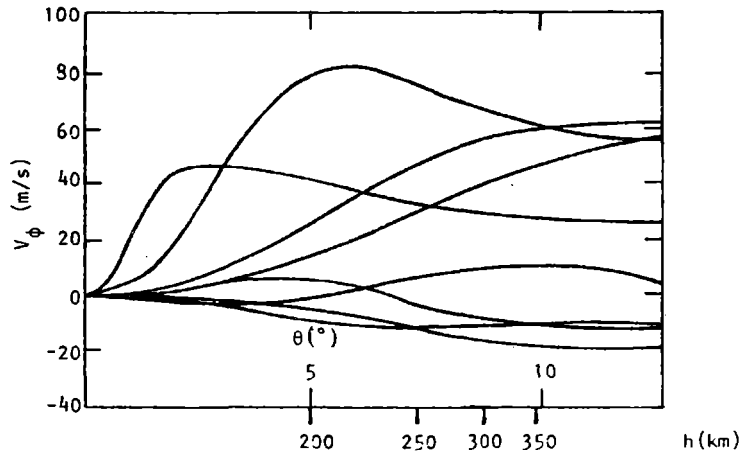


FIGURA 1: Dependencia de V_ϕ con la latitud a los 150 km y la altura sobre el ecuador vinculada magnéticamente a ésta a intervalos de 3 horas.

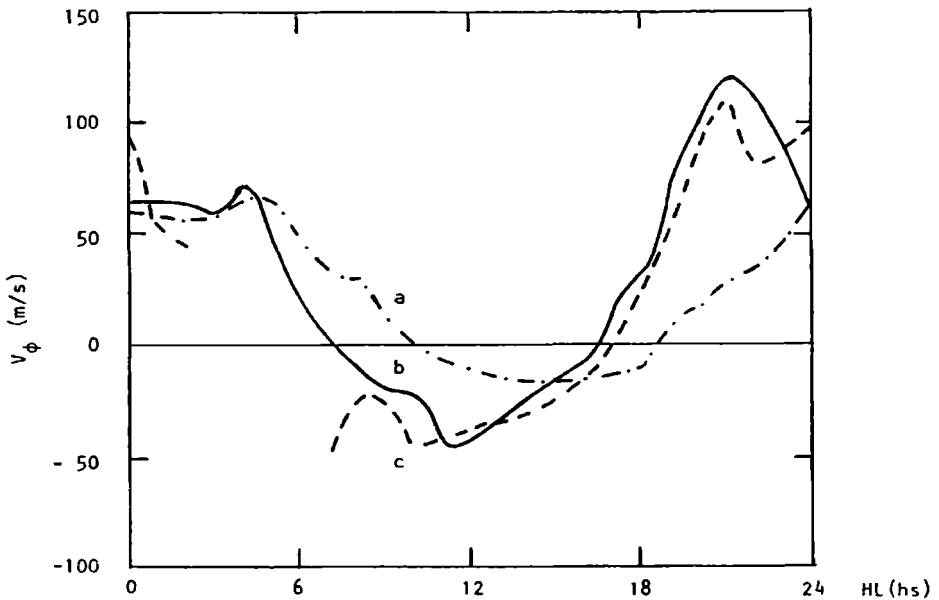


FIGURA 2: Variación de V_ϕ con lo hora local a los 300 km sobre el ecuador; a) presente cálculo; b) y c) medido a alta y baja actividad solar respectivamente (Fejer, 1981).

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.

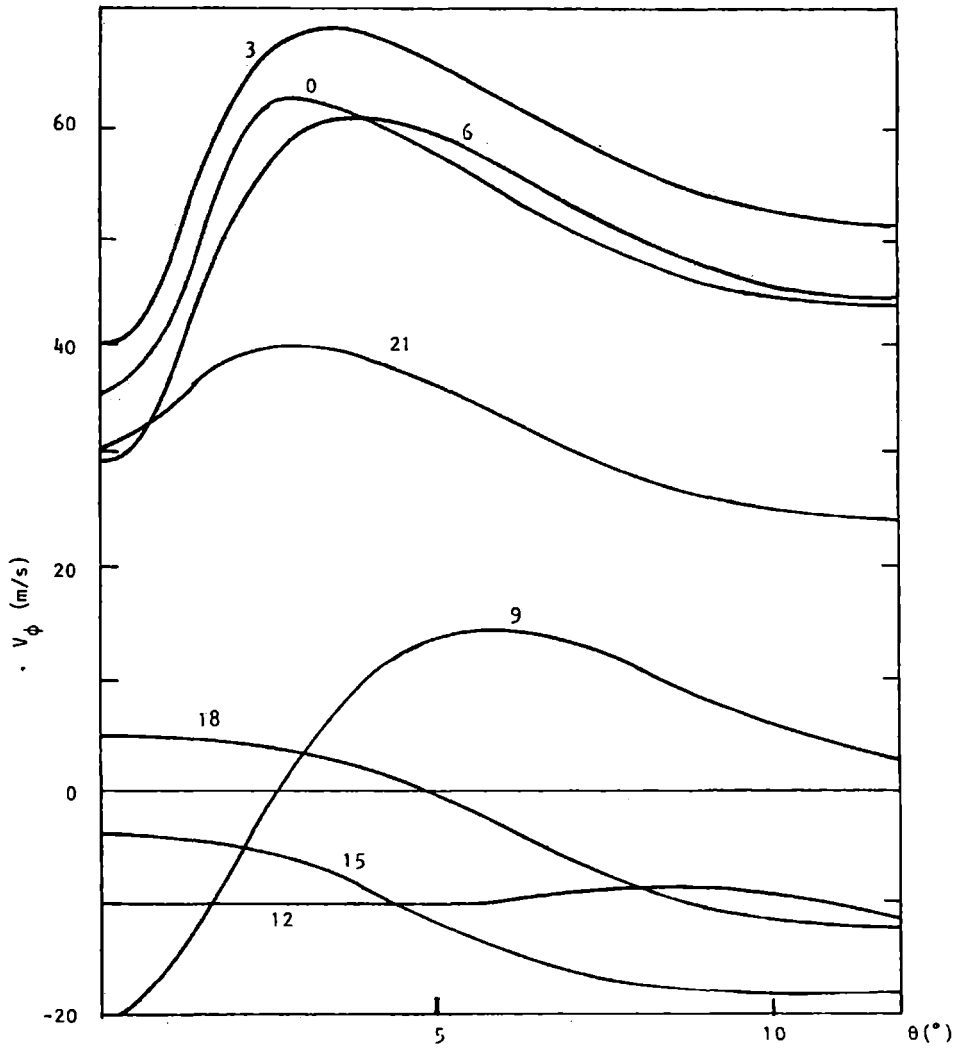


FIGURA 3: Dependencia de U_ϕ con la latitud a los 150 km a intervalos de 3 horas.

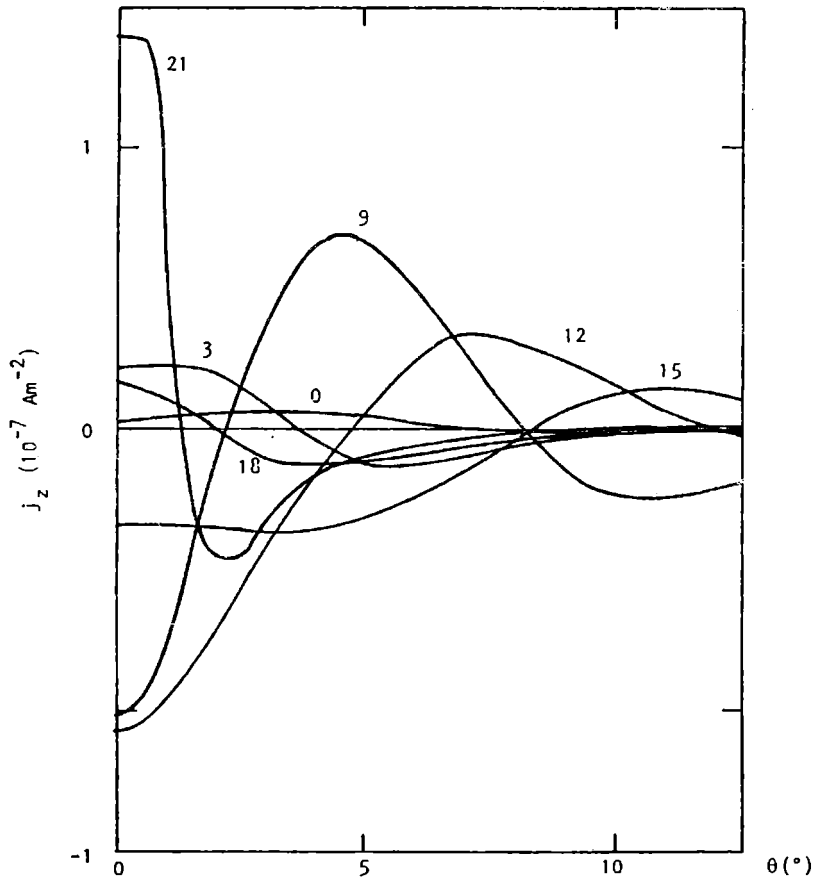


FIGURA 4: Variación de j_z con la latitud a los 150 km a intervalos de 3 horas.

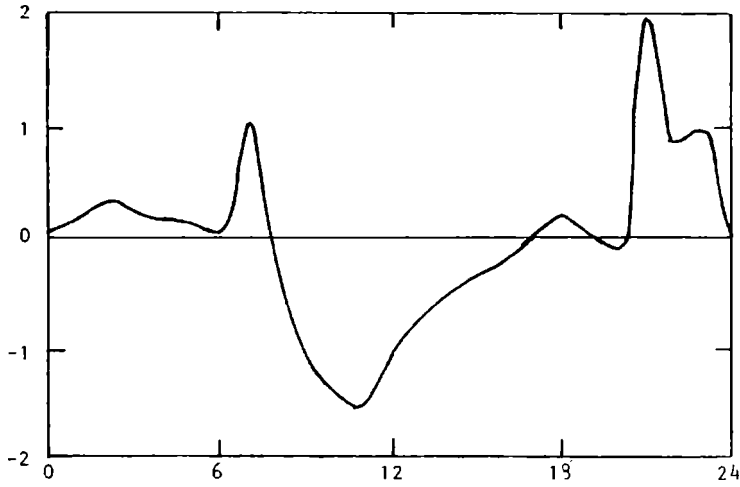


FIGURA 5: Variación de j_z con la hora local a los 150 km en el ecuador

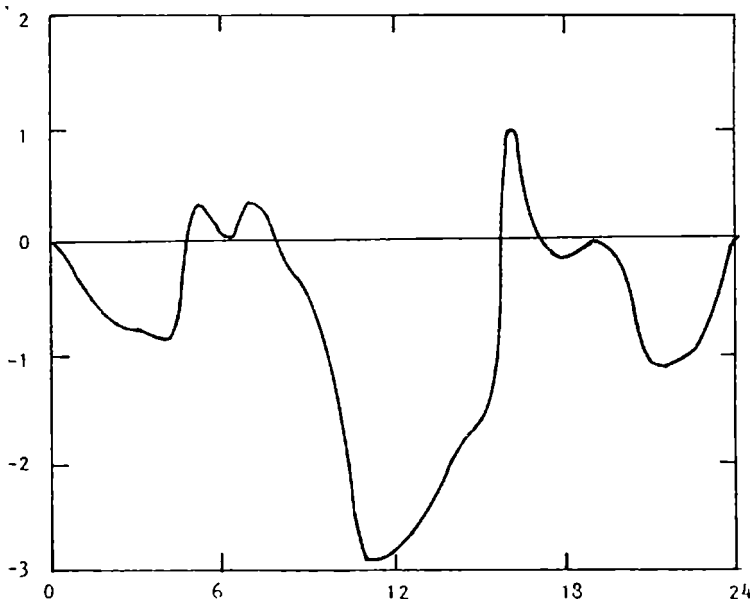


FIGURA 6: Cociente entre la fuerza de arrastre iónico y el gradiente de presión en función de la hora local a los 150 km en el ecuador.

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.

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 simultáneamente 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 α de la siguiente forma:

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

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

donde Ω y ω 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 α , 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:

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

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

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

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^3 . 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 α (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} .

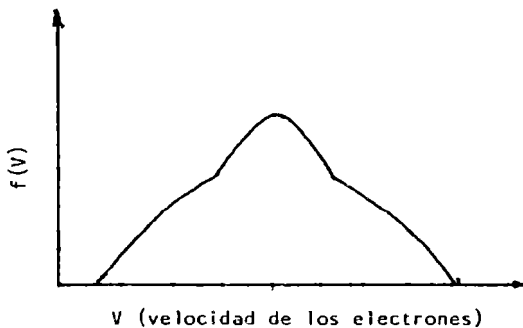


FIGURA 1

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, ΔV_H y ΔV_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:

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

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:

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

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

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

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

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

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

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 ₂ en la región E de la ionosfera. I, Teoría.	231
DE LA TORRE, A. (de ... y DUHAU S.): La temperatura vibracional del N ₂ 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 ₂ en la región E de la ionosfera. I, Teoría.	231
DUHAU, S. (de DE LA TORRE A. y ...): La temperatura vibracional del N ₂ 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
Anomalía 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 discomfort 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 ₂ en la región E de la ionosfera. I, Teoría. A. DE LA TORRE y S. DUHAU	231
La temperatura vibracional del N ₂ 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