

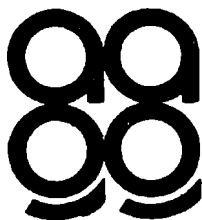
ISSN 0326 - 7237

- 1988

G E O A C T A

VOLUMEN 15

NUMERO 1



publicado por:

ASOCIACION ARGENTINA DE GEOFISICOS Y GEODESTAS

C. C. 106 - Suc. 28

1428 - BUENOS AIRES

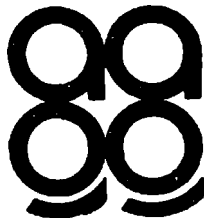
ISSN 0326-7237

1988

G E O A C T A

VOLUMEN 15

NUMERO 1



publicado por:

ASOCIACION ARGENTINA DE GEOFISICOS Y GEODESTAS

C. C. 106 - Suc. 28

1428 - BUENOS AIRES

COMISION DIRECTIVA:

Presidenta:

Lic. María L. Altinger de Schwarzkopf

Vicepresidente:

Agrim. Rubén C. Rodríguez

Secretario:

Dr. Alberto Giraldez

Tesorero:

Lic. Francisco Hirsch

Vocales titulares:

Ing. Luis María Cabanillas

Dr. José Manzano

Ing. Antonio Introcaso

Ing. Antonio D'Alvia

Vocales suplentes:

Ing. Manuel J. Mamani

Ing. Marcelo Keller

Lic. Raúl Perdomo

Ing. Jorge Giordano

SUBCOMISION DE PUBLICACIONES:

Ing. Oscar A. Parachu

Agrim. Rubén C. Rodríguez

Dr. Otto Schneider

Ing. Rodolfo Martín

Ing. Carlos Novogrudsky

Dr. Alberto E. Giráldez

Dr. José Manzano

Ing. Roberto Quintela

Dr. José A. Hoffmann

Dr. Erich R. Lichtenstein

Ing. Fernando Vila

Ing. Simón Gershanik

Ing. Juan Castano

EDITORES:

Agrim. Mario Ornstein

Lic. María Luisa Altinger

Colaboradores en la revisión de trabajos que se publican en GEOACTA:

Dr. Walter Fernández	Universidad de Costa Rica
Dr. Alberto Foppiano	Universidad de Concepción, Chile
Dr. Isidoro Orlanski	Universidad de Princeton, USA
Dr. Carlos Mechoso	Universidad de California, USA
Prof. Rafael N. Sánchez	Universidad Laval, Canadá
Ing. Eduardo Bustamante	CONICET
Dr. Gustavo Necco	Universidad de Buenos Aires
Dr. Vicente R. Barros	CONICET
Dra. Julia Paegle	Universidad de Utah, USA
Dr. Humberto Fuenzalida	Universidad de Chile
Dr. José Rutlant Costa	Universidad de Chile
Dr. Aldo Viollaz	Universidad de Tucumán

La publicación del N° 1, Volumen 15 de GEOACTA, ha sido realizada con un subsidio del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET), el cual no se hace responsable de su contenido.

DECONVOLUCION DE LA TRAZA SISMICA
POR MEDIO DE UN NUEVO SISTEMA HOMOMORFICO

Alberto H. Cominguez
Consejo Nacional de Investigaciones Cientificas y Técnicas
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas
Universidad Nacional de La Plata
La Plata, Argentina

RESUMEN

Se estudia la aplicación de un nuevo sistema de deconvolución homomórfica, identificado con la sigla RD (Root Deconvolution), para descomponer trazas sísmicas. El método propuesto consiste en elevar a la potencia γ la transformada de Fourier de la traza y pasar luego al dominio Cepstral por medio de la transformada de Fourier inversa. Comparando los resultados correspondientes a diferentes valores de γ en el dominio Cepstral, se determina qué valor de este parámetro permite aislar mejor a la ondícula sísmica (que en este caso es la componente que se pretende recobrar). Es así que para cada problema explícito, se puede seleccionar un sistema óptimo para recobrar la señal original.

Para cotejar las ideas antes expuestas, se procede a descomponer una traza usando la óptima potencia γ , comparándose la ondícula así extraída con la obtenida por medio de la clásica Deconvolución Homomórfica Logarítmica (LD). Se concluye, que para el problema sintético analizado, el sistema RD permite obtener un mejor estimador de la ondícula, que el sistema LD.

Como complemento, se discute una estrategia para usar el algoritmo aquí propuesto, para deconvolucionar trazas compuestas por señales progresivamente variables con el tiempo.

ABSTRACT

The application of a new homomorphic deconvolution system (RDS) to seismic data is studied. The proposed algorithm consists of: (1) taking the γ^{th} power of the trace Fourier transform, and (2) passing to the cepstrum domain by means of the inverse Fourier transform. Comparing different cepstrum domains, the value of γ that produces the best isolation of the seismic wavelet is recognized. Therefore, an optimum system is selected for each explicit problem of signal extraction.

In order to confront the previous ideas, a synthetic seismic segment is deconvolved by the optimum RDS and the wavelet estimate is compared with that obtained by using Logarithmic Homomorphic Deconvolution (LD). It is concluded that the optimum RD estimate is better than the LD estimate.

Finally, a strategy for using the new technique on time-varying seismograms is discussed.

INTRODUCCION

La traza obtenida de una prueba de reflexión sísmica, interpretada dentro de un intervalo de tiempo relativamente pequeño, puede ser considerada como el producto de convolución entre una ondícula y una sucesión de pulsos (Wadsworth y otros, 1953). Dicha sucesión, en ocasiones llamada serie reflectora, permite interpretar el conjunto de capas del subsuelo según sus identidades acústicas. Una estrategia, a menudo recomendada para estimarla, consiste en recobrar primero la ondícula o fuente sísmica (Comínguez y Hilterman, 1981).

Existe en la literatura geofísica un gran número de trabajos dedicados al uso de la transformación homomórfica logarítmica para extraer la ondícula (Ulrych, 1971; Souza, 1976; Tribolet, 1979). En la presente investigación se estudia la aplicación de un algoritmo más general, preliminarmente desarrollado por Lim (1979), y que se expondrá en los párrafos subsiguientes.

Supóngase una traza $x(n)$ que admita la representación $p(n) * h(n)$, donde $h(n)$ es ondícula que se pretende recobrar y $p(n)$ la serie reflectora. En el dominio de las frecuencias se tendrá $X(w) = P(w)H(w)$, y en la representación análoga en el dominio de la variable $z = \exp(iw)$ se verificará $X(z) = P(z)H(z)$ (se infieren señales muestreadas, con intervalo de muestreo unitario). La Figura 1 sintetiza el nuevo sistema de deconvolución homomórfica que en adelante se lo identificará con la sigla RD. En el esquema referido \mathcal{Z} y \mathcal{Z}^{-1} simbolizan la transformada z y la transformada inversa z , respectivamente. Asimismo, $(\)^{\gamma}$ representa un operador que eleva a la potencia γ la función entre paréntesis; y $l(n)$ es una función ventana elegida convenientemente para realizar una operación de filtrado en el dominio Cepstral (normalmente se considera una función pasabajas).

Para que $x(n)$ tenga una representación única en el Cepstrum se requiere definir una fase continua para $X(w)$. En el presente trabajo se usa el algoritmo de fase continua propuesto por Tribolet (1977), ya que éste algoritmo surgió de la necesidad de obtener una fase continua en casos de trazas expuestas en intervalos cortos de tiempo.

Asimismo, se usa la técnica de mapeo pasabanda como un recurso adecuado para eliminar las bandas de frecuencia con ceros o con baja relación de señal a ruido (Tribolet, 1979). Este método es concretado por medio de una operación de cambio de escala en frecuencia, que desplaza y alarga la banda útil de la señal hasta abarcar el total del nuevo dominio de las frecuencias.

Para llevar a la práctica el sistema esbozado en la Figura 1 se debe elegir un valor adecuado del parámetro γ . Esta elección necesitará de algún conocimiento previo de la señal que se pretenda recuperar.

CARACTERISTICAS BASICAS DEL SISTEMA

Considérese en la Figura 1 $\check{x}(n) = H^*(x(n))$, donde H^* simboliza el sistema RD y $\check{x}(n)$ será llamado cepstrum RD de $x(n)$. Si en la Figura 1 se reemplazan $(\cdot)^{\check{}}$ y $(\cdot)^{\wedge}$ por las operaciones $\log(\cdot)$ y $\exp(\cdot)$ respectivamente, se obtendrá el tradicional sistema homomórfico logarítmico de deconvolución (Oppenheim y Schaffer, 1975) que en adelante se identificará con la sigla LD. Como contraparte de $\check{x}(n)$, $\hat{x}(n)$ será el cepstrum LD de $x(n)$.

A continuación se presentarán propiedades del nuevo sistema de deconvolución (RDS), en base a deducciones previamente hechas por Lim (1979).

1) El sistema RD transforma la operación de convolución en el dominio inicial en otra operación de convolución en el cepstrum RD:

$$x(n) = p(n) * h(n) \longrightarrow \check{x}(n) = \check{p}(n) * \check{h}(n)$$

2) El sistema RD guarda la siguiente relación con el sistema LD:

$$\check{x}(n) = \delta(n) + \gamma \hat{x}(n) + \gamma^2/2! \hat{x}(n) * \hat{x}(n) + \dots \quad 1)$$

3) Si $x(n)$ es una secuencia de fase mínima, entonces $\check{x}(n) = 0$ para $n < 0$.

4) Aún cuando $x(n)$ sea de duración finita, $\check{x}(n)$ será, por lo general, de duración infinita.

5) El sistema RD transforma una secuencia periódica de pulsos, en otra secuencia de pulsos de igual periodo.

6) Supóngase que la estimación de una ondícula es concretada por la aplicación de una ventana pasabajos en el dominio ceps-tral (la misma función ventana sería utilizada en ambos sistemas, RD y LD): La componente deconvolucionada mediante el sistema RD tiende a la obtenida con el sistema LD, cuando γ tiende a 0. Por lo tanto, el sistema RD garantizará al menos la misma eficiencia que el sistema LD, en todos aquellos problemas prácticos donde este último haya sido aplicado.

OPTIMIZACION DEL SISTEMA

Recuérdese que la conformación de la traza en el cepstrum RD es: $\check{x}(n) = \check{p}(n) * \check{h}(n)$ (donde $\check{h}(n)$ es la transformada de la ondícula a recobrar, y $\check{p}(n)$ la transformada de la serie reflectora). Siendo que $p(n)$ consiste en una secuencia de pulsos aislados, se debe recordar que de acuerdo a Stoffa y otros (1974), $\hat{p}(n)$ también presentará esta característica, la cual, de acuerdo a la propiedad (2) expuesta en la sección anterior, se la puede hacer extensiva a $\check{p}(n)$.

1) Por el símbolo $\delta(n)$ se representa la función delta de Dirac

Si la duración de $\check{h}(n)$ fuese menor que la distancia entre dos impulsos sucesivos de $\check{p}(n)$, $\check{h}(n)$ podría ser aislada (o filtrada) por medio de una función ventana. Asimismo, un buen estimador de $h(n)$ podría ser obtenido pasando la expresión filtrada en el cepstrum RD al dominio original de la traza.

Siendo que el valor del parámetro γ del sistema aún no ha sido establecido, y teniendo en cuenta las ideas antes expuestas, se definirá como valor óptimo de γ a aquel cuya correspondiente ondícula transformada $\check{h}(n)$ tenga la más corta longitud efectiva. Para cuantificar este concepto se recurrirá a una función que exprese la concentración relativa de energía de $h(n)$ en la región adyacente al origen:

$$d(n) = \frac{\sum_{k=1}^n \check{h}^2(k)}{\sum_{k=1}^{\infty} \check{h}^2(k)} \quad (1)$$

La función $d(n)$ satisface esta condición, ya que es igual al porcentaje de energía concentrado en los primeros n puntos de $\check{h}(n)$, relativo a la energía total de dicha señal. En la expresión (1) no se incluyen valores negativos de k porque en los ejemplos se trabajará con ondículas de mínima fase. Tampoco se incluye $k=0$ porque, al concentrar la transformación un gran porcentaje de energía en el origen del Cepstrum, sería $d(0) \simeq 1$, y la función perdería sensibilidad.

En un detallado estudio previo realizado por Lim (1979), basado en el análisis de cientos de ondículas sintéticas, y donde se computó $d(n)$ en función de γ se comprobó que:

1) Los valores óptimos de γ , en el sentido de que $d(n)$ convergía más rápidamente a 1 al crecer n , se encontraban en el intervalo $-1.0 \leq \gamma \leq +1.0$. Notándose también, que dependían de las componentes $h(n)$ y $p(n)$, siendo más crítica la dependencia de $h(n)$.

2) Valores negativos de γ permitían una mejor estimación de ondículas exhibiendo picos agudos en su espectro de potencia.

3) Valores positivos de γ servían para estimar en forma más exacta ondículas caracterizadas por valles agudos en su espectro de potencia.

Asimismo, experimentos posteriores realizados por el autor del presente trabajo, corroboraron la influencia de γ en grado de exactitud de la estimación de $h(n)$.

EXPERIMENTO SINTETICO

Mapeo pasabanda

El sistema de deconvolución discutido en la primera parte de este trabajo fué usado para analizar un segmento de traza sintética digitalizada (con periodo de muestreo de 4 mseg), que simulaba pertenecer a una prueba de exploración marina. La

Figura 2a muestra la ondicula, la cual está caracterizada por oscilaciones amortiguadas que representan una aproximación razonable del efecto de burbuja correspondiente a una pistola de aire (Ziolkowski, 1970; Schulze-Gattermann, 1972). En la Figura 2b se redefine la ondicula en un nuevo dominio, llamado por Tribolet (1979) dominio pasabanda. Para tal efecto se usa una operación homomórfica no lineal que protege la banda de frecuencias sin ceros y/o con bajo nivel de ruido, eliminando simultáneamente las bandas residuales. El mapeo pasabanda produce un cambio de escala en frecuencia, que corre y ensancha la banda protegida de la señal hasta ocupar el total del dominio (desde "0" a la frecuencia de Nyquist). En el análisis presente se usó, previamente a la aplicación del sistema homomórfico RD, un mapeo pasabanda que ensancha la banda protegida (0, 62.5 Hz), llevándola a ocupar la banda total (0, 125 Hz). El espectro de potencia de la ondicula mostrada en la Figura 2a es representado en la Figura 3, después del proceso pasabanda la amplitud y fase de la frecuencia 62.5 Hz fueron asignadas a la frecuencia 125 Hz.

Selección de γ

A partir de la señal de la Figura 2b se calcularon imágenes en el dominio Cepstral para valores de γ comprendidos entre -1 y +1. Posteriormente se computó la fórmula (1) para cada ondicula transformada, así se encontró que el valor de γ que concentraba mayor porcentaje de energía en la vecindad del origen era igual a -0,25.

Como una prueba complementaria, se filtraron las imágenes Cepstrales con ventanas pasabajos de diferentes anchos. Luego se pasó, mediante la aplicación de la operación de inversión H^{-1} , al dominio del tiempo real; cotejándose las señales así obtenidas, con la ondicula original. Se encontró que el sistema homomórfico con $\gamma = -0,25$ daba, para cada ancho de ventana, la mejor aproximación a la ondicula de partida.

Evidentemente, ambas pruebas arrojaron conclusiones equivalentes, en el sentido de que $\gamma = -0,25$ era el parámetro óptimo para recobrar la ondicula usada en la construcción del segmento de traza sintética. Asimismo, el hecho de que el mejor valor de γ fuese negativo, corroboró lo expuesto en la sección anterior, donde se puntualizó que valores negativos del parámetro permitían una mejor adaptación de picos agudos en el espectro de potencia (Figura 3).

Análisis de un segmento de traza

En la Figura 4a se presenta un intervalo de traza sintética $x(n)$ compuesto por la convolución de $h(n)$ la respuesta impulsiva de la Figura 2a, con el operador $p(n) = \delta(n) - 0.5 \delta(n - 24)$. Para concretar el análisis de la traza, se procedió primero a pasarla al dominio pasabanda (Figura 4b). La señal en el nuevo dominio será denominada $\tilde{x}(n)$. Así la Figura 5 representará el espectro de potencia de $x(n)$ si se considera el dominio (0, 62.5 Hz), o el de $\tilde{x}(n)$ si se considera el dominio (0, 125 Hz).

Sistema RD cotejado con el sistema LD

La Figura 6 ilustra estimadores de ondiculas obtenidos por: (1) la aplicación de un filtro pasabajos en el dominio Cepstral a $\tilde{x}(n)$, y (2) el posterior retorno al dominio de tiempo real. Para concretar el filtrado se usó una ventana rectangular simétrica, con efecto de suavización en los extremos, cubriendo la zona Cepstral ubicada entre $n = -11$ y $n = +11$. El ancho de la función ventana fué establecido tras el previo análisis de la función de autocorrelación de $x(n)$ (Tribolet, 1979). La Figura 6a corresponde al estimador de $h(n)$ obtenido usando $\gamma = \pm 0.01$, que por la propiedad (6) deberá ser coincidente con el obtenido por la deconvolución homomórfica logarítmica (Oppenheim y Schaffer, 1975). Asimismo, el estimador de la ondicula obtenido mediante el sistema RD con $\gamma = -0.25$ (valor óptimo del parámetro) es presentado en la Figura 6b. La comparación de las Figuras 6a y 6b con la Figura 2a permite demostrar que para el ejemplo tratado, el sistema óptimo RD recobrará un mejor estimador de la ondicula que el clásico sistema LD. Puesto que la ondicula del ejemplo simulado incluía un efecto oscilatorio en el dominio del tiempo que necesariamente se manifestaría en el espectro de potencia por la aparición de picos de resonancia, el resultado obtenido no debe ser considerado totalmente sorprendente (Lim, 1979). La Figura 7b, que representa el espectro de potencia de la ondicula obtenida con $\gamma = -0.25$, muestra picos más agudos que la Figura 7a, donde el espectro de potencia corresponde al estimador recuperado por el sistema LD. La comparación de ambos espectros con el de la Figura 3, permite comprobar una mejor estimación por parte del sistema óptimo RD, del patrón de oscilación de la señal de la pistola de aire.

CONCLUSIONES

En este trabajo se expuso y se llevó a la práctica, un criterio de selección de transformaciones homomórficas para analizar la traza sísmica: se trata de buscar un sistema óptimo, dentro de un grupo previo de transformaciones, que permita pasar a un dominio nuevo donde la componente a recobrar quede suficientemente bien separada del resto de la señal. En dicho dominio se podrá aplicar el método de deconvolución que se considere conveniente para resolver la situación planteada. Se acentúa que hasta el desarrollo de la presente investigación, se usaba como sinónimo de transformación homomórfica el algoritmo desarrollado por Oppenheim y Schaffer (1975).

El sistema paramétrico RD permite seleccionar un óptimo valor de γ si se tiene alguna idea general de la señal que se pretende recobrar. El nuevo sistema, incluye el clásico sistema logarítmico, como un caso particular correspondiente al parámetro γ muy cercano a 0.

Para la ondicula marina presentada en la Figura 2a, el óptimo valor de γ fué -0.25 . En el ejemplo analizado quedó claro que el uso de un parámetro adecuado permitió obtener un mejor estimador de la ondicula.

Las ideas probadas en este artículo sugieren la importancia de explorar nuevos sistemas homomórficos de deconvolución, tendientes a lograr un mejor aislamiento de las componentes de la traza sísmica.

BIBLIOGRAFIA

- Cominguez, A. H. y Hilterman, F. J., 1981: Multi-Channel wavelet extraction; Seismic Acoustics Laboratory (University of Houston) Fourth Year Annual Progress Review, 8, 255.
- Lím, J. S., 1979: Spectral root homomorphic deconvolution system; IEEE Trans. Acoustics, Speech and Signal Processing, 27, 223.
- Oppenheim, A. V. y Schaffer, R.W., 1975: Digital signal processing; Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, N. J.
- Schulze-Gatterman, R., 1972: Physical aspects of the "air pulser" as a seismic energy source; Geophys. Prosp., 20, 155.
- Souza, M. M., 1976: Wavelet extraction parameters of homomorphic deconvolution; M. Sc. Thesis, University of Houston.
- Stoffa, P. L, Buhl, P. y Bryan, G.M., 1974: The application of homomorphic deconvolution to shallow-water marine seismology (Part I: Models); Geophysics, 39, 401.
- Tribolet, J. M., 1977: A new phase unwrapping algorithm; IEEE Trans. Acoustics, Speech and Signal Processing, 25, 170.
- Tribolet, J. M., 1979: Seismic applications of homomorphic signal processing; Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, N.J.
- Ulrych, T., 1971: Application of homomorphic deconvolution to seismology; Geophysics, 36, 650.
- Wadsworth, G. P., Robinson, E. A., Bryan, J. G. y Hurley, P. H., 1953: Detection of reflections on seismic records by lineal operators; Geophysics, 28, 539.
- Ziolkowski, A., 1970: A method of calculating the output pressure waveform from air gun; Geophys. J. Roy. Astr. Soc., 21, 137.

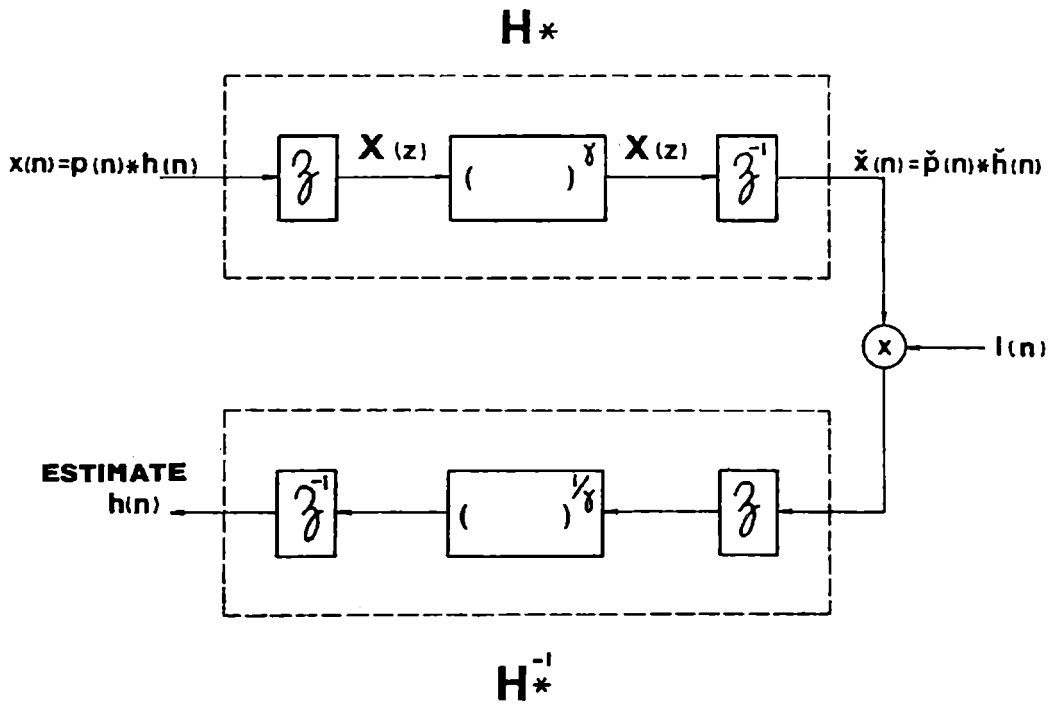


Fig. 1: Diagrama del nuevo sistema homomórfico de deconvolución (RDS)

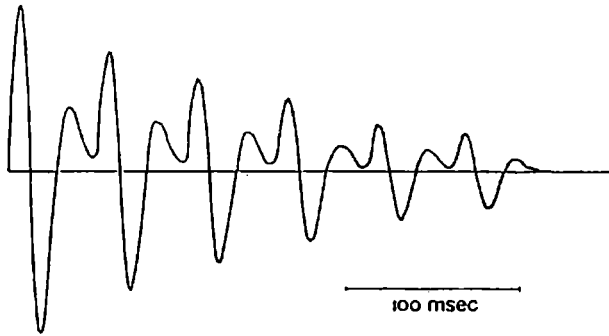


Fig. 2a: Ondícula sintética correspondiente a una prueba sísmica marina con pistola de aire.

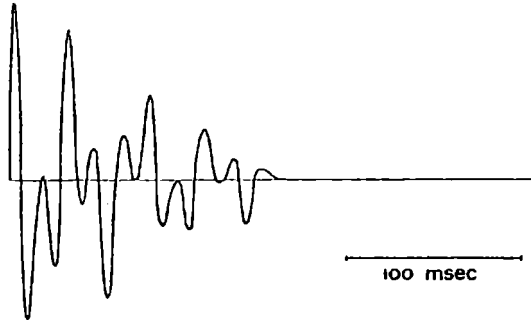


Fig. 2b: Ondícula de la Figura 2a representada en el Dominio Pasabanda.

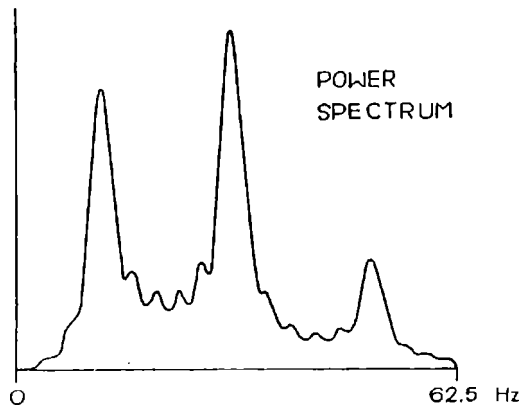


Fig. 3: Espectro de potencia correspondiente a la ondícula simulada.

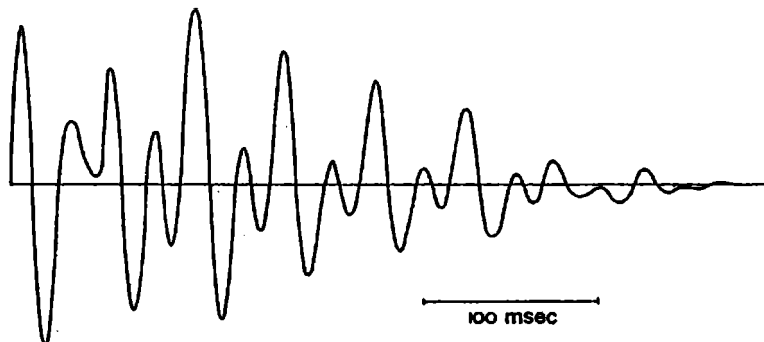


Fig. 4a: Segmento simulado de traza sísmica.

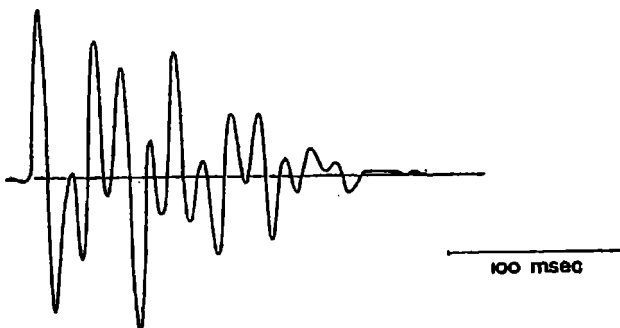


Fig. 4b: Traza de la Figura 4a en el Dominio Pasabanda.

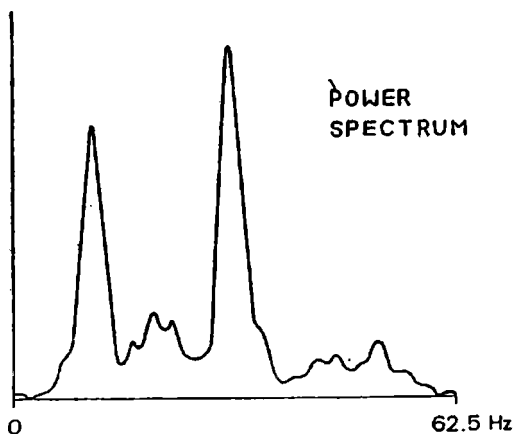


Fig. 5: Espectro de potencia de la traza de la Figura 4a.

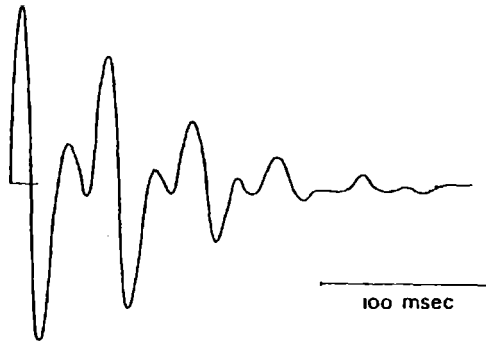


Fig. 6a: Estimador de la ondícula obtenido mediante el sistema RD con $\gamma = \pm 0.01$ (similar al extraído con el sistema LD).

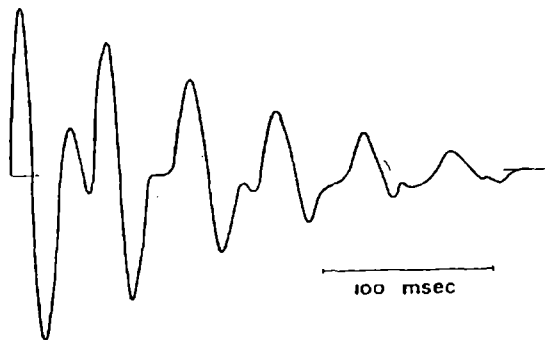


Fig. 6b: Estimador de la ondícula obtenido mediante el óptimo sistema RD ($\gamma = -0.25$).

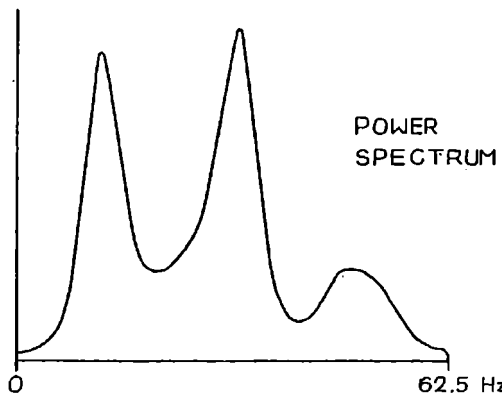


Fig. 7a: Espectro de potencia correspondiente a la señal de la Figura 6a.

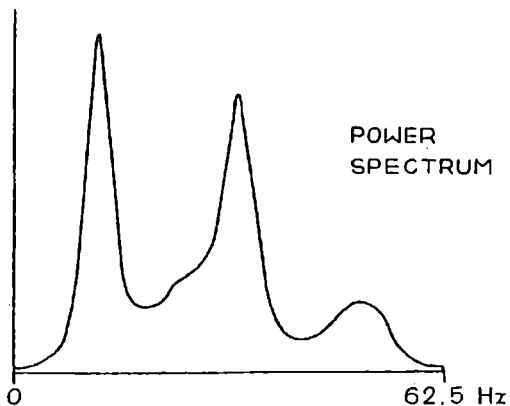


Fig. 7b: Espectro de potencia correspondiente a la señal de la Figura 6b.

INTERCAMBIO NETO DE AGUA ENTRE EL MAR Y LA ATMOSFERA
EN EL GOLFO SAN MATIAS

Laura M. Scasso

Instituto de Biología Marina y Pesquera "Alte. Storni"

Av. Costanera s/Nº San Antonio Oeste, 8520 Río Negro

Alberto R. Piola

Departamento Oceanografía Servicio de Hidrografía Naval

Av. Montes de Oca 2124, 1271 Buenos Aires

RESUMEN

La distribución de isohalinas sobre la Plataforma Continental Argentina presenta una lengua de baja salinidad. Esta se extiende desde los 52° S hacia el norte, alejándose del continente e incrementando el contenido de sal. Al este del Golfo San Matías se observa un máximo relativo de salinidad, de acuerdo a la distribución de propiedades el mismo está ligado al golfo. En ausencia de fuentes externas de sal, el máximo debe estar necesariamente ligado al intercambio de agua entre el mar y la atmósfera. Empleando el método aerodinámico de masa, se ha estimado un exceso de evaporación sobre precipitación en el golfo del orden de 100 cm/año, al cual estaría asociado el máximo relativo de salinidad. Este valor duplica el estimado para las aguas sobre la plataforma continental lindante. El incremento del exceso de evaporación sobre el Golfo San Matías se debe a que la temperatura del agua es mayor que en la plataforma (= 2,5° C) y la evaporación se incrementa notoriamente con el incremento de la temperatura del agua. El exceso de evaporación sobre precipitación en el golfo produce un aumento sensible de salinidad. De acuerdo con la distribución de propiedades el agua debería ingresar por el sudeste y egresar por el noreste. El máximo relativo de salinidad se podría formar por agua que sale del golfo con salinidad alta, la que seguiría incrementándose al continuar expuesta a un exceso de evaporación.

ABSTRACT

The horizontal salinity distribution over the Argentine Continental Shelf shows a region of low salinity extending northward from about 52° S. North of 52° S the salinity progressively increases northward and the salinity minimum is found separated from the coast. East of the Gulf of San Matías a salinity maximum is found. In absence of external salt sources this maximum must be associated with an imbalance in the fresh water flux through the sea surface. Based on bulk aerodynamic formulae, the excess evaporation over precipitation and continental

runoff in the gulf is estimated on the order of 100 cm/yr. This value is a factor of two greater than that estimated for the open waters on the continental shelf. The greater excess evaporation in the gulf interior is due primarily to the higher surface temperature there. Temperature and salinity distribution within the Gulf of San Matías reveal the existence of a relatively strong thermohaline front separating cold-fresh waters from warm-salty waters. It is suggested that the salinity maximum is formed by relatively high salinity waters flowing out of the gulf north of the front. Being exposed to further excess evaporation these waters become progressively saltier.

1. INTRODUCCION

La distribución horizontal de salinidad sobre la Plataforma Continental Argentina presenta un mínimo al este del Estrecho de Magallanes ($52^{\circ}30'S$ $68^{\circ}0'$), a partir del mismo la concentración se incrementa hacia el norte hasta alcanzar valores del orden de 33.5 cerca de $38^{\circ} S$ (Fig.1). El mínimo de salinidad ubicado en el extremo SO de la plataforma continental se atribuye al ingreso de agua de baja salinidad proveniente del Estrecho de Magallanes (Lusquiños, 1971; Krepper, 1977; Krepper y Rivas, 1979). Al este de esa lengua de baja salinidad la misma aumenta hasta alcanzar 34 en las proximidades del talud continental. Al oeste de la misma, esta propiedad también se incrementa y presenta un máximo en las cercanías del Golfo San Matías (Rojo y Silvosa, 1970; Lusquiños, 1971; Brandhorst y otros, 1971 a,b,c). Dado que el flujo medio en la plataforma es hacia el N.E. (Lusquiños y Schrott, 1983; Forbes com. pers. 1984), el aumento de salinidad observado al aumentar la distancia al Estrecho de Magallanes puede atribuirse al equilibrio entre advección hacia el norte de agua de baja salinidad y difusión lateral al producirse la mezcla con aguas de plataforma. Por otro lado, el aumento de salinidad a lo largo de la región occidental de la plataforma también puede deberse a un balance entre advección y difusión lateral. Sin embargo, el máximo relativo de salinidad observado en las inmediaciones del Golfo San Matías no puede explicarse por un simple equilibrio entre advección y difusión. Asumiendo que no hay fuentes de sal en la región y dado que la descarga continental es poco significativa, la existencia de dicho máximo está necesariamente ligada al intercambio neto de agua entre el mar y la atmósfera. El incremento de salinidad podría deberse entonces a un exceso de evaporación sobre precipitación y descarga continental.

El objetivo de este trabajo es el de estimar el balance neto de masa en la región del Golfo San Matías y en algunas áreas de la plataforma continental, con el fin de evaluar la influencia de los flujos de masa y calor a través de la superficie del mar sobre la distribución de propiedades en superficie. Para alcanzar este propósito, se calcula la evaporación mediante la aplicación del mé-

todo aerodinámico de masa utilizando datos estadísticos mensuales. En primer lugar, se investiga el comportamiento de la evaporación con las variables que intervienen directa o indirectamente en su cálculo. De acuerdo con las ecuaciones presentadas en la sección 2, éstas son la intensidad del viento, la presión atmosférica y las temperaturas del aire, de rocío y del agua.

Un inconveniente importante del método aerodinámico de masa es la necesidad de conocer el coeficiente medio de intercambio turbulento de calor, válido para un período comparable al utilizado para determinar el valor medio de las demás variables. El coeficiente de intercambio de calor se obtiene en forma empírica en base a períodos de medición relativamente cortos (algunas horas) mientras que las demás variables meteorológicas se encuentran en general promediadas mensualmente. La combinación de estas variables conduce a una subestimación de la evaporación (Bunker y Worthington, 1976). Puesto que no se cuenta con observaciones individuales suficientes de registros meteorológicos en el Golfo San Matías, en la sección 3.2 se estima el error introducido al utilizar promedios mensuales en la estimación de la evaporación. A partir de las tasas de evaporación obtenidas, de promedios mensuales de precipitación en estaciones costeras y de mediciones de descarga continental, en la sección 3.3 se evalúa el balance neto de masa en la región occidental de la plataforma continental y en el Golfo San Matías.

2. DATOS Y METODOS

En ausencia de advección el balance neto de masa en una porción del océano en estado estacionario se obtiene de la diferencia entre evaporación, precipitación y descarga continental. Con el objeto de estimar el balance neto de masa en el Golfo San Matías y en algunas regiones de la plataforma continental se procedió entonces a evaluar las diferentes componentes.

Para evaluar la evaporación en la plataforma continental (entre 36 y 50°S) se aplica el método aerodinámico de masa, empleando las estimaciones de calor latente obtenidas por Bunker y Goldsmith (1979), a partir de 711 observaciones meteorológicas marinas disponibles en el área 2 (Fig.1). Debido a que estas estimaciones se basan en datos obtenidos sobre un área mucho más extensa que el Golfo San Matías, para calcular la evaporación en el mismo se emplean los promedios mensuales de las observaciones registradas en estaciones costeras (Servicio Meteorológico Nacional, 1971). Asimismo se utilizan los promedios mensuales de las observaciones meteorológicas realizadas entre 40° y 43° S 60° O y la costa (Bunker y Goldsmith, 1979) y las observaciones de temperatura de superficie obtenidas en campañas oceanográficas y de observaciones batitermográficas (Centro Argentino de Datos Oceanográficos). Estos resultados son comparados con los basados en los datos meteorológicos costeros.

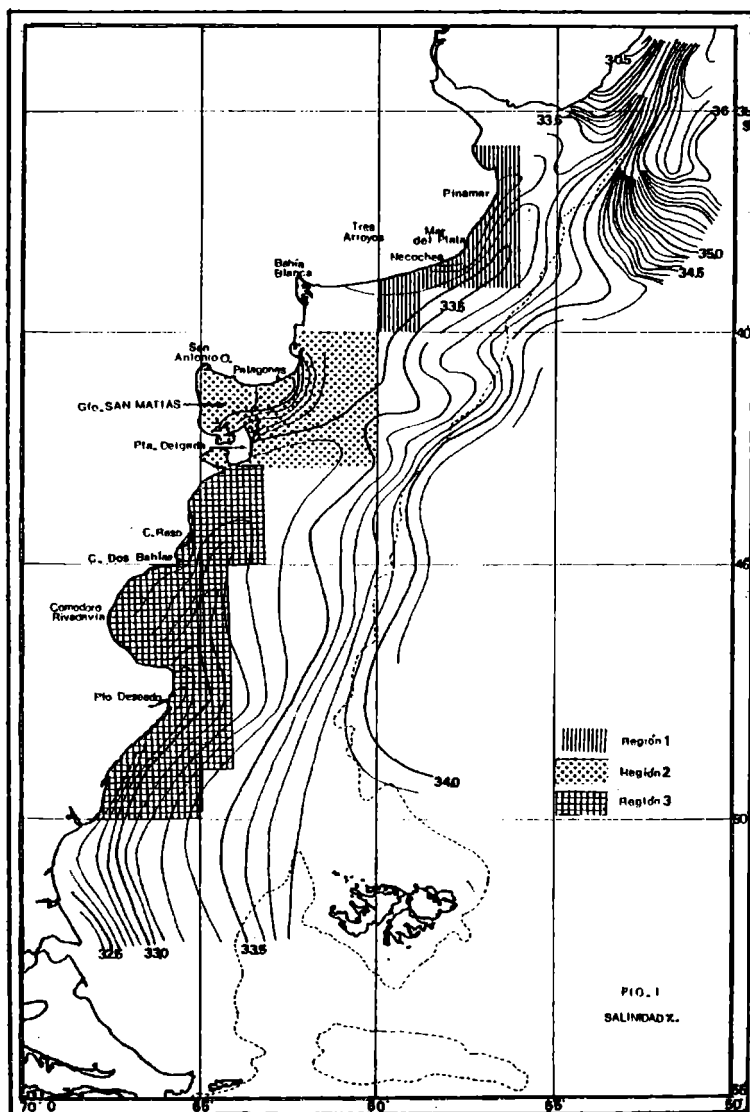


Fig. 1: Distribución superficial de salinidad sobre la Plataforma Continental Argentina, en base a los datos de las campañas Pesqueras IV y XI, reproducida de Lusquín y Schrott (1983). Ubicación de las regiones 1, 2 y 3 y de las estaciones costeras mencionadas en el texto.

Puesto que no se cuenta con una cantidad significativa de mediciones directas de precipitación en el mar, la misma debió evaluarse a partir de las tasas registradas en las estaciones costeras. Por último, la descarga continental se obtiene a partir de las evaluaciones de los caudales de los ríos del Anuario Hidrográfico 1970 (Ministerio de Economía, 1973).

La evaporación en la superficie del océano se estima generalmente mediante la aplicación del método aerodinámico de masa. Este método, basado en la utilización de fórmulas empíricas permite el cálculo del volumen de agua transferido en base a parámetros que son usualmente observados tanto desde buques de investigación como mercantes. En base a la aplicación de este método la evaporación puede expresarse como:

$$E = R0a \times Ce \times (Qs - Qa) \times U \quad (1)$$

Donde E es la evaporación, R0a la densidad del aire, Ce el coeficiente turbulento de calor, Qs y Qa la relación de mezcla entre vapor de agua y aire seco en la interfase mar-aire y a 10 m sobre el nivel del mar y U la intensidad del viento medida a la misma altura.

El inconveniente principal del método se debe a la incertidumbre en la determinación del coeficiente de intercambio de calor. Puesto que la evaporación es proporcional a Ce (1), la misma varía sensiblemente con la elección del coeficiente. En un principio este método fue implementado usando coeficientes constantes por Svedrup (1937), Jacob (1942) y Budyko (1963), empleando valores para el mismo desde 1.4×10^{-3} hasta 2.3×10^{-3} . Más tarde, a partir de estudios teóricos y experimentales, se determinó que los coeficientes de intercambio dependen de la velocidad del viento y de la estabilidad de la atmósfera (Bunker y Worthington 1976). En este trabajo se utilizan los valores propuestos por Bunker (1976) que dependen de los factores mencionados. Cuando se emplean más de 500 observaciones el error estimado en la evaporación utilizando esos coeficientes es del 10% (Bunker, 1976).

Las demás variables necesarias para la determinación de la evaporación se obtienen siguiendo el método empleado por Goldsmith y Bunker (1979) que a continuación se detalla. La relación de mezcla entre vapor de agua y aire seco en la atmósfera a 10 m sobre el nivel del mar se obtiene de:

$$Qa = 0,622 + ea / (p - ea) \quad (2)$$

Donde p es la presión atmosférica y ea la presión de vapor de agua en la atmósfera, ambas expresadas en pascales. Esta última se calcula a partir de:

$$\log ea = A - B \times 1.000 / \theta d - C \times (1.000 / \theta d)^2 \quad (3)$$

Donde A, B y C son constantes de valores 10,42926609, 1,82717843 y 0,071208271 y θd es la temperatura de rocío expresada en grados Kelvin.

La relación de mezcla en la interfase (Qs) se obtiene de (2), reemplazando ea por la presión de vapor sobre el mar (es) expresada en pascales. Esta úl-

18. INTERCAMBIO NETO...

tima se calcula de:

$$\log es = A - B \times 1.000 / \theta_s - C \times (1.000 / \theta_s)^2 - D \quad (4)$$

Donde A, B y C son las constantes ya indicadas , D = 0,008774 y θ_s es la temperatura de la superficie del mar expresada en grados Kelvin ($^{\circ}\text{K}$).

La densidad del aire (ROa) se calcula a partir de:

$$\text{ROa} = p / (\text{Iv} \times 287,04) \quad (5)$$

Donde Iv es la temperatura virtual expresada en $^{\circ}\text{K}$ y se calcula a partir de:

$$\text{Iv} = \theta_a \times (1 - 0,61 \times \text{Qa}) \quad (6)$$

Donde θ_a es la temperatura del aire expresada en $^{\circ}\text{K}$.

Por último, debido a que el flujo de calor latente es el producto del calor latente de evaporación (L) por la tasa de evaporación (E), para obtener ésta de las estimaciones de Bunker y Goldsmith (1979) es necesario calcular el calor latente de evaporación.

$$L = 2.500.297,8 \times (\text{Ta} - 2.365,09) \quad (7)$$

Donde Ta es la temperatura del aire expresada en $^{\circ}\text{C}$.

3. RESULTADOS

3.1 Comportamiento de la evaporación

El estudio del comportamiento de la evaporación es de interés, puesto que permite evaluar sus tendencias cuando cambian las condiciones en la capa límite atmosférica y en la superficie del mar. Por otro lado, las modificaciones de la tasa de evaporación, producidas por las variaciones de los parámetros que intervienen en su cálculo, permite estimar el error introducido por el redondeo de los datos listados por Bunker y Goldsmith (1979) y por el Servicio Meteorológico Nacional (1971).

De acuerdo a las ecuaciones 1 a 7 la evaporación es función de la presión atmosférica, la intensidad del viento y las temperaturas del aire, de rocío y del agua. Para determinar su comportamiento, en esta sección se calcula la evaporación modificando una variable a la vez y considerando para las otras valores típicos constantes. Si bien debido a la no linealidad de (1) este procedimiento es sólo una aproximación al análisis del error en la evaporación, el mismo permite visualizar con claridad las variaciones de la evaporación en función de las fluctuaciones de las variables mencionadas.

La presión atmosférica interviene en el cálculo de la evaporación a través de la densidad del aire y de la relación de mezcla en la interfase y a 10 m sobre el nivel del mar. La pendiente de la distribución de la evaporación en función de la presión es casi nula. Con una variación de 10 mb se obtiene una diferencia de 1,5 cm/año, valor que se encuentra por debajo del error del método (Fig. 2). Puede considerarse entonces, a los efectos de este análisis, que la evaporación es independiente de la presión atmosférica.

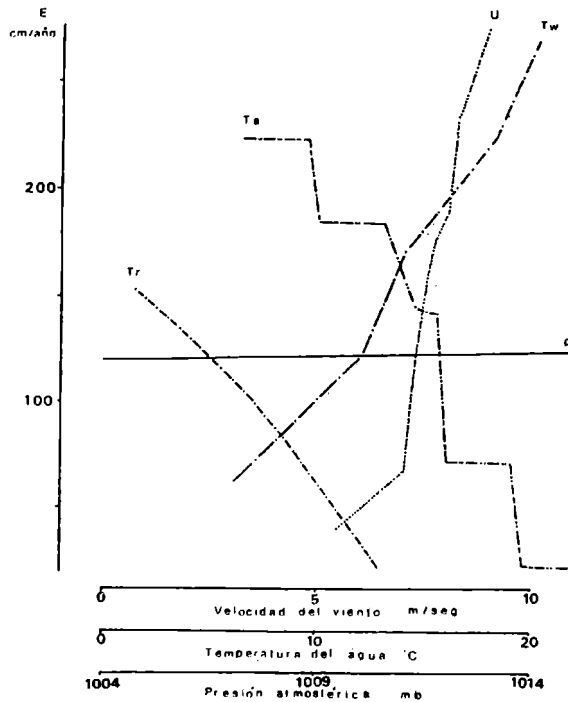


FIG. 2

Fig. 2: Distribución de la evaporación en función de la presión atmosférica (p), la intensidad del viento (U) y las temperaturas del aire (T_a), de rocío y del agua (T_w).

La evaporación es proporcional a la velocidad del viento. Además, junto con la diferencia de temperatura entre el aire y el agua, ésta determina el coeficiente de intercambio de calor. Por lo tanto, la velocidad del viento afecta a la evaporación también en forma indirecta, a través de C_e . En general, el coeficiente de intercambio aumenta con la velocidad del viento. Sólo en los casos en que la estratificación de la atmósfera es estable ($T_a - T_w < 0,2^\circ \text{C}$) y la velocidad del viento es reducida ($< 6 \text{ m/seg}$) ocurre lo contrario. Ya que la diferencia de temperatura entre el aire y el agua utilizada es mayor que $0,2^\circ \text{C}$ el coeficiente aumenta con la velocidad del viento. Entonces los dos efectos se combinan para producir un incremento de evaporación (Fig. 2). En la situación descrita, en la que los dos efectos se suman, la evaporación es muy sensible a la velocidad del viento. Una incertidumbre de $0,5 \text{ Km/Hs}$ ($0,14 \text{ m/seg}$) produce una diferencia de 13 cm/año .

La temperatura del aire interviene en forma indirecta en el cálculo de la evaporación, de ella dependen el coeficiente de intercambio y la densidad del

aire. El coeficiente disminuye en forma discreta con la temperatura del aire (Bunker, 1976 tabla 4). Las variaciones introducidas a través del mismo son significativas, mientras que las debidas a las modificaciones de la densidad son despreciables. La evaporación es sensible a la temperatura del aire, una incertidumbre de 0,05° C produce un error del orden de 13 cm/año en una estimación puntual de E (Fig. 2).

La temperatura de rocío interviene en forma indirecta en la estimación de la evaporación, a través de la relación de mezcla a 10 m sobre el nivel del mar. Como se considera que la temperatura del aire permanece constante, el aumento de la temperatura de rocío implica un incremento de humedad en la atmósfera, el que se traduce en una reducción de la evaporación. Esta es poco sensible a las variaciones de la temperatura de rocío, una incertidumbre de 0,05° C no produce modificaciones significativas (Fig. 2).

La temperatura del agua afecta a la evaporación determinando el contenido de vapor en la interfase mar-aire y junto con la temperatura del aire y la velocidad del viento el coeficiente de intercambio, el cual aumenta en forma discreta con la temperatura del agua. A medida que el coeficiente aumenta la evaporación se incrementa en forma más acentuada, debido a que crece la diferencia entre el contenido de vapor en la interfase y en la atmósfera (Fig. 2). La evaporación es sensible a la temperatura del agua, una variación de 0,05° C produce una modificación de la evaporación de 5 cm/año.

En las estadísticas climatológicas (Servicio Meteorológico Nacional, 1971) y en los listados de Bunker y Goldsmith (1979) los promedios mensuales de temperatura se expresan a la décima de grado. Mientras que la velocidad del viento se encuentra expresada a la unidad de Km/Hs en las estadísticas climatológicas y a la unidad de m/seg en la segunda fuente de datos. En el caso más desfavorable, esto conduce a una incertidumbre en la estimación de la evaporación de 25 cm/año. Es decir, un error de un 25% para una tasa de evaporación de 100 cm/año.

3.2 Cálculo de la evaporación partiendo de las medias mensuales

Los coeficientes de intercambio de calor propuestos por Bunker (1976) están basados en observaciones individuales de flujos y gradientes, promediados durante un período de tiempo corto (algunas horas). Según Bunker y Worthington (1976) el uso de los promedios mensuales de las variables y los coeficientes por él propuestos produce una subestimación de la evaporación. Dado que en la región de estudio no se cuenta con observaciones individuales suficientes como para estimar la evaporación mediante la aplicación de las ecuaciones 1 a 7 es necesario basar el cálculo en los promedios mensuales. Por este motivo es conveniente evaluar el error que se comete al estimar la evaporación a partir de la media mensual de las variables involucradas.

El flujo de calor latente producido por la evaporación es el producto de

ésta por el calor latente de evaporación. Así la evaporación puede hallarse de:

$$E = LE / L \quad (9)$$

Donde LE es el flujo de calor latente producido por la evaporación y L es el calor latente de evaporación.

El flujo de calor latente ha sido estimado por Bunker y Goldsmith (1979) para el Océano Atlántico. En particular LE fue calculado partiendo de observaciones individuales para la región comprendida entre 40° y 43° S, 60° O y la costa, esta región incluye al Golfo San Matías.

El calor latente de evaporación es función de la temperatura del aire (7). Pero como depende débilmente de ésta se puede calcular a partir de la temperatura media mensual y considerar al cociente LE/L como la evaporación media mensual obtenida de registros individuales. Al resultado anterior se lo compara a continuación con la evaporación calculada para la misma región utilizando las ecuaciones 1 a 7, a partir de las medias mensuales de las variables requeridas.

La máxima diferencia entre las estimaciones de la evaporación basadas en ambos métodos (35 cm/año) se produce en febrero. Durante el resto del año la misma se reduce aproximadamente un 50%. Las estimaciones de la tasa anual de evaporación calculada de ambas maneras difieren menos del 9%. Siendo de 72 cm/año para la hallada del cociente (9) y de 66 cm/año para la calculada de (1).

Dado que el error estimado cuando se utilizan más de 500 observaciones individuales es del 10% (Bunker, 1976), la diferencia entre las estimaciones de la evaporación anual es del orden del error que se comete al calcular la evaporación partiendo de las observaciones individuales. Aunque el cálculo de la tasa anual de evaporación partiendo de las medias mensuales dá una subestimación de la evaporación, la diferencia entre ésta y la obtenida a partir de estimaciones individuales es menor que el error del método. Por otro lado, la diferencia entre las estimaciones de evaporación mensual calculadas por los dos métodos es, en general, inferior a la incertidumbre introducida por la falta de precisión con que los datos se encuentran listados en los archivos climatológicos de Bunker y Goldsmith (1979) y del Servicio Meteorológico Nacional (1971).

3.3 Intercambio de agua entre el mar y la atmósfera

La evaluación del intercambio neto de masa entre el mar y la atmósfera en regiones de la plataforma continental y en el Golfo San Matías se realiza con el objeto de determinar si en esas zonas se produce un exceso de evaporación sobre precipitación y descarga continental y su magnitud.

3.3.1 Zona occidental de la plataforma entre 36° y 50° S. Partiendo de las observaciones de calor latente de Bunker y Goldsmith (1979), se ha calculado la evaporación en 3 zonas de la plataforma, utilizando las ecuaciones 7 y 9. La ubicación y extensión de cada una de ellas puede observarse en la Fig. 1.

La tasa de evaporación anual obtenida para las costas bonaerenses es de

93 cm/año, mientras que en las regiones ubicadas al sur se reduce a 70 cm/año. Estos resultados son compatibles con las estimaciones obtenidas de las cartas de E sobre el Atlántico Sur de Baumgartner y Reichel (1975). La máxima diferencia entre las estimaciones se produce en la región 3 donde la tasa de evaporación de Baumgartner y Reichel sería ligeramente menor, del orden de 60 cm/año.

La determinación del intercambio neto de agua requiere la determinación de la evaporación, precipitación y descarga continental. Debido a la falta de observaciones directas de precipitación sobre el mar, es necesario utilizar observaciones costeras como la mejor aproximación disponible. La precipitación en la zona 1 se evaluó promediando mensualmente las tasas correspondientes a Pinar del Mar, Mar del Plata, Necochea y Tres Arroyos. En la zona 2 las de San Antonio Oeste, Patagones y Punta Delgada. En la 3 las de Cabo Raso, Comodoro Rivadavia, Puerto Deseado y Cabo Blanco. La ubicación de las estaciones puede verse en la Fig. 1.

La tasa anual de precipitación disminuye con la latitud. En la región 1 la misma es de 84 cm/año, en la 2 de 25 cm/año y en la 3 de 19 cm/año. En la región 2 la precipitación permanece aproximadamente constante durante el año. Nuevamente estos resultados se comparan con el mapa de precipitación de Baumgartner y Reichel (1975). En éste la precipitación disminuye hacia el sur y además, al sur de 40° S se incrementa con la distancia a la costa. La diferencia mayor entre ambas estimaciones se produce en las costas bonaerenses donde la precipitación sería del orden de los 75 cm/año. Se concluye que hay una notable coincidencia con las estimaciones de precipitación obtenidas a partir del promedio de las observaciones costeras.

El exceso de evaporación sobre precipitación en las regiones 2 y 3 es de aproximadamente 50 cm/año, mientras que en la región 1 es de ≈ 10 cm/año.

En la región 2 descarga sus aguas el Río Negro, cuyo caudal ha sido estimado en $960 \text{ m}^3/\text{seg}$ (Ministerio de Economía, 1973). Lo que constituye un aporte de agua dulce de 20 cm/año a la región. Entonces el exceso de evaporación sobre precipitación y descarga continental da una pérdida neta de agua por el mar de 30 cm/año. Los ríos Chubut y Deseado desembocan en la región 3. El caudal del río Chubut se estima en $60 \text{ m}^3/\text{seg}$ (Ministerio de Economía, 1973). Los aportes continentales son del orden de 2 cm/año, por lo tanto, no son significativos. El intercambio neto de agua en la región estará dado entonces por la diferencia entre evaporación y precipitación. Lo mismo ocurre en la región 1, ya que en la misma no se producen descargas continentales significativas.

3.3.2 Golfo San Matías. Si bien la región 2 incluye al Golfo San Matías, puesto que las propiedades dentro de éste son diferentes de las de la plataforma, no puede suponerse "a priori" que la tasa de evaporación en el golfo sea igual a la de la región 2. En la Fig. 3 se compara la evolución anual de la temperatura del

agua en ambas zonas. La curva correspondiente al golfo se obtiene utilizando todas las observaciones realizadas entre 41° y 42° S, 64° y 65° O, mientras que la de la región 2 se obtuvo de Bunker y Goldsmith (1979). La temperatura media del golfo es $2,5^{\circ}$ C mayor que la de la región 2. Debido a que la evaporación aumenta sensiblemente con la temperatura del agua, si el resto de las variables no se modifica en forma acentuada (sección 3.2), la evaporación en la cuenca será mayor que la correspondiente a la región mencionada.

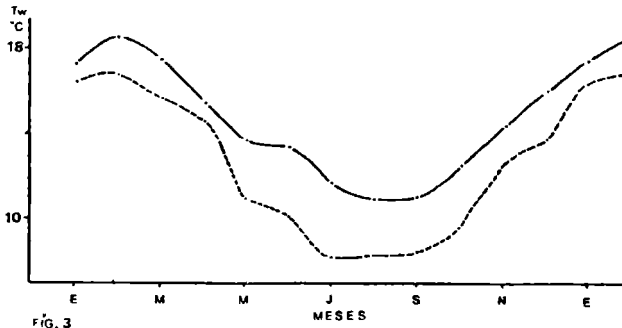


Fig. 3: Evolución anual de la temperatura del agua en el Golfo San Matías (curva llena) y en la región 2 (curva punteada).

Se utilizaron 2 alternativas para estimar el intercambio neto de agua en el golfo. En un caso se emplearon las medias mensuales de las variables meteorológicas de la región 2 (Bunker y Goldsmith, 1979) y la temperatura del agua obtenida en este estudio (Fig. 3). En el otro, con el objeto de utilizar valores más representativos de la zona de estudio, se sustituyeron los datos de la región 2 por observaciones costeras. Los registros de Patagones, San Antonio Oeste y Punta Delgada fueron seleccionados con este propósito. Con el objeto de evaluar estas alternativas se procede a continuación a comparar las variables meteorológicas registradas en los sitios mencionados.

La evolución anual de la temperatura del aire en la región 2 y en Punta Delgada son similares, mientras que en las otras estaciones costeras la amplitud de las curvas es mucho mayor (Fig. 4). La temperatura media anual de rocío es mayor en la región 2. La curva que más se aproxima a las observaciones marinas es la que corresponde a Punta Delgada (Fig. 5).

La diferencia entre la temperatura del aire y del agua da una medida de la estabilidad de la atmósfera. En la región 2 a lo largo de todo el año las condiciones medias indican inestabilidad. La misma situación se obtiene en Punta Delgada, excepto en enero. En las otras estaciones costeras la diferencia de temperatura varía ampliamente en el año. Durante primavera y verano la temperatura del aire es mayor que la del agua, es decir, la condición es estable; en el res-

to del año ocurre lo contrario (Fig. 6). Por último la velocidad del viento en la región 2 es significativamente mayor que la correspondiente a las estaciones costeras (Fig. 7).

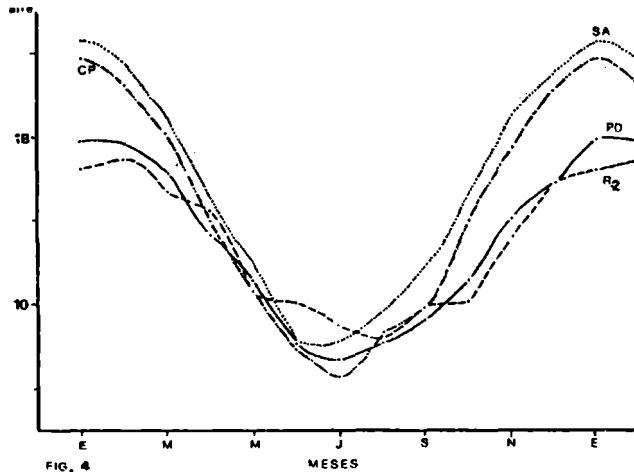


Fig. 4: Evolución anual de la temperatura del aire en la región 2 (---), en Punta Delgada (—), en San Antonio Oeste (.....) y en Patagones (-.-.-).

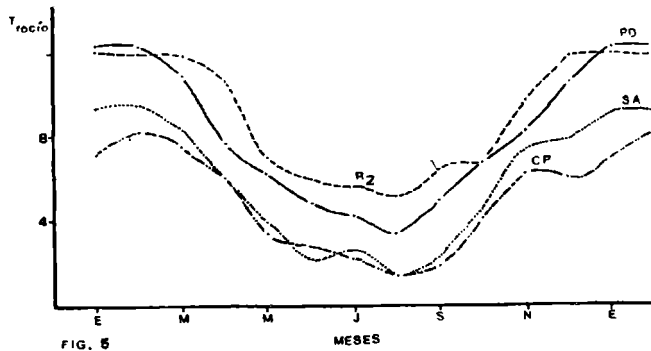


Fig. 5: Evolución anual de la temperatura de rocío. Referencias como en la Fig. 4.

De lo anterior se concluye que la estación costera más apropiada para estimar la evaporación es Punta Delgada, puesto que es la que presenta mayor influencia marina. Por lo tanto, los parámetros meteorológicos registrados en ella serán los más representativos de las condiciones en el mar.

La tasa anual de evaporación obtenida de los datos correspondientes a la región 2 con la temperatura del agua del golfo es de 135 cm/año. Utilizando los datos de la estación costera Punta Delgada la misma es de 105 cm/año, mientras

que la de San Antonio y Patagones es inferior a la anterior. La diferencia entre estas estimaciones se debe principalmente a que la velocidad del viento en las estaciones costeras es menor. La distribución de la evaporación a lo largo del año se presenta en la fig. 8. En ésta para remarcar la estacionalidad de las curvas y con el objeto de hacer comparaciones entre las diferentes estimaciones se han tomado promedios móviles de 3 elementos.

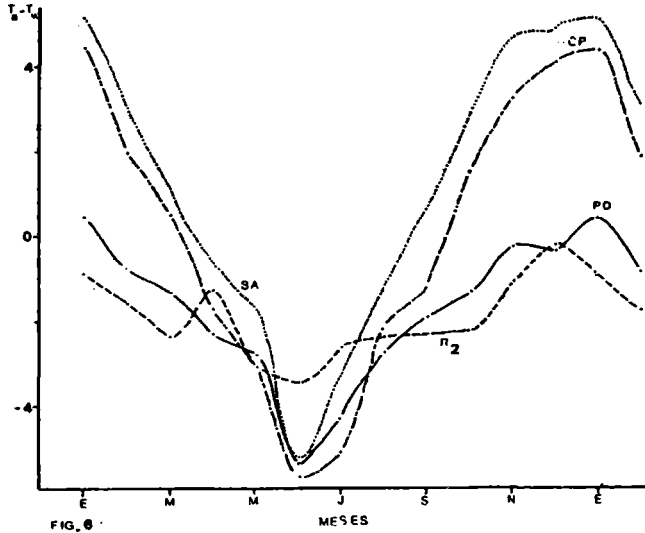


Fig. 6: Evolución anual de la diferencia entre la temperatura del aire y la del agua. Referencias como en la Fig. 4.

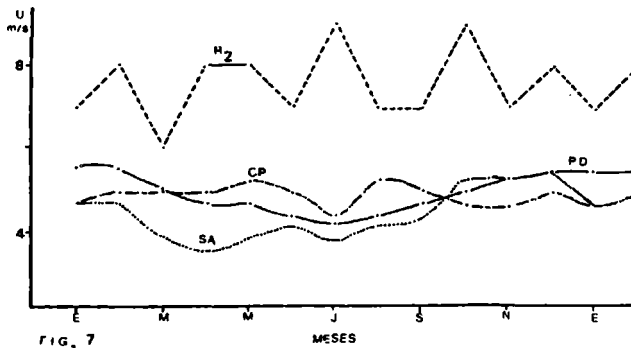


Fig. 7: Evolución anual de la velocidad del viento. Referencias como en la Fig. 4.

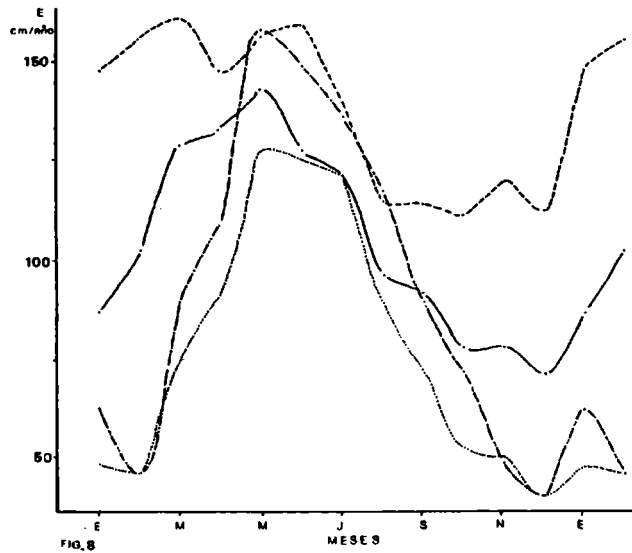


Fig. 8: Evolución anual de la evaporación. Para remarcar la estacionalidad de las curvas, con el objeto de hacer comparaciones, se ha filtrado tomando promedios móviles de 3 elementos. Referencias como en la Fig. 4.

El intercambio neto de agua en el golfo se obtiene de la diferencia entre evaporación y precipitación, ya que los aportes continentales no son permanentes ni significativos. De acuerdo con la distribución de isohalinas la influencia del Río Negro se restringe a un área limitada y no afecta a la distribución de salinidad dentro del golfo. La evolución anual del intercambio neto de agua posee la estacionalidad de la evaporación, puesto que la precipitación es aproximadamente constante. La diferencia es siempre positiva, lo que indica pérdida neta de agua durante todo el año. La estimación obtenida de los datos de la región 2 es de 120 cm/año, valor que se reduce a ≈ 90 cm/año en Pta. Delgada (Fig. 9).

4. DISCUSION Y CONCLUSIONES

Con el objeto de evaluar el intercambio neto de masa entre el mar y la atmósfera en el Golfo San Matías, se ha realizado un análisis de las relaciones que permiten calcular la evaporación a partir del método aerodinámico de masa. De ese análisis resulta que la evaporación aumenta con el incremento de la velocidad del viento y la temperatura del agua y disminuye con el aumento de las temperaturas del aire y de rocío. Las variaciones producidas por modificaciones de la presión atmosférica son menores que el error del método. El factor más crítico para determinar la evaporación por el método citado es el coeficiente de in-

tercambio de calor. De acuerdo con Bunker (1976) no se cuenta con valores precisos para éste y como puede observarse en la Fig. 2 la evaporación es muy sensible al valor que toma el coeficiente.

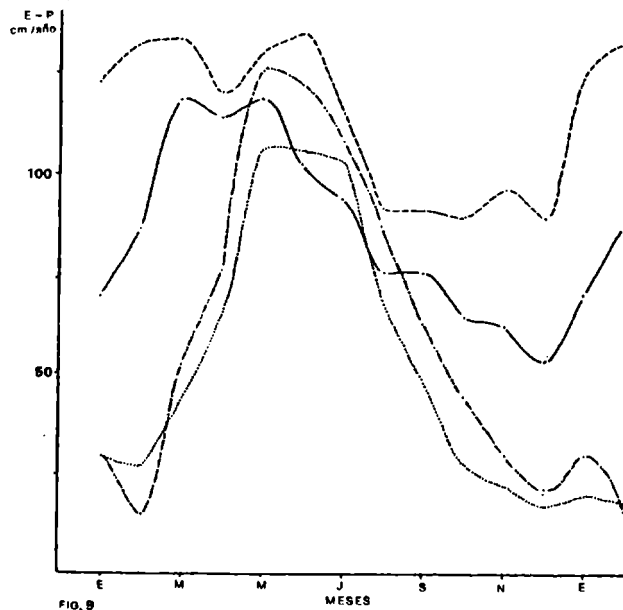


Fig. 9: Evolución anual del exceso de evaporación sobre precipitación. Como en la fig. anterior se ha filtrado tomando promedios móviles de 3 elementos. Referencias como en la Fig. 4.

La aplicación del método en la zona del Golfo San Matías permite determinar que la estacionalidad de la evaporación está íntimamente relacionada a la estabilidad de la atmósfera. Esto surge de comparar la variación de la tasa de evaporación a lo largo del año con la distribución anual de la diferencia de temperatura entre el aire y el agua (Fig. 6 y 9). Este resultado se debe en parte a que al igual que la velocidad del viento el coeficiente de intercambio de calor y por lo tanto la evaporación aumenta con la inestabilidad (tabla 4 de Bunker, 1976). Esta tendencia es coincidente con los resultados de Svedrup y otros (1942) quienes sugieren que la evaporación se encuentra favorecida cuando la atmósfera es inestable.

La tasa anual de la evaporación en el sector occidental de la plataforma continental comprendido entre 36° y 50° S varía de 70 a 90 cm/año. Estos valores son del mismo orden que los indicados en distribuciones globales de evaporación en la zona (Baumgartner y Reichel, 1975). La tasa de E en el Golfo San Matías basada en datos climatológicos de una región considerablemente más extensa (re-

gión 2 Fig. 2) es de 135 cm/año. La utilización de registros provenientes de la estación costera Pta. Delgada conduce a una estimación de ≈ 105 cm/año.

De estimaciones independientes se concluye que en el Golfo San Matías se produce un exceso de evaporación sobre precipitación del orden de los 90 a 120 cm/año. En la región occidental de la plataforma continental entre 40° y 50° S el exceso de evaporación sobre precipitación es de ≈ 50 cm/año. Entre 40° y 43° S la descarga continental reduce la pérdida neta de agua por el mar a 30 cm/año. En las costas bonaerenses la precipitación es sensiblemente mayor y en consecuencia el exceso de evaporación disminuye a ≈ 10 cm/año. Entonces a partir de las estimaciones presentadas en este trabajo, la pérdida neta de agua en el golfo es más del doble que en la plataforma lindante.

Sobre la plataforma continental la salinidad aumenta hacia el norte siendo $\approx 33,3$ a 45° S y de 33,7 a 36° S (Fig. 1). Modelos de circulación aplicados a esta región revelan que el transporte neto de masa sobre la plataforma, tanto en invierno (Lusquiños y Schrott, 1983) como en verano (Forbes com. pers., 1984) es hacia el norte. La dirección del flujo es coincidente con el balance neto de masa estimado en este trabajo, pues el agua de la plataforma se encuentra sometida a un exceso de evaporación mientras se traslada hacia latitudes menores aumentando su salinidad en esa dirección.

La distribución de salinidad de superficie de las Campañas Anchoíta II y III/70 (Brandhorst y otros, 1971b,c) presenta un máximo relativo ad este del Golfo San Matías, con salinidades superiores a 34,1. El campo de salinidad definido a partir de las estaciones oceanográficas realizadas por los B/O Sinkai Marú y Walther Herwig 8 años más tarde muestra un máximo, tanto en superficie como en el fondo (≈ 50 m de profundidad, Fig.10). La distribución de salinidad sugiere que el mismo está ligado al golfo. De acuerdo con los datos existentes, el máximo es permanente y se localiza de 61°20' a 63°10' O entre 41° y 42° S.

Considerando argumentos de conservación de masa y sal, aplicando un modelo de caja (Gordon y Piola, 1983; Piola y Gordon, 1984 y Warren, 1983) en el Golfo San Matías, se puede determinar el intercambio de masa con el exterior. El exceso de evaporación estimado sobre el golfo (100 cm/año) y la diferencia de salinidad observada (0,2) conducen a un intercambio neto de masa del orden de $0,1 \times 10^9$ Kg/seg. Teniendo en cuenta el área de la mitad de una sección vertical a través de la desembocadura del golfo ($\approx 3 \times 10^6$ m²) dicho transporte neto de masa conduciría a una velocidad media de 3,5 cm/seg. Utilizando el exceso de evaporación estimado para la plataforma (≈ 50 cm/año) la salinidad sólo aumentaría hasta alcanzar 33,9, suponiendo el mismo transporte de masa hacia el interior del golfo. Para alcanzar la salinidad observada con esa tasa de evaporación, el intercambio de agua con el exterior debería reducirse a la mitad.

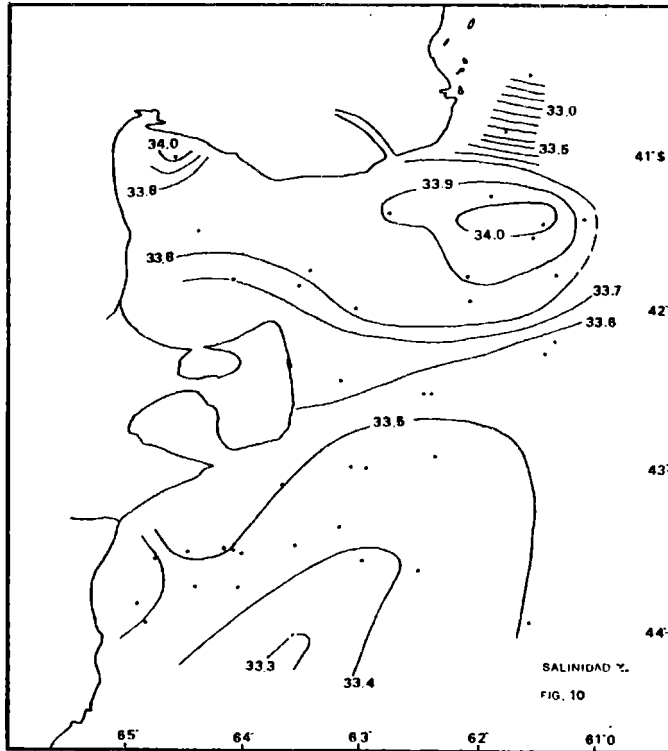


Fig. 10: Distribución superficial de salinidad, construida a partir de los datos obtenidos por los B/I Wallther Herwig y Sinkai Marú (Cieshonski y otros, 1979, Cousseau y otros, 1979).

Desafortunadamente no se cuenta con mediciones de corrientes de largo período para estimar el transporte de masa entre la plataforma y el golfo. En base a los cambios de salinidad observados, se puede concluir que la velocidad media del agua que fluye hacia el interior del golfo es baja. El incremento de salinidad que se observa entre el golfo y la plataforma lindante se debe, al menos en parte, a que en el golfo el exceso de evaporación es significativamente mayor que en aguas abiertas (≈ 50 cm/año). Asimismo, la tasa de evaporación en el golfo es superior a la de plataforma porque la temperatura del agua del golfo es mayor ($\approx 2,5^{\circ}$ C ver sección 3.1 y 3.3).

Salinidades relativamente elevadas observadas en la zona interior de la Bahía Blanca han sido asociadas a "escurrimiento continental de aguas que transcurren por los salitiales" (Lusquiños y Schrott, 1983). Este mecanismo invalidaría la hipótesis de ausencia de fuentes externas de sal en el Golfo San Matías. Sin embargo, si dicho transporte alcanzara ≈ 100 m³/seg ($\approx 10\%$ del caudal esti-

mado para el Río Negro) y tuviera una salinidad de 40 (similar al valor máximo observado en la Bahía Blanca, Lusquiños y Schrott, 1983) el mismo produciría un aumento del flujo de masa del 3%. Teniendo en cuenta que al menos el caudal de la hipotética descarga continental asociada a altas salinidades es seguramente una sobre-estimación de la descarga real, estos resultados sugieren que el efecto de la misma sería despreciable frente al exceso de evaporación sobre precipitación.

El exceso de evaporación en el golfo produce un incremento sensible de salinidad. Para alcanzar un estado estacionario, el agua que ingresa a la cuenca debe ser menos salina que la que egresa. De acuerdo a la distribución de salinidad (Fig. 10) el agua ingresa por el sureste y egresa por el noreste. El máximo relativo de salinidad parece originarse por agua que sale del golfo con salinidad alta, la que sigue incrementándose al continuar expuesta a un exceso de evaporación.

BIBLIOGRAFIA

- Baumgartner A. y E. Reichel, 1975: The world water balance. Mean annual global continental and maritime precipitation, evaporation and runoff; Elsevier, Amsterdam.
- Brandhorst W. y J. P. Castello, 1971a: Evaluación de los recursos de anchoíta (Engraulis anchoita) frente a la Argentina y Uruguay. II Abundancia relativa entre las latitudes 39° y 45° S en relación a las condiciones ambientales en febrero-marzo de 1970. Proyecto Desarrollo Pesquero. FAO, 32, 1-47.
- Brandhorst W., J. P. Castello, R. Perez Habiaga y B. H. Roa, 1971b: Evaluación de los recursos de anchoíta (Engraulis anchoita) frente a la Argentina y Uruguay. III Abundancia relativa entre 34°40' y 42° S en relación a las condiciones ambientales en mayo-junio de 1970. Proy. Des. Pesq. FAO, 34, 1-39.
- Brandhorst W., J. P. Castello, R. Perez Habiaga y B. H. Roa, 1971c: Evaluación de los recursos de anchoíta (Engraulis anchoita) frente a la Argentina y Uruguay. IV Abundancia relativa entre 34°30' y 44°10' S en relación a las condiciones ambientales en agosto-septiembre de 1970; Proy. Des. Pesq. FAO, 36, 1-35.
- Budyko M. I., 1963: Atlas the heat balance of the earth. Academy of Sciences of Moscow, Moscow.
- Bunker A. F., 1976: Computation of surface flux and annual air-sea interaction cycles of the North Atlantic Ocean. Mon. Wea. Rev., 104 (8), 1122-1140.
- Bunker A. F. y L. V. Worthington, 1976: Energy exchange charts of the North Atlantic Ocean. Bull. Amer. Meteor. Soc., 57 (6), 670-678.
- Bunker A. F. y R. A. Goldsmith, 1979: Archived time-series of Atlantic Ocean meteorological variables and surface fluxes. WHOI, Technical Report 79-3, 1-29.

- Ciechomski J. D., M. D. Ehrlich, C. A. Lasta y R. P. Sanchez, 1979: Campañas realizadas por el B/I "Walther Herwig" en el Mar Argentino, desde mayo hasta noviembre de 1978. Organización y reseña de datos básicos obtenidos, INIDEP, 374, 1-311.
- Cousseau M. B., J. E. Hansen y D. L. Gru, 1979: Campañas realizadas por el B/I "Shinkai Marú", desde abril de 1978 hasta abril de 1979. Organización y reseña de datos básicos obtenidos, INIDEP, 373, 1- 625.
- Goldsmith R. A. y A. F. Bunker, 1979: Woods Hole Oceanographic Institution collection of climatology and air-sea interaction (CASI) data. WHOI. Technical Report, 79-70, 1-29.
- Gordon A. y A. R. Piola, 1983: Atlantic Ocean upper layer salinity budget, J. Phy. Oceanogr, 13, 1293-1300.
- Jacob W. C., 1942: On the energy exchange between sea and atmosphere. J. Mar. Res., 5, 37-66.
- Krepper C. M., 1977: Difusión del agua proveniente del Estrecho de Magallanes en las aguas de la Plataforma Continental Argentina. Acta Oceanographica, 1 (2), 49-65.
- Krepper C. M. y A. L. Rivas, 1979: Análisis de las características oceanográficas de la zona austral de la Plataforma Continental Argentina. Acta Oceanographica, 2, 55-82.
- Lusquiños A. J., 1971: Descripción del ambiente físico y algunas características de las aguas de la Plataforma Continental Argentina. Pesq. X y XI, FAO, 10/X y 10/XI.
- Lusquiños A. J. y A. G. Schrott, 1983: Corrientes en el Mar Epicontinental Argentino. SUBCYT. Buenos Aires.
- Ministerio de Economía, 1973: Anuario Hidrográfico 1970. Buenos Aires.
- Piola A. R. y A. Gordon, 1984: Pacific and Indian Ocean upper layer salinity budget. J. Phy. Oceanogr., 14, 747-753.
- Rojó A. L. y J. M. Silvosa, 1970: La merluza en los Golfos San Matías, Nuevo y en la plataforma adyacente. Campaña "Merluza 70-1" 20 enero - 10 febrero 1970. Proy. Des. Pesq. FAO, 23, 1-34.
- Servicio Meteorológico Nacional, 1971: Estadísticas climatológicas 1961-1970. Serie B (35). Buenos Aires.
- Svedrup H. U., 1937: On the evaporation from oceans. J. Mar. Res. 1, 3-14.
- Svedrup H. U., M. W. Johnson y R. H. Fleming, 1942: The oceans. Their physics, chemistry and general biology, Prentice-Hall, Inc. USA.
- Warren B., 1983: Why is no deep water formed in the North Pacific?, J. Mar. Res. 42, 1-21.

CIRCULACION EN EL GOLFO SAN MATIAS

Alberto R. Piola

Departamento Oceanografía Servicio de Hidrografía Naval

Av. Montes de Oca 2124, 1271 Buenos Aires

Laura M. Scasso

Instituto de Biología Marina y Pesquera "Alte. Storni"

Av. Costanera s/n San Antonio Oeste, 8520 Rio Negro

RESUMEN

Se presentan las distribuciones de temperatura y salinidad características del golfo San Matías basadas en el análisis de los datos históricos disponibles. Cerca de 41° 50' S se observa la presencia de un frente termohalino relativamente intenso orientado en dirección E-O. Al sur del frente se encuentran aguas relativamente frías y de baja salinidad similares a las de la plataforma continental lindera, mientras que al norte las aguas son típicas del golfo, con mayores temperaturas y salinidades. A partir de la distribución de propiedades se infiere la circulación media consistente con los campos de temperatura y densidad. La circulación está caracterizada por un giro ciclónico de unos 70 Km de diámetro ubicado al norte del frente. Al sur del frente, la estructura de la termoclina es compleja y las observaciones insuficientes para inferir la circulación. Finalmente, se describen las propiedades térmicas del golfo en invierno. Las mismas sugieren la ventilación de la totalidad de la columna de agua por convección profunda en esta época del año.

ABSTRACT

The temperature and salinity distributions within the San Matías gulf, based on the available historical data, are presented and discussed. In the vicinity of $41^{\circ}50'S$ a relatively intense thermohaline front is found. Relatively cold-fresh waters similar to the open shelf waters are found south of the front while warm-salty waters typical of the gulf are found north of the front. The mean circulation within the gulf, consistent with the temperature and density fields is inferred. The circulation is dominated by a cyclonic gyre of ~ 70 Km diameter located north of the front. South of the front the thermocline structure is complex and not well resolved by the observations. The temperature structure in winter reveals a well mixed water column indicative of deep-reaching convection and bottom water ventilation.

1. Introducción

El Golfo San Matías, ubicado aproximadamente entre 41° y $42^{\circ}S$ y entre $63^{\circ}30'O$ y la costa, es el más extenso de los golfos norpatagónicos. Una de las características sobresalientes del golfo es la topografía del fondo; hacia el este se encuentra la plataforma continental con profundidades del orden de 80 m mientras que en el centro del golfo se han observado profundidades mayores que 200 m (F. Mouzo, comunicación personal, 1985, Fig.1). De la superficie total del golfo aproximadamente un 55% tiene profundidad mayor a los 100 m.

Desde la realización de las campañas Pesquería se han identificado regiones de temperatura y salinidad relativamente altas en las inmediaciones del Golfo San Matías y el Rincón. Lusquiños (1971) sugirió que estas serían aguas poco renovadas o "por lo menos con una velocidad relativa sustancialmente menor a las que se

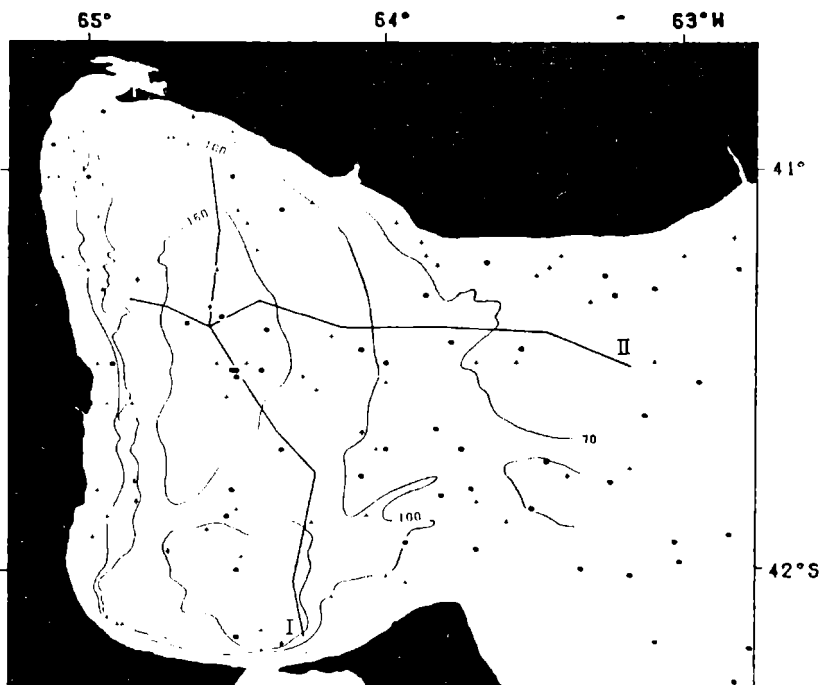


Figura 1: Posición de las estaciones oceanográficas (o) y observaciones superficiales (+) utilizadas. La batimetría simplificada fue provista por F. Mouzo (comunicación personal, 1985). Las líneas I y II corresponden a los cortes transversales de temperatura de las Figuras 3a y 3b respectivamente.

encuentran sobre el resto de la Plataforma Continental Argentina". Por otro lado, Carreto et al. (1974) han sugerido que los valores elevados de salinidad observados en el noroeste del golfo se deben a la elevada tasa de evaporación en regiones poco profundas cercanas a la costa. Lusquiños y Schrott (1983) concluyeron que, en la zona del Rincón, el máximo relativo de salinidad estaría asociado a salitrales próximos al estuario de la Bahía Blanca. Más recientemente, se ha determinado que en el Golfo San Matías se produce un exceso de evaporación sobre precipitación y descarga continental del orden de 100 cm/año mientras que en la plataforma

continental vecina el exceso de evaporación no superaría los 30 cm/año (Scasso y Piola, 1986). Estos resultados sugieren que la alta salinidad observada en las inmediaciones del Golfo San Matías se debe, al menos en parte, al exceso de evaporación.

En este trabajo se analiza la distribución de propiedades en el interior del Golfo San Matías y en sus inmediaciones, con el propósito de inferir las principales características de la circulación media en la región

2. Datos

En este estudio se han utilizado los datos de temperatura y salinidad de todas las estaciones oceanográficas disponibles en los archivos del Centro Argentino de Datos Oceanográficos. Dicho conjunto de datos fue ampliado con observaciones superficiales de las mismas variables obtenidas durante las campañas Merluza (Rojo y Silvosa, 1970), Anchoíta (Brandhorst et al., 1971a, b y c) y SAO (Carreto et al., 1974) y estaciones oceanográficas realizadas por el buque EL AUSTRAL, Campaña Golfos NordPat 1.

A fin de lograr una cobertura adecuada de la superficie del golfo también se utilizaron datos de temperatura de batitermógrafo de varias campañas.

3. Distribución de propiedades

a. Superficie

La temperatura superficial media en el Golfo San Matías alcanza un valor próximo a los 18° C en el mes de febrero y desciende hasta aproximadamente 11° C en agosto (Scasso y Piola, 1986). A partir de las observaciones realizadas en las campañas Merluza en 1970 (Rojo y Silvosa, 1970) y Anchoíta (Brandhorst et al., 1971a, b, c) es posible analizar la evolución estacional de las distribuciones

superficiales de temperatura y salinidad. En la Figura 2 se presentan las distribuciones superficiales de temperatura y salinidad correspondientes a los meses de febrero y septiembre de 1970. Durante gran parte del año se observa que la temperatura superficial es entre 1 y 3°C mayor en el sector norte del golfo,

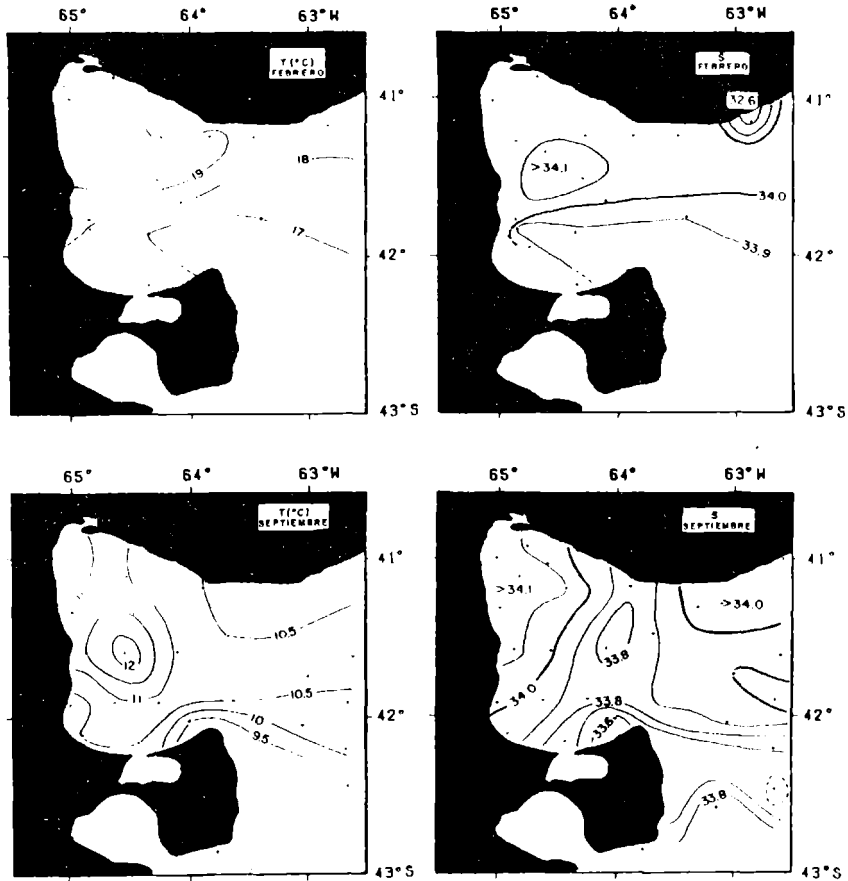


Figura 2: Distribución superficial de temperatura y salinidad en el Golfo San Matías obtenida durante los meses de febrero (a y b) y septiembre (c y d), campañas Merluza y Anchoíta.

aproximadamente al norte de 42°S. Cerca de esta latitud se observa un frente térmico relativamente intenso orientado zonalmente. En junio sin embargo la temperatura superficial presenta variaciones inferiores a 1°C (ver Fig.7, Brandhorst et al., 1971b) y por lo tanto no hay evidencia del frente térmico en superficie.

Durante todo el año se observa que la salinidad aumenta hacia el norte donde alcanza valores mayores que 34 (Fig. 2). Al sur de 42°S la salinidad es menor que 33.9. Al norte de 42°S en cambio las propiedades superficiales son atípicas. La diferencia de salinidad superficial a ambos lados del frente observado es mínima (<0.1) en febrero y alcanza valores de 0.5 en noviembre (Scasso, 1985).

Dado que las aguas de la plataforma continental exterior al golfo están caracterizadas por salinidades inferiores a 33.8 (Lusquiños y Schrott, 1983), se infiere que en el sector sur del golfo existe una mayor influencia de las aguas de la plataforma continental lintera.

b. Estructura vertical

Las observaciones de temperatura y salinidad en el interior del golfo son escasas y sólo permiten una descripción grosera de la distribución vertical de estas variables. Al igual que en una gran extensión de la plataforma continental, al comenzar la primavera se forma una termoclina estacional relativamente intensa, ubicada entre los 40 y 100 m de profundidad. La termoclina persiste hasta el comienzo del invierno cuando la columna de agua se homogeniza debido a la cesión a la atmosfera del calor almacenado durante el periodo de calentamiento. La convección vertical en invierno parece afectar a la totalidad de la columna de agua, inclusive a la parte más profunda del golfo donde la temperatura y salinidad observadas son prácticamente iguales a los valores en superficie. La renovación de agua profunda en el interior del golfo se analiza en

detalle en la sección 5.

Con el propósito de aumentar la cantidad de observaciones para el análisis de la estructura vertical y obtener una distribución más homogénea de las mismas sobre la región de estudio, se procedió a analizar observaciones de batitermógrafo. En la Figura 3 se presentan dos secciones verticales de temperatura obtenidas durante la campaña realizada por el buque oceanográfico ARA GOYENA en 1977. Estas secciones son similares a otras obtenidas en diciembre de 1968 y febrero de 1970. Las secciones cruzan el golfo aproximadamente en dirección Norte-Sur (Fig.3a) y Este-Oeste (Fig.3b, ver Fig.1). La temperatura superficial observada durante la campaña fluctúa entre los 17°C en el centro del golfo y 15°C en el sudeste; siendo estos valores típicos del mes de abril, cuando ha comenzado el período de enfriamiento. La termoclina estacional en esta época del año es muy intensa alcanzando un gradiente vertical de temperatura superior a

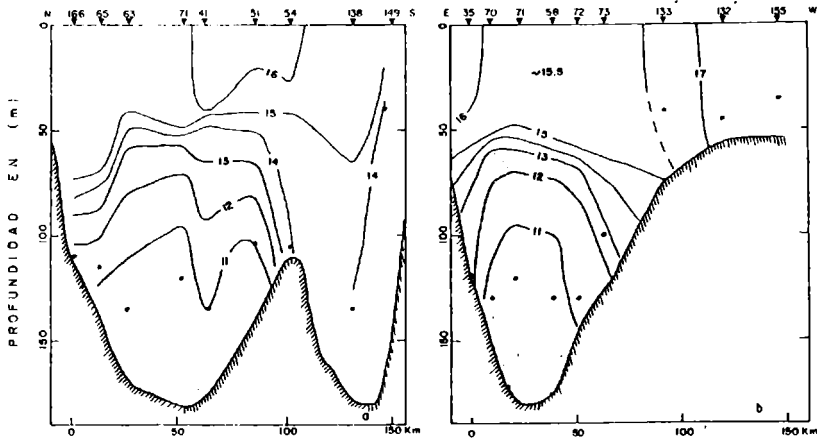


Figura 3: Secciones verticales de temperatura elaboradas a partir de observaciones de batitermógrafo realizadas en abril de 1977. Los puntos indican la máxima profundidad de muestra. (a) sección Norte-Sur, (b) sección Este-Oeste (ver Fig.1).

2°C/10 m. En el centro del golfo, ocupando una extensión Norte-Sur de alrededor de 70 Km, la termoclina se encuentra cerca de los 50 m de profundidad. Hacia los bordes la termoclina se profundiza en forma más o menos abrupta hasta alcanzar una profundidad próxima a los 100 m e intersectar el fondo. En el sector norte del golfo el aumento de la profundidad de la termoclina es aproximadamente coincidente con la disminución de la profundidad del fondo. En cambio hacia el sur, la profundidad es de unos 140 m, la termoclina se profundiza abruptamente hasta intersectar el fondo. Al sur de 41°50'S la columna de agua no presenta estratificación significativa. Por debajo de la termoclina estacional la temperatura continua descendiendo hasta el fondo alcanzando valores inferiores a 11°C en la parte más profunda del golfo.

Existe entonces en la región central, donde la profundidad es máxima, una termoclina bien desarrollada y poco profunda. Donde la profundidad disminuye la termoclina desciende aislando en el centro el agua de mayor densidad. En la periferia de esta región la estratificación disminuye notablemente hasta que en el sudeste la columna de agua es prácticamente homogénea.

4. Circulación

La escasez de observaciones adecuadas de temperatura y salinidad en el interior del Golfo San Matías hace difícil el estudio de la circulación en base al campo de densidad. De existir una relación biunívoca entre temperatura y densidad sería posible en principio utilizar el campo de temperatura para inferir las características de la circulación asociada al campo de densidad. Esto permitiría incorporar datos de batitermógrafo, los que son comparativamente abundantes.

En la Figura 4 se presenta un diagrama de temperatura-salinidad (Fig. 4a) y una distribución de anomalía de densidad en función de la temperatura (Fig. 4b), elaborados a partir de observaciones realizadas en el interior del golfo. Se han discriminado las estaciones realizadas en verano (noviembre a abril) e invierno (mayo a octubre) mostrando claramente la disminución del contraste térmico en invierno y la mayor dispersión a bajas temperaturas. La Figura 4b revela una buena correlación lineal entre la temperatura y la densidad (coeficiente de correlación de 0.96). En invierno, debido a la ausencia de variaciones notables de temperatura, la salinidad es relativamente importante en la determinación del campo de densidad. El desarrollo de la termoclina estacional en verano sin cambios significativos de salinidad implica el desarrollo de una pycnoclina en esta época del año.

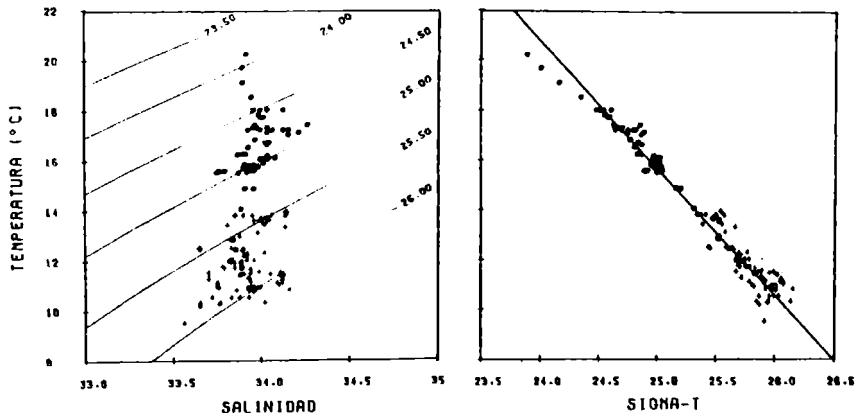


Figura 4: (a) Diagrama conjunto de temperatura-salinidad, (b) distribución de anomalía de densidad ($\Sigma-T$) en función de la temperatura. La posición de las observaciones utilizadas se indica en la Figura 1. Las cruces indican las observaciones de mayo a octubre y los círculos de noviembre a abril.

La utilización de datos de batitermógrafo permite analizar la distribución tridimensional de la temperatura sobre una gran extensión. De este modo es posible determinar con relativa precisión la topografía de la termoclina con el propósito de inferir el sentido de la circulación a partir de la misma. Este análisis debe limitarse necesariamente a aquellas épocas del año en las que la termoclina esta bien definida o sea de noviembre a mayo aproximadamente. La mejor cobertura sinóptica del golfo con observaciones de temperatura se logró en abril de 1977 al obtenerse 64 perfiles verticales.

En base a las secciones de temperatura presentadas en la Figura 3 se seleccionó la isoterma de 14°C como representativa de la temperatura media de la termoclina. La topografía de la isoterma de 14°C (Fig.5) es indicadora entonces de la topografía de la pycnoclina. Al norte de $41^{\circ}30'S$ la termoclina se encuentra cerca de los 50 m de profundidad y se profundiza superando los 90 m antes de intersectar el fondo hacia el norte. Si bien la cantidad de observaciones disminuye considerablemente, en la región sur del golfo se observan dos regiones relativamente bien definidas. En el sudoeste la termoclina continúa descendiendo hasta alcanzar profundidades superiores a los 110 m mientras que en el sudeste la misma se eleva hasta cerca de 20 m.

Suponiendo equilibrio geostrófico y dado que la topografía de la termoclina estaría bien definida por la topografía de la isoterma de 14°C , la Figura 5 es en primera aproximación una imagen de la circulación media del golfo a principios de abril de 1977. Al norte de $41^{\circ}40'S$ se observa una circulación cerrada de sentido ciclónico con un radio del orden de 35 Km. Esta región esta asociada a la zona de mayor temperatura y salinidad observada al norte del frente. En el sudeste aparece un segundo giro ciclónico aparentemente

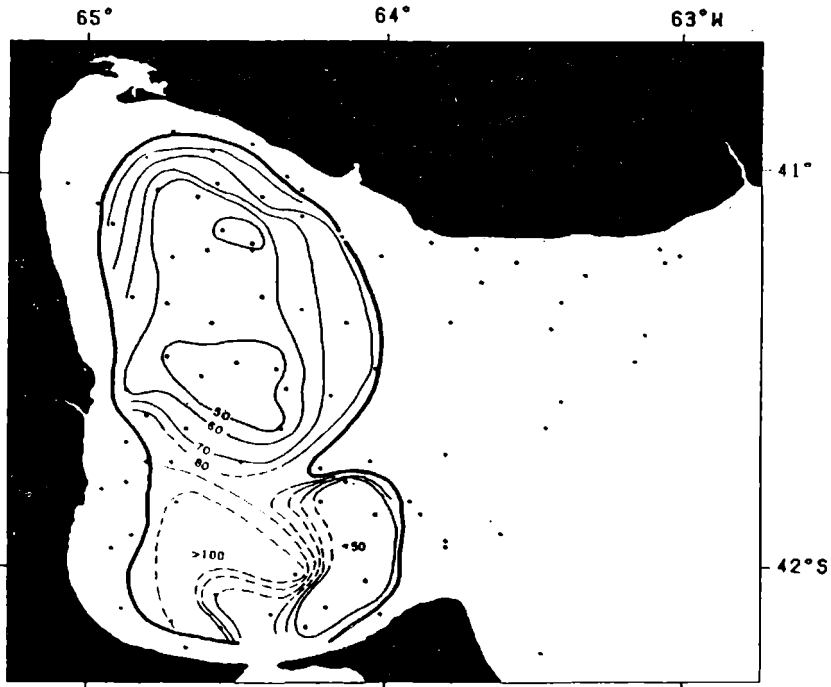


Figura 5: Profundidad de la isoterma de 14°C construida a partir de observaciones de batitermógrafo realizadas en abril de 1977. El sombreado indica las regiones en las que la isoterma se encuentra a menos de 60 m de profundidad. La línea gruesa indica la intersección de la isoterma con el fondo.

separado del descrito anteriormente por una región en la que la termoclina alcanza profundidades próximas a los 80 m. Este giro está asociado a las aguas relativamente frías que ocupan la región al sur del frente (ver sección 3). La falta de observaciones adecuadas impide determinar sin embargo la profundidad de la isoterma de 14°C en el sudoeste.

5. Ventilación del agua profunda

La geometría del golfo está caracterizada por profundidades mayores que 200 m en la parte central las que disminuyen hacia el este hasta alcanzar profundidades menores que 90 m. El análisis de

la estructura vertical del campo térmico (sección 3) indica que en la parte profunda del golfo se encuentran las aguas de menor temperatura ($T < 11$ C). De acuerdo a la distribución de anomalía de densidad en función de la temperatura, estos valores de temperatura corresponderían a valores de anomalía de densidad del orden de 25.9 a 26.0 Kg/m .

Durante el invierno, la temperatura superficial disminuye a valores próximos a los 11°C al norte de $41^{\circ}40'\text{S}$ e inferiores a 10°C al sur de esta latitud (Fig.2c), en consecuencia, desaparece la termoclina estacional. El calor entregado a la atmósfera durante el período de enfriamiento sería del orden de 100 W/m (Krepper y Bianchi, 1983). Este valor es consistente con un cambio de temperatura del orden de 6°C distribuido en una capa de agua de 70 m de profundidad. La cesión de calor a la atmósfera produce el aumento de la densidad de la capa superior induciendo convección vertical. En la Tabla I se presentan los valores medios de temperatura, salinidad y anomalía de densidad de una estación característica del invierno. La misma revela que la convección vertical producida en invierno se manifiesta hasta las máximas profundidades observadas ($\sim 150 \text{ m}$) lo que conduce a la virtual homogeneización de la columna de agua.

Un perfil vertical de oxígeno disuelto realizado en el mes de noviembre brinda evidencia adicional sobre la renovación del agua de fondo en invierno. Este alcanza los 150 m de profundidad con valores de 5.3 ml/l , aproximadamente un 84% del valor de saturación. Teniendo en cuenta que ya a mediados de septiembre se encuentran evidencias de la formación de la termoclina estacional, la que produce el aislamiento del agua profunda, este porcentaje de saturación de oxígeno disuelto sugiere ventilación reciente.

En verano se forma la termoclina estacional debido al

almacenamiento de calor en la capa superior. Este último produce una disminución de la densidad de la capa superior a valores del orden de 24 Kg/m^3 (ver Fig.4). La distribución de temperatura a 70 m de profundidad (Fig.6) elaborada a partir de los mismos datos utilizados en la Figura 5 muestra claramente la ubicación geográfica de las aguas frías, remanentes del invierno. Al norte de $41^{\circ}40'S$ se observan temperaturas del orden de 13°C asociadas al giro ciclónico descrito en la sección 4. Observaciones recientes, obtenidas en la misma época del año sugieren que esta estructura es característica de fines del verano.

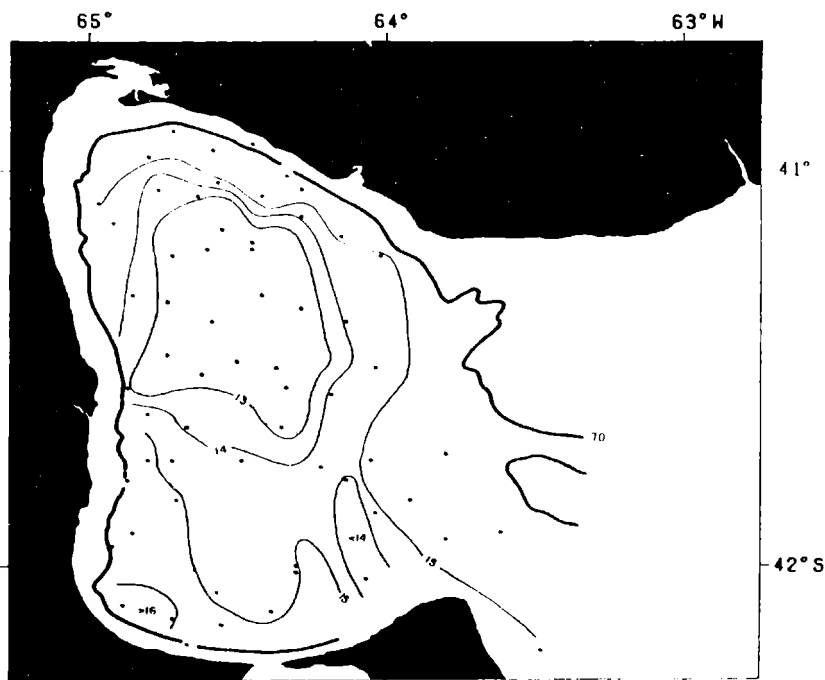


Figura 6: Distribución de temperatura a 70 m de profundidad en abril de 1977.

En la parte exterior del golfo, aproximadamente al este de $64^{\circ}0$, las temperaturas próximas al fondo son del orden de $14^{\circ}C$ y la anomalía de densidad no supera los 25.5 Kg/m^3 . Por lo tanto, es poco probable que exista renovación del agua profunda por advección lateral en esta época del año. Esta situación podría mantenerse durante el invierno pues si bien las aguas en el exterior se encuentran completamente mezcladas en esta época del año, su densidad es algo inferior a la observada en el interior (ver Figuras 3 y 4 de Lusquiños y Schrott, 1983). Sin embargo, debido a la escasez de observaciones de invierno en la región sudeste del golfo, donde la temperatura es menor que en el interior, no puede descartarse una contribución de la advección lateral en la renovación del agua profunda.

Observaciones recientes realizadas en el Golfo San José sugieren que el mismo puede transformarse en una potencial fuente de agua densa en invierno. En agosto de 1984 por ejemplo, la anomalía de densidad dentro del San José alcanzó valores superiores a 26.1 Kg/m^3 . En cambio, en el mismo mes en 1985, la anomalía de densidad no superaba los 25.8 Kg/m^3 siendo por lo tanto poco probable la ventilación del agua profunda del San Matías ese invierno. Dadas las dimensiones del Golfo San José ($\sim 795 \text{ Km}$), es probable que la densidad de sus aguas sea relativamente sensible a la rigurosidad del invierno y que la misma responda rápidamente a los cambios atmosféricos.

6. Discusión y conclusiones

Se ha propuesto un sistema de circulación en el Golfo San Matías que es cualitativamente consistente con la distribución de propiedades y el campo de densidad. La circulación en verano está caracterizada por una celda cerrada de sentido ciclónico, de unos

70 Km de diámetro centrada en 41° 15' S. En las inmediaciones de 41° 50' S durante gran parte del año se observa un frente termohalino orientado en dirección aproximada E-O. Este frente separa aguas relativamente frías y de baja salinidad que ingresan al golfo por el sudeste, de aguas cálidas y de mayor salinidad que son típicas del sector norte del golfo. Si bien el frente no siempre es evidente en la distribución de propiedades, el mismo es aparente con frecuencia en imágenes satelitales de infrarrojo de alta resolución. La utilización de esta información para la identificación del frente y el análisis de su evolución temporal es una extensión natural de este estudio.

Al sur del frente la circulación no está bien definida por las observaciones pero es aparente la presencia de otra celda ciclónica semicerrada de menores dimensiones que la que se encuentra más al norte.

Hay una notable semejanza entre la profundidad de la termoclina (Fig.5) y la batimetría del golfo. La termoclina se profundiza a más de 80 m cerca de 41° 40' S, donde el fondo se eleva desde más de 180 m hasta unos 150 m. Esta semejanza sugiere un acoplamiento del flujo a la topografía del fondo.

Existen por lo menos dos fuentes externas de energía disponibles en abundancia en la zona y que pueden ser importantes en el mantenimiento de la circulación descripta. En primera instancia, la intensidad del viento medio mensual en estaciones costeras en la región es del orden de 5 m/s, y en un sector oceánico que incluye al golfo es de 7 m/s (Scasso y Piola, 1987). Utilizando una ley de arrastre cuadrática, una velocidad de viento de 6 m/s produce una tensión en superficie del orden de 10^{-1} N/m^2 .

La segunda fuente potencial de energía proviene de las mareas. La amplitud de la componente M_2 alcanza valores de 6 m en regiones

próximas a la costa y 5 m en la parte central del golfo (Mazio y Vara, 1983). Las corrientes de marea asociadas son del orden de 1 m/s (Mazio y Vara, 1983). La mezcla vertical producida por la interacción de las ondas de marea con el fondo puede entonces ser significativa. De las secciones verticales de temperatura obtenidas al finalizar el verano (Fig.3), resulta evidente que la columna de agua es más homogénea en las regiones de menor profundidad. Esta homogeneización podría ser consecuencia de la mezcla turbulenta originada en la interacción entre la marea y el fondo. Una evaluación preliminar de la distribución del parametro de Simpson-Hunter (Simpson y Hunter, 1974), elaborada a partir de un modelo de la componente M_2 de la corriente de marea (Vara y Mazio, 1983) y la topografía del fondo, sugiere que en gran parte del Golfo San Matías la marea cumple un papel de importancia en la determinación de las condiciones de estratificación observadas en verano.

Existe una diferencia esencial entre los forzantes considerados. Por un lado, el viento no presenta variaciones estacionales significativas y por lo tanto, tampoco las presentaría la circulación asociada. El efecto de la marea en cambio se manifestaría sólo en aquellas épocas del año en las que existe una termoclina bien desarrollada. Estas diferencias son susceptibles a comprobación mediante observaciones directas de corrientes a lo largo del ciclo anual. Lamentablemente, la duración de las observaciones de corriente disponibles es insuficiente para la determinación de la circulación media en la región (ver Mazio y Vara, 1983 y Lanfredi y Schmidt, 1979)

Finalmente, en relación al mecanismo responsable de la renovación del agua profunda del golfo, si bien la contribución de la mezcla mecánica producida por el viento puede ser significativa,

la convección profunda en invierno parece el candidato más firme.

Agradecimientos

Los autores expresan su agradecimiento al Lic. F. Mouzo quien facilitó la batimetría del Golfo San Matías aún no publicada.

Tabla I. Propiedades de invierno en el Golfo San Matías.

Propiedad	Valor medio	Desvío Est.
Temperatura (°C)	11.26	0.08
Salinidad	33.93	0.00
Sigma-t (Kg/m ³)	27.915	0.004

Los datos provienen de una estación realizada en agosto de 1978, 41°31'S-64°30'O, 8 muestras de 0 a 148 m de profundidad.

BIBLIOGRAFIA

- Brandhorst, W. y J.P. Castello, 1971a: Evaluación de los recursos de anchoíta (*Engraulis anchoíta*) frente a la Argentina y Uruguay. II Abundancia relativa entre las latitudes 39° y 45°S en relación a las condiciones ambientales en febrero-marzo de 1970. Proyecto de Desarrollo Pesquero. FAO, 32, 1-47.
- Brandhorst, W., J.P. Castello, R. Perez Habiaga y B.H. Roa, 1971b: Evaluación de los recursos de anchoíta (*Engraulis anchoíta*) frente a la Argentina y Uruguay. III Abundancia relativa entre las latitudes 34° 40' y 42°S en relación a las condiciones ambientales en mayo-junio de 1970. Proyecto de Desarrollo Pesquero. FAO, 34, 1-39.
- Brandhorst, W., J.P. Castello, R. Perez Habiaga y B.H. Roa, 1971c: Evaluación de los recursos de anchoíta (*Engraulis anchoíta*) frente a la Argentina y Uruguay. IV Abundancia relativa entre las latitudes 34° 30' y 44° 10' S en relación a las condiciones ambientales en agosto-septiembre de 1970. Proyecto de Desarrollo Pesquero. FAO, 36, 1-35.
- Carreto, J.I., A.B. Casal, A. Hinojal, M.A. Laborde y C.A. Verona, 1974: Fitoplancton, pigmentos y condiciones ecológicas del Golfo San Matías, Inf. C.I.C. (Buenos Aires), 10, 76pp.
- Krepper, C.M. y A.A. Bianchi, 1983: Balance calórico del Mar Epicontinental Argentino. Acta Oceanographica Argentina, 3(1), 119-133.
- Lanfredi, N.W. y S.A. Schmidt, 1979: Golfo San Matías (Estudio de corrientes - 1977), Depto. Oceanografía SIHN, IC-IT-79/05.
- Lusquiños, A.J., 1971: Oceanografía Física. En: Datos y Resultados de las Capmañas "Pesquería", PESQUERIA X, Proyecto de Desarrollo Pesquero, Serie de Informes Técnicos, 10/X, Mar del Plata.
- Lusquiños, A.J. y A.G. Schrott, 1983: Corrientes en el Mar

- Epicontinental Argentino en invierno, Subsecretaría de Ciencia y Tecnología, Buenos Aires, 69pp.
- Mazio, C.A. y C.D. Vara, 1983: Las mareas del Golfo San Matías, Depto. Oceanografía SIHN, Inf. Tec. 13/83.
- Rojo, A.L. y J.M. Silvosa, 1970: La Merluza en los Golfos San Matías, Nuevo y en la plataforma adyacente, Proyecto de Desarrollo Pesquero, Ser. Inf. Tec., Publ. 23, 1-34, Mar del Plata.
- Scasso, L.M., 1985: Algunas características oceanográficas del Golfo San Matías, Escuela de Oceanografía, Instituto Tecnológico de Buenos Aires.
- Scasso L.M. y A.R. Piola, 1986: Intercambio neto de agua entre el mar y la atmósfera en el Golfo San Matías. Enviado a Geoacta.
- Simpson, J.H. y J.R. Hunter, 1974: Fronts in the Irish Sea, Nature, 250, 404-406.
- Vara, C.D. y C.A. Mazio, 1983: Corrientes de marea en el Golfo San Matías, Depto. Oceanografía, SIHN, Info. Tec., s/n.

GRAVEDAD EN UNA SECCION TRANSCONTINENTAL E-W EN LAS PROXIMIDADES
DEL PARALELO 37° DE LATITUD SUR

Antonio Nocioni⁺ - Antonio Introcaso^{+*}

⁺Instituto de Física Rosario - CONICET

* Universidad Nacional de Rosario

Rosario - República Argentina

RESUMEN

Fueron interpretados preliminarmente los resultados de una sección gravimétrica en las proximidades de la latitud 37°S.

Se encontró una máxima Anomalía de Bouguer negativa de / -120 mGal en coincidencia con la dorsal Andina.

Un modelo cortical simple exhibe la discontinuidad de M. a 43,7 km de profundidad.

Modelos hidrostáticos fueron también preparados. Ellos / muestran: en la zona de Argentina central, tendencia al equilibrio isostático y en los extremos de la sección significativas anomalías isostáticas positivas.

ABSTRACT

The results of the transcontinental gravimetric section on aproximatly 37°S latitude, were preliminarily interpreted.

In coincidence with the Andean dorsal the maximun negative Bouguer anomaly of -120 mGal was found.

A simple crustal model exhibits the M. discontinuity at / 43,7 km maximun depth.

Hydrostatical models were also prepared. They show: tendency to the isostatic compensation in the Argentine central zone, and significative positive isostatic anomalies on both section ends.

1- INTRODUCCION

Se realizó un estudio cortical preliminar sobre una sección / gravimétrica E-W ubicada en las proximidades del paralelo 37° de la titud sur.

Esta sección en su tramo continental argentino se extiende des de la localidad de Pinamar hasta Copahue (límite internacional Ar-/ gentino-Chileno), continua en Chile atravezando las localidades de Mulchen, Angol, Cañete entre otras hasta llegar a la costa pacífica internándose por último en el oceano.

La extensión total del itinerario proyectado es de aproximada- mente 1800 Km con los siguientes tramos parciales:

<u>Sector</u>	<u>Extensión</u>	<u>Número de Estaciones</u>
a) Oceano Pacífico	135 km	9
b) Chileno	225 km	15
c) Argentino	<u>1440 km</u>	<u>96</u>
Total	1800 km	120

El perfil en su recorrido atraviesa las siguientes regiones / geológicas: En Chile (Cordillera de la Costa, Valle Central, Cor- dillera de los Andes) en Argentina (Cordillera Principal, Cuenca / Neuquina, Provincia Geológica San Rafaelino Pampeana, Llanura Chaco Pampeana, Cuenca de Macachín y Sierras Septentrionales de la Provin- cia de Buenos Aires) (ver fig N° 1)

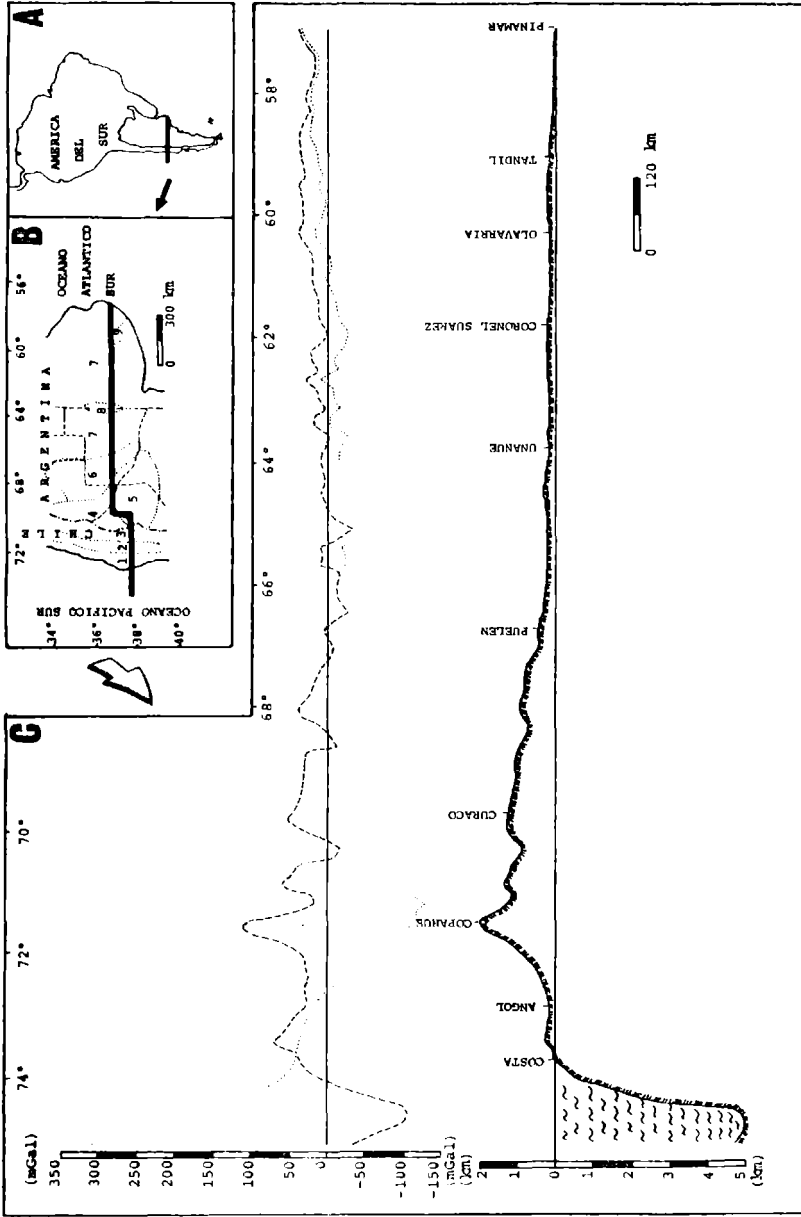
2- OBTENCION DE LOS DATOS

Los datos gravimétricos y altimétricos en el sector Argentino fueron cedidos en su mayoría por el Instituto Geográfico Militar / (I.G.M). Para los tramos comprendidos entre las localidades de Cu- racó - Luancó y Puelén - Chacharramendi, se emplearon los datos de gravedad relativa de la hoja Chos-Malal de Yacimientos Petrolíferos Fiscales (Y.P.F), calculándose a partir de estos, los valores de / Anomalías de Bouguer (A_B); mientras que en el tramo Las Armas - Pi- namar se utilizó los datos publicados por Cerrato et al, (1980).

Los valores de A_B para el sector continental Chileno fueron / obtenidos de la carta gravimétrica de América del Sur (Dragicevic, 1974), calculándose a partir de estos, los valores de Anomalías de Aire Libre ($A_{\Lambda 1}$) mediante la siguiente expresión:

$$A_{\Lambda 1} = A_B + 0,1118 h$$

h: Altitud en m



Referencias

A- Ubicación Relativa; B- Regiones geológicas atravesadas con el perfil: 1) Cordillera de la Costa; 2) Valle Central; 3) Cordillera de los Andes; 4) Cordillera Principal; 5) Cuenca Neuquina; 6) Prov. Geolog. San Rafaelino-Pampeana; 7) Llanura Chaco-Pampeana; 8) Cuenca de Macachín; 9) Sierras Septentrionales de la Pcia. de Bs. As. (---): Anomalia de Aire Libre; (.....): Anomalia simple de Bouguer; (---): Topografía.

Fig N°1: Resultados gravimétricos en el perfil transcontinental sudamericano ubicado en las proximidades del paralelo 37°S.

Los datos de profundidades y A_{AL} en el sector oceánico fueron extraídos de los trabajos de Hayes, (1966); Bowin et al, (1979); Herron, (1981) entre otros. Las A_{AL} fueron transformadas en A_B reemplazando el agua y los sedimentos por masas de igual volumen y densidad 2,8 gr/cc. Para ello se respetó la topografía del fondo marino y se lo asemejó a un número determinado de bloques paralelepípedos bi dimensionales de ancho constante (15 km), luego se calculó el efecto gravimétrico de dichas masas con un contraste de densidad de / +1,77 gr/cm³ Posteriormente se sumó este efecto a los valores de A_{AL} correspondiente a cada estación obteniéndose así la A_B de dichas / estaciones.

Con el fin de comparar metodologías, se asimiló también el fondo marino a una poligonal de "n" vértices (Guspi, 1984), advirtiéndose que los resultados obtenidos por ambos métodos son consistentes.

3- REDUCCION DE LAS OBSERVACIONES

Las anomalías gravimétricas en principio fueron calculadas con las clásicas expresiones:

$$A_{AL} = G_{ob.} - (\gamma^o - C_{AL})$$

$$A_B = G_{ob.} - (\gamma^o - C_{AL} + C_B)$$

- siendo: A_{AL} : Anomalia de Aire Libre ; A_B : Anomalia de Bouguer
 $G_{ob.}$: Valor de gravedad observado, vinculado con la estación fundamental de Miguelete (979.705,0 mGal).
 γ^o : Valor teórico correspondiente a la expresión internacional de 1930.
 C_B : Corrección de Bouguer ($0,0419 \times \sqrt{h}$) con \sqrt{h} : densidad de la masa topográfica (2,67 gr/cm³); h: Altitud / topográfica en m .
 C_{AL} : Corrección de Aire Libre ($0,3086 \times h^{\dagger}$; h: Altitud topográfica en m .

*Para áreas de poca elevación $h < 1500$ m el gradiente vertical usado fue de 0,3086 mGal/m; pero en las regiones andinas cuyas alturas sobrepasan los 1500 m se utilizó la expresión de Swick, (1942)

$$C_{AL} = (0,30855 - 0,00022 \cos 2\varphi) h - 0,072 (h/1000)^2$$

siendo: φ : Latitud de la estación. h: Altura en metros.

No obstante se observó que las diferencias obtenidas utilizando

una u otra expresión resultaron ser muy pequeñas (de alrededor de 0,5 mGal para una altura máxima de 2000 m), no teniendo por lo tanto incidencia en la interpretación regional.

Para uniformar los datos de esta sección con lo de otras secciones en estudio, todos los valores fueron trasladados al sistema de referencia de 1967, empleando para ello la siguiente expresión:

$$\Delta g = (17,20 - 14,97) - 13,6 \text{ sen}^2 \varphi$$

siendo: φ : Latitud de la estación

Para estas latitudes las variaciones de Λ_{A1} y Λ_B entre uno y otro sistema de referencia es de $2,78 \pm 0,11$ mGal. A los fines de nuestro estudio, estas pequeñas diferencias son de poca significación.

4- MODELOS HIDROSTATICOS

Se analizó el comportamiento isostático en la sección gravimétrica proyectada, elaborándose modelos hidrostáticamente compensados de acuerdo con la clásica hipótesis de Airy. Se emplearon las siguientes expresiones:

Para la sección Continental

$$\Delta R = \frac{\sqrt{c}}{\sqrt{m} - \sqrt{c}} h \quad (1)$$

Para la sección Oceánica

$$\Delta R' = \frac{\sqrt{c} - \sqrt{a}}{\sqrt{m} - \sqrt{c}} h_a \quad (2)$$

siendo: \sqrt{c} : Densidad de la corteza

\sqrt{m} : Densidad del manto superior

\sqrt{a} : Densidad del agua (1,03 gr/cm³)

h: Emergencia topográfica sobre el nivel medio del mar

h_a: Profundidad del fondo oceánico bajo el nivel medio del mar.

ΔR : Raiz por debajo del espesor cortical normal

$\Delta R'$: Antirraiz sobre el espesor cortical normal.

Las masas topográficas y oceánicas por sobre y por debajo el nivel medio del mar fueron asimiladas a: 121 bloques de 15 km de ancho; 63 bloques de 30 km de ancho; 32 bloques de 60 km de ancho; 16 bloques de 120 km de ancho; y 8 bloques de 240 km de ancho. Todos ellos de sección rectangular y altura promediada.

Para cada caso se elaboraron dos modelos hidrostáticos con distintas densidades de la corteza y del manto superior.

$$\begin{array}{ll} \text{Modelo A} & \sqrt{c}= 2,9 \text{ gr/cm}^3 \\ & \sqrt{m}= 3,3 \text{ gr/cm}^3 \end{array} \quad \begin{array}{ll} \text{Modelo B} & \sqrt{c}= 2,67 \text{ gr/cm}^3 \\ & \sqrt{m}= 3,27 \text{ gr/cm}^3 \end{array}$$

reemplazando estos valores en las expresiones N°(1) y N°(2), se tiene que:

$$\text{Para el Modelo A} \quad \Delta R= 7,25 \text{ h} \quad \Delta R'= 4,68 \text{ ha}$$

$$\text{Para el Modelo B} \quad \Delta R= 4,45 \text{ h} \quad \Delta R'= 2,73 \text{ ha}$$

En todos los modelos confeccionados el espesor normal asumido fue de 33 km.

En base a estas expresiones, para cada valor de h y de ha se obtuvieron las respectivas raíces (ΔR) y antirraíces ($\Delta R'$). Mediante el método directo se calculó el efecto gravimétrico en cada caso (ver fig N°2). Se encontró los siguientes resultados máximos (ver tabla N°1).

Anchos de los bloques que asemejan a la topografía	MODELO A		MODELO B	
	Max. Prof. (km)	A_B calc. (mGal)	Max. Prof. (km)	A_B calc. (mGal)
a) 15 km	47,79	-141	42,08	-132,45
b) 30 km	46,88	-140,12	41,52	-131,46
c) 60 km	45,03	-136,86	40,39	-128,12
d) 120 km	41,49	-118,09	38,21	-109,13
e) 240 km	41,43	- 91,39	38,18	- 83,64

Tabla N°1: Máximos valores de Profundidades y de Anomalías de Bouguer (A_B) calculados con modelos hidrostáticos de distintos anchos de bloques.

Tal vez los resultados mas convincentes corresponden al modelo con un ancho de bloque de 15 km. En este caso las altitudes de medición del sector Argentino se corresponden razonablemente con las máximas altitudes promedio de la topografía. En el sector Chileno las altitudes de la topografía sobrepasan sistemáticamente a las de medición.

El efecto gravimétrico calculado con este modelo fue comparado con las A_B observadas obteniéndose así las anomalías isostáticas correspondientes a este modelo. Estas anomalías dejan residuos más significativos en ambos extremos del perfil. (ver fig N°3).

Referencias

- ~: A_B observada
- A_B calculada con el modelo hidrostático, ajustando la topografía a:
 - ~: Bloques de 15 km de ancho
 - ~: Bloques de 30 km de ancho
 - ~: Bloques de 60 km de ancho
 - ~: Bloques de 120 km de ancho
 - ~: Bloques de 240 km de ancho.

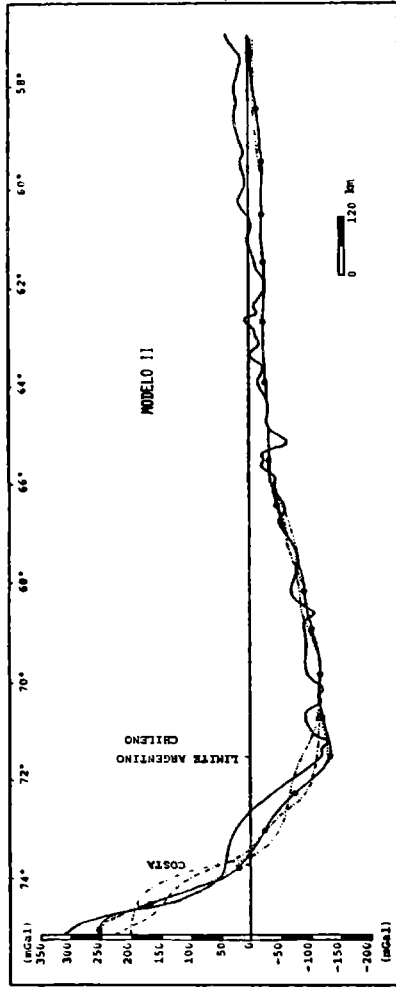
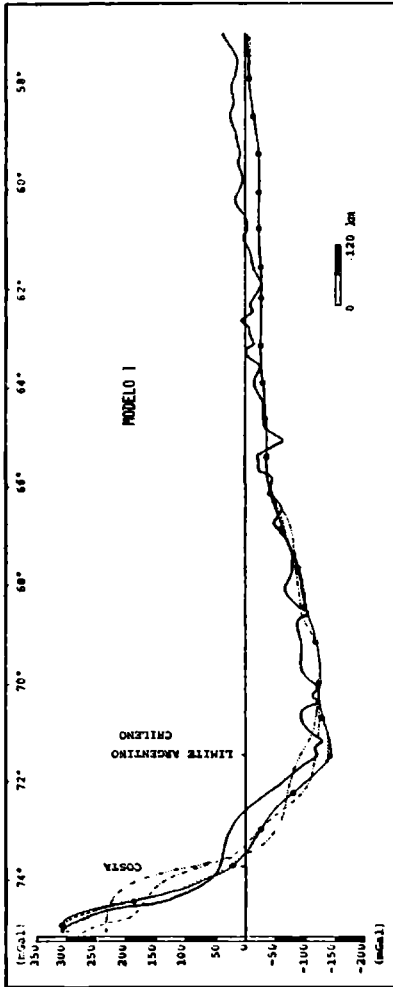


Fig N°2:
Modelos Hidrostáticos en la sección del 37°S calculado con: Modelo I: Densidad de corteza (\sqrt{c}): 2,9 gr/cm³, Densidad de manto (\sqrt{m}): 3,3 gr/cm³, Modelo II: \sqrt{c} : 2,67 gr/cm³, \sqrt{m} : 3,27 gr/cm³.

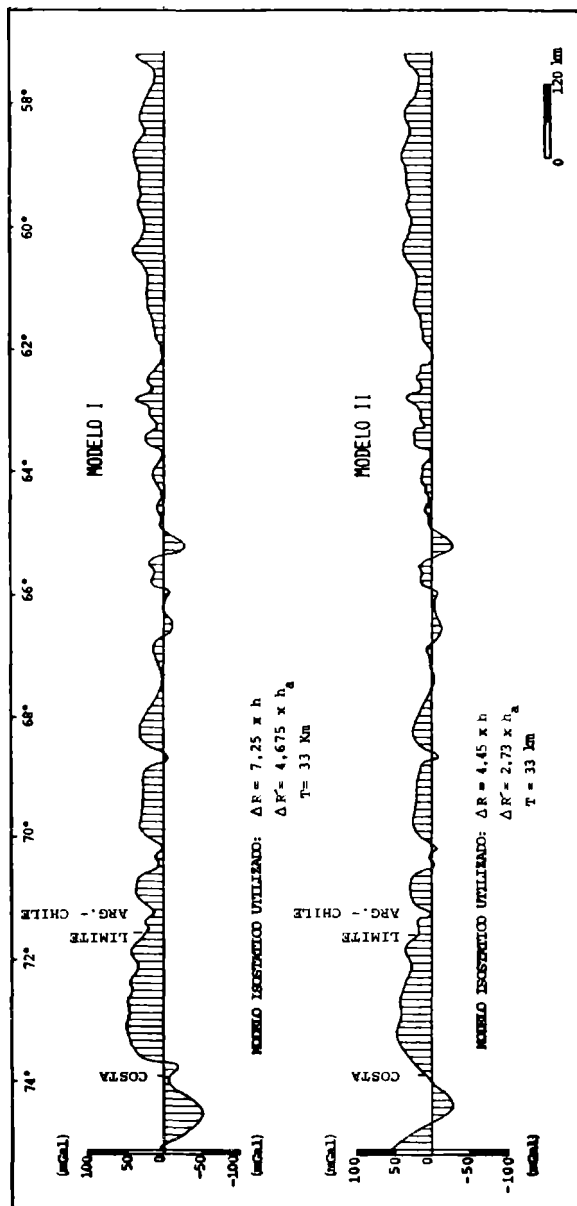


Fig N° 1: Anomalías isostáticas calculadas en el perfil del 37°S.

MODELO I: Anomalia correspondiente a un modelo bidimensional con densidad de corteza (\sqrt{c}): 2,9 gr/cm³; densidad de manto (\sqrt{m}): 3,3 gr/cm³; y espesor cortical (T): 33 km

MODELO II: Anomalia correspondiente a un modelo bidimensional con densidad de corteza (\sqrt{c}): 2,67 gr/cm³; densidad de manto (\sqrt{m}): 3,27 gr/cm³; y espesor cortical (T): 33 km

5- REGIONALIZACION DE LAS ANOMALIAS DE BOUGUER

Con el objeto de eliminar las cortas longitudes de ondas que / corresponden a efectos de estructuras superficiales y trabajar solamente con las anomalías regionales, se prolongaron las Anomalías de Bouguer observadas a 30, 40 y 50 km de altura. Se utilizó como "filtro" el método de prolongación ascendente desarrollado por Pacino-Introcaso, (1985).

Los valores fueron digitalizados cada 10 km, extendiéndose los extremos del perfil al este y al oeste en 150 km para minimizar los efectos de borde.

La prolongación a 40 km de altura es la que parece "filtrar" / mejor los efectos locales sin que se produzcan pérdidas de la información regional. (ver fig N°4).

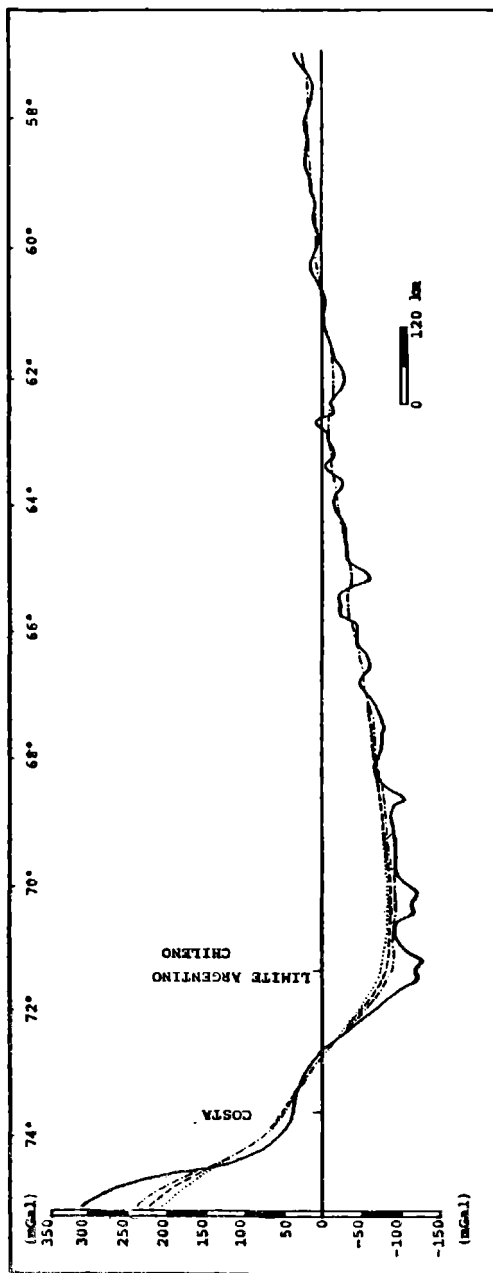
6- MODELO CORTICAL

La Anomalía de Bouguer prolongada a $h = 40$ km de altura fué invertida mediante el método de inversión poligonal desarrollado por Talwani et al (1959), adoptándose los siguientes parámetros: Densidad media cortical (ρ_c) = 2,9 gr/cm³; Densidad media del manto superior (ρ_m) = 3,3 gr/cm³; Espesor cortical normal (T) = 33 km.

Se calculó mediante el método directo el efecto gravimétrico / sobre la superficie topográfica, producido por el modelo así definido desde $h = 40$ km. La anomalía gravimétrica obtenida se superpuso con la Anomalía de Bouguer observada, verificando que constituye una aceptable anomalía regional. (ver fig N° 5).

Las anomalías isostáticas correspondientes al modelo hidrostático con bloques de 15 km de ancho muestran:

- 1) Mínimos en la zona central de Argentina (entre longitudes de 64° y 68°W).
- 2) Positivos y superando a las Anomalías de Bouguer observadas, en la mayor parte de la provincia geológica Bonaerense.
- 3) Positivos en el sector Chileno; Máximo: 48 mGal que parece ser un rasgo común de gran parte de esta faja Sudamericana, según se desprende de la tabla N°2.
- 4) Positivas bajo el edificio Andino, aunque (al igual que en el / punto anterior) con tendencia a minimizar a las Anomalías de / Bouguer contrariamente a lo que ocurre en (2)



Referencias

- ~ : A_B observada
- ~ : A_B observada y prolongada a 40 km
- ~ : A_B observada y prolongada a 30 km
- ~ : A_B observada y prolongada a 50 km

Fig N°4: Prolongación ascendente de la Anomalia de Bouguer observada en el perfil del 37°S.

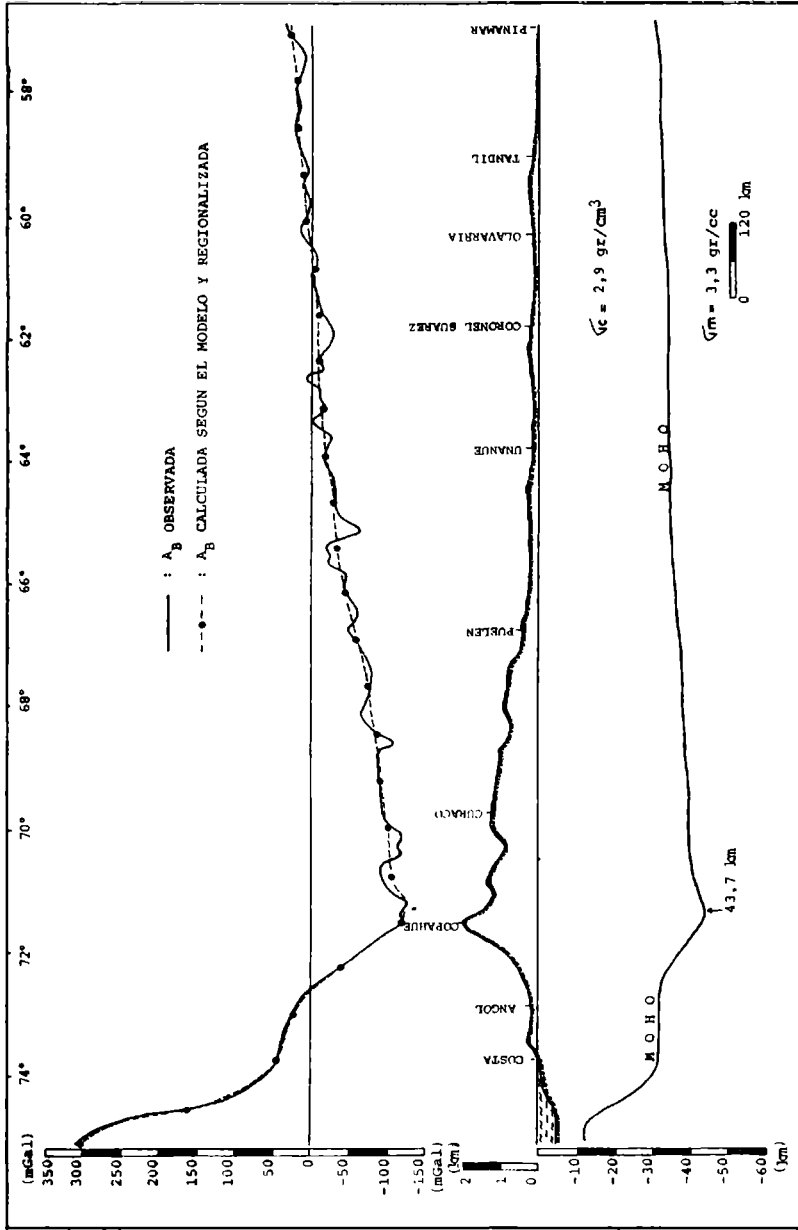


Fig N°5: Modelo gravimétrico de corteza propuesto para la sección del 37°S, suponiendo: densidad de corteza (ρ_c) de 2,9 gr/cm³; densidad de / manto (ρ_m) de 3,3 gr/cm³ y espesor cortical normal (T) de 33 km.

SECTOR DE CHILE		
LATITUD	MAXIMA ANOMALIA ISOSTATICA (mGal)	
	O.T.*	O.S.**
24°S	+90	+98
30°S	+115	+120
32°S	+95	+105
33°S	+65	+80

O.T.*: Observaciones de datos por tierra (Grupo de Geofísica Rosario)

O.S.**: Observaciones de datos por satélites (Becker et al, 1986).

Tabla N°2: Máximas anomalías isostáticas en el sector Chileno para distintas secciones sudamericanas.

Por debajo de los 35° de latitud sur termina el contorno de / 3000 m de altitud dado por Chinn-Isacks, (1983). El perfil transcontinental de 36°S (Introcaso, 1976), exhibe máximas altitudes de medición de 2200 m, mientras la máxima topografía de nuestro perfil (que también puede verse en fig N°3 de Lowrie-Hey, 1981) es de unos 2000 m.

Las máximas Anomalías de Bouguer negativas y los gradientes / horizontales de "g" en el sector Chileno y Argentino son respectivamente:

LATITUD	MAX. ANOMALIA DE BOUGUER (mGal)	GRADIENTES (mGal/km)	
		CHILE	ARGENTINA
33°S	-300	2,06	0,95
36°S	-175	1,33	0,59
37°S	-120	0,73	0,16
39°S	-110	0,69	0,17

Tabla N°3: Máximos valores de gradientes horizontales de "g" y de Anomalías de Bouguer en el sector de cordillera Andina para distintas latitudes.

Existe pues desde el 33°S al 39°S:

* Disminución de altitudes

** Caída del valor absoluto de las máximas Anomalías de Bouguer

*** Disminución de los gradientes horizontales de "g" a ambos lados de la cordillera.

7- CONCLUSIONES

La anomalía isostática positiva del sector Chileno indica, al igual que en otras secciones andinas, la complicada distribución / de masas en la zona de convergencia entre las placas de Nazca y Sudamericana.

Por debajo de la cordillera andina hemos encontrado un máximo espesor cortical de 45,7 km (profundidad del Moho: 43,7 km; altitud topográfica: 2 Km). Esta "raiz" está solo groseramente de acuerdo con el exceso de masas andinas. Por ello habría que analizar el residuo isostático encontrado.

En la provincia de Buenos Aires, la sección presenta una Anomalia de Bouguer positiva que crece con la corrección isostática e indica un exceso de densidad en niveles corticales como ya fuera señalado en estudios anteriores por Introcaso, (1982).

8- Agradecimientos: Los autores agradecen al Instituto Geográfico / Militar (I.G.M), por haber cedido la mayor parte de las líneas gravimétricas utilizadas en el armado del perfil en la parte Argentina.

Al Conicet por la financiación parcial a través del PID N°3-073 400/85.

9- BIBLIOGRAFIA

- Becker, M., Gao, M., Groten, E., 1986: First results of precise gravity measurements on the "A.B.C. Profile"; *Tectonophysics* 130, 33-47.
- Bowin., Warsi., Milligan., 1979: Free-air anomaly map and Atlas of / the world; Woods Hole Ocean Instit.
- Cerrato, A., Masciotra, J. L., Nuñez, O. A., Ignazzi, J. C., 1980: Densificación de líneas gravimétricas en la zona sud de la provincia de Buenos Aires; *Contribución a la Geodesia Aplicada.* / Facultad de Ingeniería. Universidad de Buenos Aires, 1-13.
- Chinn, D. S., Isacks, B., 1983: Accurate source depths and focal mechanisms of shallow earthquakes in western South America and / in the New Hebrides Island Arc; *Tectonics*, 2 (6), 529-563.
- Dragicevic, S., 1974: Carta gravimétrica de América del Sur; Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas. Universidad de Chile, 167, 1-11.
- Guspi, F., 1984: Problema inverso por aproximación poligonal. Ajuste mínimos cuadrados; *Archivo de Geofísica.* Rosario.
- Hayes, D., 1966: A geophysical investigation of the Peru-Chile trench; *Lamont Geological Observatory*, 968 (4), 309-351.

- Herron, E. M., 1981: Chile margin near lat. 38°S: Evidence for a genetic relationship between continental and marine geologic features or a case of curious coincidences?; Lamont Doberty Geological Observatory of Columbia University, 755-758.
- Introcaso, A., 1982: Característica de la corteza en el positivo Bonaerense: Tandilia-Cuenca Interserrana-Ventania, a través de / datos de gravedad; Publicación del Observatorio Astronómico Municipal de Rosario.
- Introcaso, A., 1976: Modelo gravimétrico provisorio de corteza Andina en el paralelo 36°S; Geoacta, 8 (1), 107-115.
- Lowrie, A., Hey, R., 1981: Geological and Geophysical variations / along the western margin of Chile near lat 33° to 36°S and / their relation to Nazca Plate subduction; Nazca Plate Memoir Geological Society of America, 154, 741-753.
- Pacino, C., Introcaso, A., 1985: Prolongación ascendente de campos potenciales en el dominio espacial; Geoacta, 13 (1), 253-265.
- Swick, C. H., 1942: Pendulum gravity measurements and isostatics / reductions; U. S. Coast and Geodetic Survey Special Publication, 232.
- Talwani, M., Worzel, J. L., Landisman, M., 1959: Rapid gravity computations for two dimensional bodies with application to the Mendocino submarine fracture zone; Journal of Geophys. Research, 64, 49-59.

CONSIDERACIONES SOBRE LA ESTRUCTURA VERTICAL DE LA
VELOCIDAD DEL VIENTO EN ZONAS CON COBERTURAS VEGETALES

Alicia B. de Garín y Nicolás A. Mazzeo (*)
Departamento de Meteorología
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Universidad de Buenos Aires
Argentina

RESUMEN

El desarrollo de expresiones representativas del intercambio turbulento de diferentes propiedades entre la vegetación y la atmósfera es importante para posteriores investigaciones relacionadas con el medio ambiente y la agricultura. Un parámetro incluido en estos intercambios es la velocidad del viento. En este trabajo, se amplía un modelo de perfil vertical de la velocidad del viento, desarrollado inicialmente para una capa de transición atmosférica neutral sobre coberturas vegetales, para ser aplicado en condiciones de estratificación inestable. Los resultados obtenidos en la posterior verificación, con datos observacionales, muestran un buen ajuste del modelo a diferentes condiciones atmosféricas reales.

ABSTRACT

The development of representative expressions about the turbulent exchange of different properties between vegetation and atmosphere is important for new investigations related to the environment and the agriculture. The wind speed is included among these exchanges. In this paper, a model of the vertical profile of the wind speed, first developed for a neutral atmospheric transition layer over vegetal canopy, is extended to unstable atmospheric conditions. The verification with observational data, show a good agreement for different conditions.

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

INTRODUCCION

El conocimiento del intercambio turbulento de la cantidad de movimiento, del calor sensible, del vapor de agua y de otras propiedades entre la vegetación y la atmósfera es de singular importancia práctica. Esto se debe a que una gran parte de la superficie terrestre está constituida por áreas "verdes".

El transporte turbulento desde y hacia superficies con distintas rugosidades ha sido estudiado teórica y experimentalmente (Denmead, 1964; Brown, 1964; Owen y Thompson, 1963; Cowan, 1968; Thom, 1972; Thompson, 1979). Sin embargo, excepto en coberturas vegetales con árboles y plantas de hojas que tienen un tamaño similar al de la planta y que no pueden ser fácilmente movidas por el viento, la mayoría de las plantas no son obstáculos frondosos típicos. Por otra parte, las superficies cultivadas constituyen elementos de rugosidad que no son de una naturaleza porosa y fibrosa. Esto significa que los argumentos de la semejanza euleriana utilizados para describir el flujo del aire que se desplaza sobre superficies con rugosidad homogénea, incluido coberturas vegetales frondosas, no son totalmente aplicables a áreas con plantas menos densas o distribuidas espacialmente.

En los últimos años, se originó un avance considerable en el estudio de los flujos turbulentos que se generan en la capa de aire dentro de la vegetación. Sin embargo, no se avanzó en el desarrollo de una formulación de los coeficientes de transporte turbulento inmediatamente por encima de la vegetación, (Chamberlain, 1966; Thom, 1972; Garrat y Hicks, 1973). La importancia del conocimiento de estos coeficientes es su vinculación con la hipótesis del flujo-gradiente, (Mazzeo, 1982) que es utilizada frecuentemente en modelos teóricos destinados a describir la estructura de la capa límite planetaria. Sin embargo, para su evaluación es necesario conocer la variación con la altura del valor medio de la propiedad considerada. De esta forma, el perfil del viento es necesario para la determinación de la componente vertical del flujo turbulento de la cantidad de movimiento. Las diferentes formas funcionales de la variación vertical de la velocidad del viento son distintas según se considere la capa atmosférica dentro de la zona cultivada, en la capa de transición o en la de flujos constantes (de Garín y Mazzeo, 1983).

En este trabajo se obtienen formas funcionales de la variación con la altura de la velocidad del viento en una capa de transición de una atmósfera estratificada inestablemente. Para ello, se utiliza una modificación de la hipótesis de la semejanza euleriana de Monin-Obukhov (Mazzeo, 1982).

EL MODELO

En un trabajo anterior (de Garín y Mazzeo, 1983) se presentó el desarrollo de un procedimiento destinado a conocer la estructura de la variación vertical de la velocidad del viento en la capa de transición, que está comprendida entre la altura (h) de la cobertura vegetal y el nivel (z_*) inferior de la capa de flujos constantes. En esta última, en condiciones de neutralidad atmosférica es válido el perfil logarítmico del viento.

En ese trabajo, se obtuvieron formas funcionales para describir la variación de la velocidad (\bar{u}) del viento con la altura (z) en condiciones neutrales, aplicando una alternativa de la hipótesis de la semejanza euleriana de Monin-Obukhov (Mazzeo, 1982). Una de las condiciones de aplicabilidad de esta hipótesis es que las superficies sobre las que fluye el aire sean aerodinámicamente suaves y homogéneas, no siendo este el caso de superficies con coberturas vegetales. Mediante ese procedimiento (de Garín y Mazzeo, 1983), se obtuvieron las siguientes expresiones:

$$\bar{u}(z) = \bar{u}(h) \frac{u_{*0}}{k} \frac{\phi'(1)}{2.41} \left[\left(\frac{z}{h} \right)^{-2.41} - 1 \right] \quad \text{si } 1 \leq \frac{z}{h} \leq 1.5 \quad (1)$$

$$\bar{u}(z) = \bar{u}(1.5h) \frac{u_{*0}}{k} \phi'(1) (0.376 \ln \frac{z}{h} + 0.153) \quad \text{si } \frac{z}{h} \geq 1.5 \quad (2)$$

donde k es la constante de von Karmán,

u_{*0} es la velocidad de fricción en la capa de flujos constantes,

$$\phi'(1) = 1.11 + 0.496 (\bar{u}(h)/u_{*0}).$$

Asimismo, en ese trabajo (de Garín y Mazzeo, 1983 se efectuó una evaluación preliminar de las ecuaciones (1) y (2) con resultados satisfactorios. Sin embargo, la cantidad de los datos experimentales utilizados fue considerada insuficiente para dar una conclusión definitiva. En este trabajo, complementario del anterior, se utilizan los datos observacionales provenientes de la Expedición Koorin (Clarke y Brook, 1979) llevada a cabo en una zona forestal compuesta principalmente por acacias, ($h=10\text{m}$) en Australia.

En esta experiencia se efectuaron mediciones de la velocidad del viento a 9.96, 12.31, 15.76, 20.84 y 28.43m de altura y de las correlaciones entre velocidades turbulentas ($\overline{u'w'}$) y entre velocidad vertical y temperatura ($\overline{T'w'}$) obtenidas a 17.35m.

LA VELOCIDAD DE FRICCIÓN

La vegetación actúa como una importante superficie de arrastre, originando tensiones ($\tau = \rho u_{*0}^2$) producidas por cortante cuyo valor será máximo en $z=h$ y disminuirán gradualmente con la altura hasta adaptarse a las nuevas condiciones de la atmósfera y permanecerán constantes en la capa de superficie. En la capa de transición, se puede suponer que la velocidad de fricción es función de $\bar{u}(h)$, u_{*0} , z , h y L (La longitud de Monin-Obukhov) y se expresa, aplicando análisis dimensional clásico (Bridgman, 1937), como:

$$u_{*0} = u_{*0}(z) \cdot P(z/h, z/L, \bar{u}(h)/u_{*0}(z)) \quad (3)$$

donde P es una función adimensional, $L = -u_{*0}^3(z)/6(g/T_0)\overline{T'w'}$ (z),

(g/T_0) es el parámetro de empuje térmico.

En los datos provenientes de la Expedición Koorin, $z=17.35\text{m}$ y $h=10\text{m}$.

En la expresión (3) están incluidos los efectos de la variación con la altura y con la estabilidad atmosférica sobre la velo-

cidad de fricción en la capa de transición, como así también del coeficiente de arrastre,

$$C_D^{-1/2} = \bar{u}(h) / u_*(z)$$

La relación (3) es hallada, teniendo en cuenta la necesidad de obtener una fórmula que vincule la velocidad de fricción en la capa de transición con la correspondiente a la capa de flujos constantes, ya que los datos observacionales ofrecían u_* en un nivel dentro de la capa de transición (Clarke y Brook, 1979).

Cabe mencionar que, el argumento de semejanza (z/h) no es considerado en el presente trabajo, por ser el mismo único en la experiencia utilizada, $z/h=1.735$.

La forma funcional de P fue encontrada efectuando la reconstrucción de los perfiles del viento de una serie de 20 experiencias observacionales, haciendo variar u_{*0} en las expresiones (1) y (2) de acuerdo con diferentes porcentajes de $u_*(z)$ medido. Se seleccionó, para cada experiencia el porcentaje de $u_*(z)$ que correspondía a la reconstrucción de menor error medio en \bar{u} . Los porcentajes así seleccionados se encuentran graficados en la Figura 1, en función de la estabilidad atmosférica, para diferentes rangos de $\bar{u}(h)/u_*(z)$. En esta Figura se comprueba que la variación de P puede ser expresada para cada rango, como:

$$P = A \frac{z}{L} + B \quad \text{si } \left| \frac{z}{L} \right| \leq 0.325 \quad (4)$$

$$P = P(0.325) \quad \text{si } \left| \frac{z}{L} \right| \geq 0.325$$

donde $A = f(\bar{u}(h)/u_*(z))$ y $B = f(\bar{u}(h)/u_*(z))$.

En las Figuras 2 y 3, se muestra la relación de A y B con $(\bar{u}(h)/u_*(z))$ respectivamente, las que se pueden escribir de la siguiente forma:

$$A = -0.11 \frac{\bar{u}(h)}{u_*(z)} + 0.954 \quad (5)$$

$$B = 0.33 + 0.059 \frac{\bar{u}(h)}{u_*(z)} \quad (6)$$

Por lo tanto se puede expresar la relación (3) de acuerdo con:

$$u_{*0} = u_*(z) \cdot \left[\frac{z}{L} (-0.11 \frac{\bar{u}(h)}{u_*(z)} + 0.954) + 0.33 + 0.059 \frac{\bar{u}(h)}{u_*(z)} \right] \quad \text{si } \left| \frac{z}{L} \right| \leq 0.325 \quad (7)$$

$$u_{*0} = u_*(z) \cdot (0.020 + 0.095 \frac{\bar{u}(h)}{u_*(z)}) \quad \text{si } \left| \frac{z}{L} \right| \geq 0.325$$

COMPARACION CON DATOS OBSERVACIONALES

Para efectuar la comparación de las expresiones halladas con

datos experimentales, se reconstruyen 56 perfiles de viento diferentes a los utilizados en la determinación de las relaciones (7). Los valores observados y los calculados mediante las expresiones (1) y (2) con la (7) se encuentran graficados en la Figura 4. En ella se observa un buen ajuste que permite inferir la bondad del modelo desarrollado. En la Figura 4 se encuentra que en los niveles más alto y más bajo, el método sobreestima levemente, mientras que en los intermedios los valores medidos son subestimados ligeramente. El error relativo medio es de 2.5%.

En la Tabla 1 se observa la distribución de frecuencia de errores, donde se nota que las frecuencias disminuyen con el aumento del error, habiendo sólo un 6% de los errores mayores del 6%. En la Tabla 2 se encuentra la distribución de errores para distintos rangos de $(\bar{u}(h)/u_*(z))$, y es posible observar un ligero aumento del error con el aumento del parámetro. Por su parte la Tabla 3 incluye la distribución de errores correspondientes a diferentes rangos de estabilidad atmosférica, observándose que los mayores errores ocurren para las mayores inestabilidades y presentándose un mínimo para $-0.4 \leq \frac{z}{L} \leq -0.2$.

CONCLUSIONES

De lo desarrollado en este trabajo se desprende que:

- el procedimiento expuesto permite obtener expresiones para la estimación cuantitativa de la velocidad del viento a diferentes alturas dentro de la capa de transición comprendida entre la copa de los árboles y el límite inferior de la capa de flujos constantes, en condiciones de inestabilidad atmosférica,
- el procedimiento desarrollado permite estimar la velocidad de fricción en función de la altura, conociendo la altura de la vegetación, la estabilidad de la atmósfera y la velocidad de fricción en la capa de flujos constantes,
- los resultados de las expresiones semiempíricas se ajustan satisfactoriamente a los datos experimentales,
- el método produce algunas pequeñas sobreestimaciones y subestimaciones en los niveles superior e inferior, y medios respectivamente,
- es necesario, para una generalización del método, ampliar el estudio a otros datos experimentales.

REFERENCIAS

- Bridgman, P.W.; 1937: "Dimensional Analysis", Univ. Yale.
- Brown, K.W.; 1964: "Vertical fluxes within the vegetative canopy of a corn field", Interin Report 64-1-Meteorology Dept. Arizona.
- Chamberlain, A.C.; 1966: "Transport of gases to from grass and grass-like surface", Proc. Roy. Soc. A 290, 236-260.
- Clarke, R. y Brook, R.; 1979: "The Koorin expedition, atmospheric boundary layer data over tropical savannah", Dept. of Science and Environment Bureau of Meteorology, Australian Government Publishing Service.

- Cowan, I; 1968; "Mass, heat and momentum exchange between stands of plant and their atmospheric environment", Quart. J. Roy. Met. Soc. Vol. 94, 523-544.
- de Garín, A. y Mazzeo, N.; 1983; "Estudio preliminar del perfil del viento sobre coberturas vegetales", a publicar en los Anales de la Sociedad Científica Argentina.
- Denmead, O.T.; 1964; "Evaporation sources and apparent diffusivities in a forest canopy", J. App. Met. Vol. 3, 383-389.
- Garrat, J.R. y Hicks, B.B.; 1973; "Momentum, heat and water vapour transfer to and from natural and artificial surface", Quart. J. Roy. Met. Soc. Vol. 99, 680-687.
- Mazzeo, N.A.; 1982; "Características de la turbulencia en la capa de superficie de la atmósfera", Publicación N°2 del Dept. de Meteorología, F.C.E. y N., UBA.
- Owen, P.R., Thompson, N.R.; 1963; "Heat transfer across rough surface" J. Fluid Mech. Vol. 15, 312-334.
- Thom, A.S.; 1972; "Momentum, mass and heat exchange of vegetation", Quart. J. Roy. Met. Soc. Vol. 98, 124-134.
- Thompson, N.R.; 1979; "Turbulence measurements above a pine forest" Bound. Layer Met. Vol. 16, 293-310.

TABLA 1

Distribución de Frecuencia de errores relativos ($\epsilon = (\bar{u}_{obs} - \bar{u}_{calc}) / \bar{u}_{obs}$)

Rango de $ \epsilon \cdot 100$	Frecuencia
0.00-1.00	65
1.01-2.00	40
2.01-3.00	40
3.01-4.00	33
4.01-5.00	22
5.01-6.00	10
> 6.00	14
Total	224

TABLA 2

Distribución de errores relativos por rangos de $\bar{u}_{(h)}/u_{*(z)}$.

Rango de $\bar{u}_{(h)}/u_{*(z)}$	3.00-4.00	4.01-5.00	5.01-6.00	> 6.00
Rango de $ \epsilon .100$				
0.00-1.00	16	33	12	5
1.01-2.00	7	22	4	6
2.01-3.00	5	23	9	3
3.01-4.00	5	19	6	3
4.01-5.00	5	12	2	3
5.01-6.00	1	8	-	1
> 6.00	1	3	7	3
Total	40	120	40	24
$ \bar{\epsilon} .100$	2.1	2.4	2.8	2.9

TABLA 3

Distribución de errores por rangos de estabilidad atmosférica. ($\frac{z}{L}$)

Intervalo de estabilidad	(0.0-0.2)	(0.2-0.4)	(0.4-0.6)	(0.6-0.8)	(0.8-1.0)	>1.0
Intervalos de error						
0.00-1.00	21	17	10	2	7	8
1.01-2.00	7	11	7	5	2	8
2.01-3.00	11	8	4	5	3	9
3.01-4.00	13	6	3	2	5	6
4.01-5.00	8	5	3	1	1	4
5.01-6.00	4	1	3	1	-	1
> 6.00	2	-	2	-	2	8
Total	66	48	32	16	20	44
$ \bar{\epsilon} .100$	2.7	2.0	2.5	2.4	2.5	3.2

FIGURA 1

Valores del porcentaje, de mejor ajuste de las expresiones (1) y (2), de $u_*(z)$ en función de la estabilidad atmosférica, para diferentes rangos de $\bar{u}(h)/u_*(z)$.

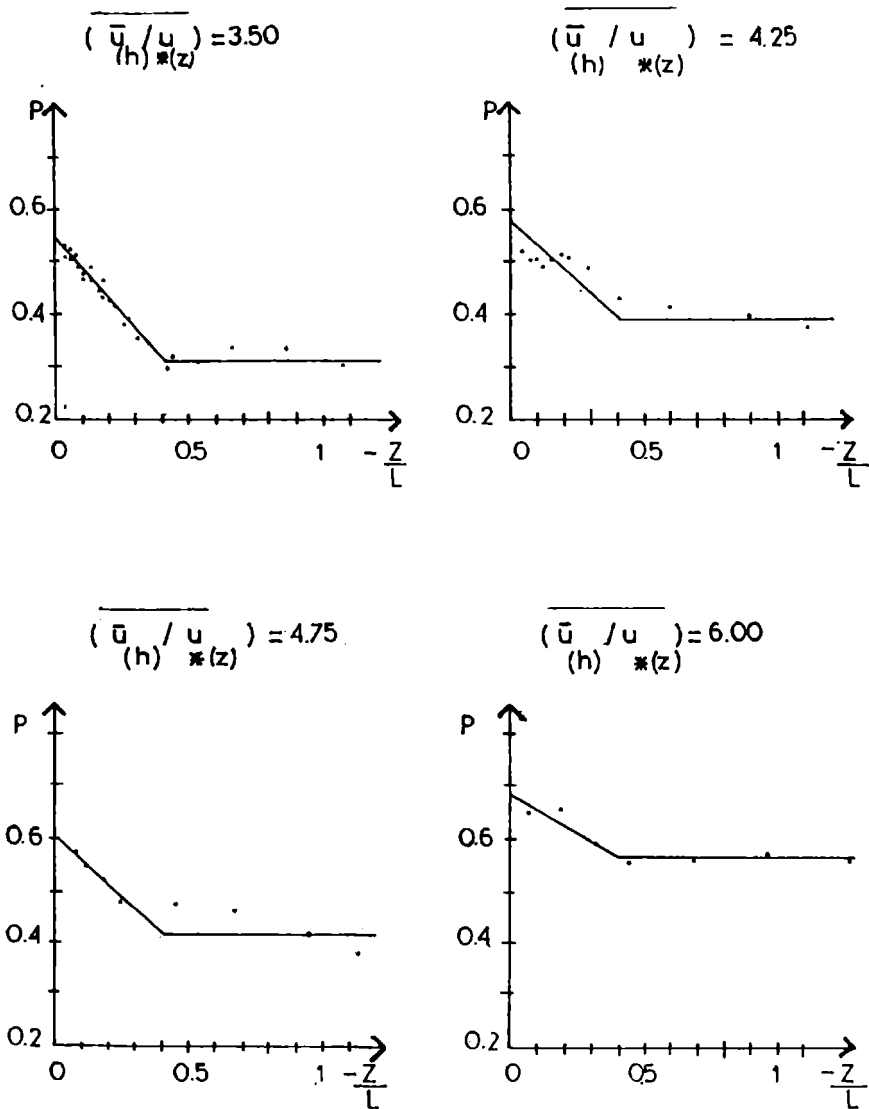


FIGURA 2

Valores del parámetro A en función de $\bar{u}_{(h)}/u_{*(z)}$.

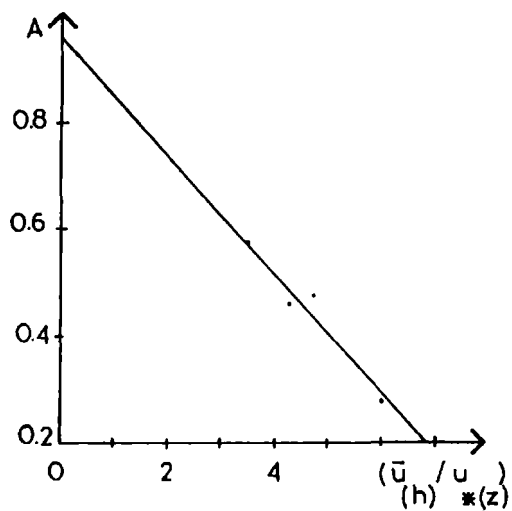


FIGURA 3

Valores del parámetro B en función de $\bar{u}_{(h)}/u_{*(z)}$.

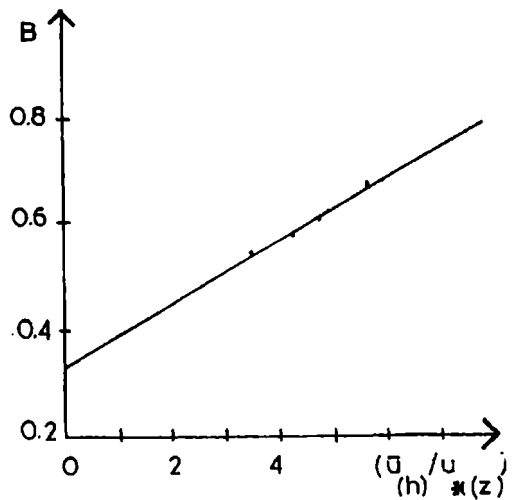
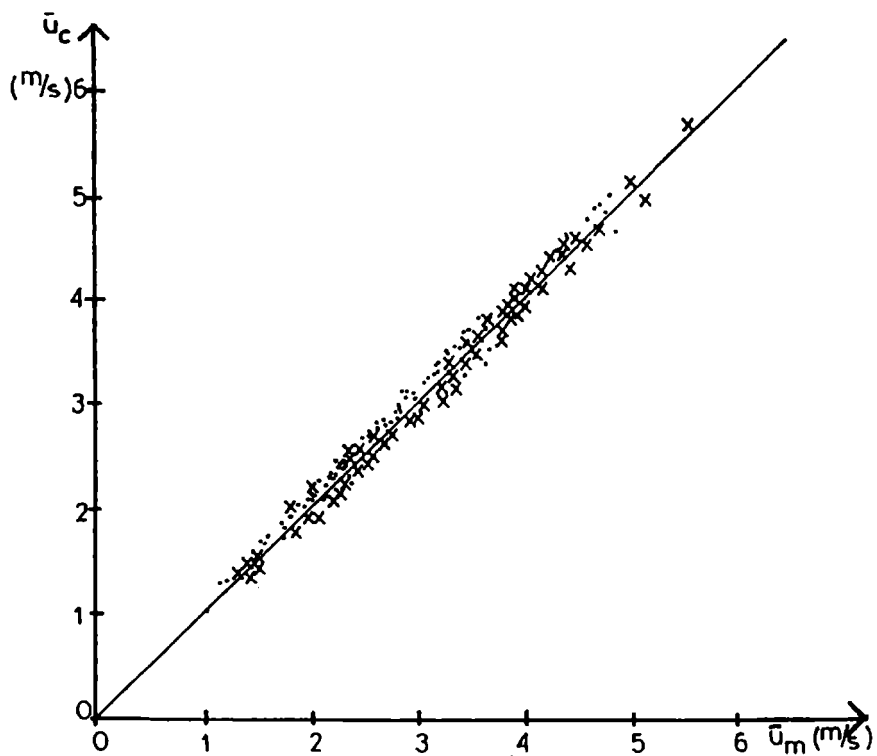


FIGURA 4

Comparación entre los valores de velocidad observados (\bar{u}) y los calculados por el modelo (\bar{u}_c). Los puntos representan las ^m velocidades de los niveles de 28.34 y 12.31 m, y las cruces las de 15.67 y 20.84 m.



**MODELOS GRAVIMETRICOS ALTERNATIVOS QUE JUSTIFICAN LA ALTA GRAVEDAD
EN LA CUENCA DEL GOLFO DE SAN JORGE**

**Antonio Nocioni
Instituto de Física Rosario - CONICET
Rosario - Argentina**

RESUMEN

Se interpreta sobre la base de datos gravimétricos y sísmicos, un perfil continental norte-sur en la cuenca intracratónica e infracratónica del Golfo de San Jorge.

Existen valores gravimétricos positivos en la parte central del perfil que concuerdan con la zona de mayor espesor sedimentario de la cuenca. Las anomalías gravimétricas aumentaron considerablemente al ser corregidas por el efecto gravimétrico de los sedimentos hasta el basamento técnico y/o hasta el probable basamento cristalino.

Para justificar estas anomalías se proponen tres modelos gravimétricos que involucran ascenso de materiales calientes desde la discontinuidad núcleo-manto, atenuación cortical y subsidencia.

ABSTRACT

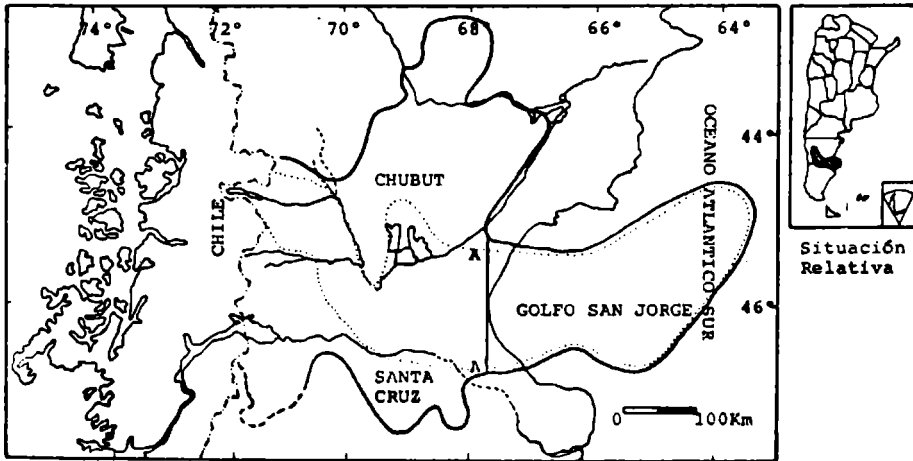
A continental North-South profile on the intracratonic-infracratonic San Jorge basin was interpreted from gravimetric and seismic data.

In the central part of the profile positive gravimetric values were found over the region of maximum thickness of the sedimentary cover. The gravimetric anomalies increased considerably when corrected for the gravimetric effect of the sedimentary filling down to the technical and/or probable crystalline basement.

Three gravimetrics models proposed involves: uplifting of hot anomalous material from the core-mantle discontinuity followed by crustal attenuation and subsidence.

1. INTRODUCCION

El objetivo de este trabajo es reinterpretar con mayores datos y a la luz de modernos enfoques sobre tectónica, los resultados gravimétricos sobre la cuenca del Golfo de San Jorge. Dicha cuenca se encuentra ubicada en el golfo homónimo de la Patagonia Argentina, entre los paralelos 43° y 47° de latitud sur, abarcando gran parte de la meseta que comprende a las provincias del Chubut y Santa Cruz. (Ver fig.1)

Referencias

— : Límite de cuenca
 : Área útil petrolera
 A—A' : Traza del perfil

Fig. Nº 1: Ubicación de la cuenca del Golfo de San Jorge (tomado de Turic y otros, 1981).

Diversos mecanismos han sido propuestos para explicar la formación de cuencas sedimentarias sobre cortezas atenuadas. McKenzie (1978), propuso un mecanismo de extensión cortical. Bally y otros (1981), señalaron que un fallamiento lístrico normal, a menudo, durante la formación de "rifts", involucra un fenómeno de extensión con cierta atenuación cortical. Se ha propuesto también que el "doming" provocado por ejemplo por expansión térmica, eleva la parte superior de la corteza que luego de ser erosionada (atenuada), desciende formando "rifts" ante el ulterior enfriamiento. Artyushkov (1973), discutió la cantidad de descenso.

Bott (1976) e Introcaso y Ramos (1984), consideraron que el ascenso

de materiales astenosféricos hasta niveles corticales inferiores, provocaría estados de tensiones en el fondo de la corteza, que son disipados en forma plástica por la corteza inferior dúctil y por fallamiento directo en la corteza superior frágil, produciéndose así la atenuación cortical tanto en la discontinuidad de Mohorovicic (en adelante "Moho") como en la de Conrad.

2. CARACTERISTICAS GEOLOGICAS

Lesta (1974), señaló que por sus características de cuenca totalmente continental sin episodios marinos hasta el cretácico superior o el terciario más bajo, sería una cuenca típicamente intracratónica. Su génesis responde a un estilo netamente extensional.

La columna estratigráfica en términos generales, está representada por un basamento metamórfico-granítico de edad precámbrica-eopaleozoica, el cual se encuentra fracturado escalonadamente. Sobre este se asienta un complejo efusivo porfirítico del jurásico medio superior, a continuación suprayacen sedimentitas continentales del jurásico superior - cretácico y sedimentitas continentales y marinas cenozoicas.

El espesor del paquete sedimentario se estima en más de 8.000 m.

3. METODOLOGIA DE TRABAJO

3.1. Confección del mapa isoanómalo de Bouguer (Mapa isogálico)

En primer lugar se elaboró el mapa de isoanómalas de Bouguer (calculado con el sistema de referencia del año 1930, y densidad 2.0 gr/cm^3 para la corrección por masa) a partir del plano de gravedad relativa de Yacimientos Petrolíferos Fiscales que fueron vinculadas a la antigua red Nacional (G. obs. = 979.705,0 mGal), con datos de estaciones de un perfil gravimétrico norte-sur de la Universidad de Buenos Aires en las cercanías del meridiano 67° longitud oeste.

Sobre dicho mapa se trazó un perfil en las proximidades del meridiano $67^\circ 36'$ longitud oeste, con una extensión aproximada de 200 Km integrado por diez estaciones, separadas con una equidistancia de 20 km.

3.2. Determinación de la densidad del paquete de sedimentos y del basamento

Para cuantificar el efecto gravimétrico producido por los sedimentos es necesario calcular la densidad tanto del paquete de sedimentos co-

mo del basamento.

Se analizaron alrededor de diez perfiles de la zona, en las cuales se asimilaron los distintos estratos sedimentarios de cada perfil a losas horizontales, obteniéndose un valor promedio de velocidad de onda sísmica de cada losa y su espesor correspondiente.

Con los valores de propagación de ondas de compresión (ondas P), de cada estrato y empleándose gráficos de velocidades de propagación de ondas longitudinales en función de la densidad según (Nafe-Drake, 1958; Woollard 1959; Gardner y otros, 1974), se obtuvieron tres valores distintos de densidades para cada valor de propagación de ondas "P". Con los valores de densidades obtenidos del gráfico y los valores de espesores de los perfiles, se realizó un promedio ponderado con los estratos de cada perfil.

Se calculó la densidad del paquete de sedimentos hasta el basamento técnico y hasta el probable basamento cristalino, obteniéndose valores de 2.25 gr/cm^3 y 2.32 gr/cm^3 respectivamente, utilizando la relación de $(V_p - \sigma)$ de Nafe-Drake (1958). Se adoptó para el basamento técnico una densidad de 2.63 gr/cm^3 y para el probable basamento cristalino una densidad de 2.70 gr/cm^3 , sobre la base de las siguientes velocidades de ondas sísmicas $V_p=5.5 \text{ Km/seg}$ y $V_p=5.9 \text{ Km/seg}$ respectivamente; por consiguiente el contraste de densidad en ambos casos fue de -0.38 gr/cm^3 .

3.3. Cálculo del efecto gravimétrico producido por los sedimentos.

Para cuantificar dicho efecto se utilizó el programa de computación "Método gravimétrico directo" Talwani-Ewing (1960), Jimenez de la Peña (1972), modificado por Guspi, (información no publicada, 1984). Este programa permite calcular la anomalía gravimétrica originada por un cuerpo de forma cualquiera.

Fue calculado el efecto gravimétrico producido por los sedimentos hasta el basamento técnico y hasta el probable basamento cristalino, utilizando como base, las isóbatas de basamento de Yacimientos Petrolíferos Fiscales, para definir la geometría del depósito sedimentario (ver fig. 2)

Referencias

- : Ag observada
- Ag observada y corregida por el efecto gravimétrico de los sedimentos hasta el probable basamento cristalino, utilizando como densidad diferencial:
- : -0.18 gr/cm^3 en base a Woollard, 1959
- .-.-.- : -0.27 gr/cm^3 en base a Gardner y otros, 1974
- : -0.32 gr/cm^3 en base a Nafe-Drake, 1958
- (a) : Probable basamento cristalino
- (b) : Basamento Técnico
- ..(1).. : Efecto gravimétrico de los sedimentos hasta el probable basamento cristalino
- ..(2).. : Efecto gravimétrico de los sedimentos hasta el basamento técnico

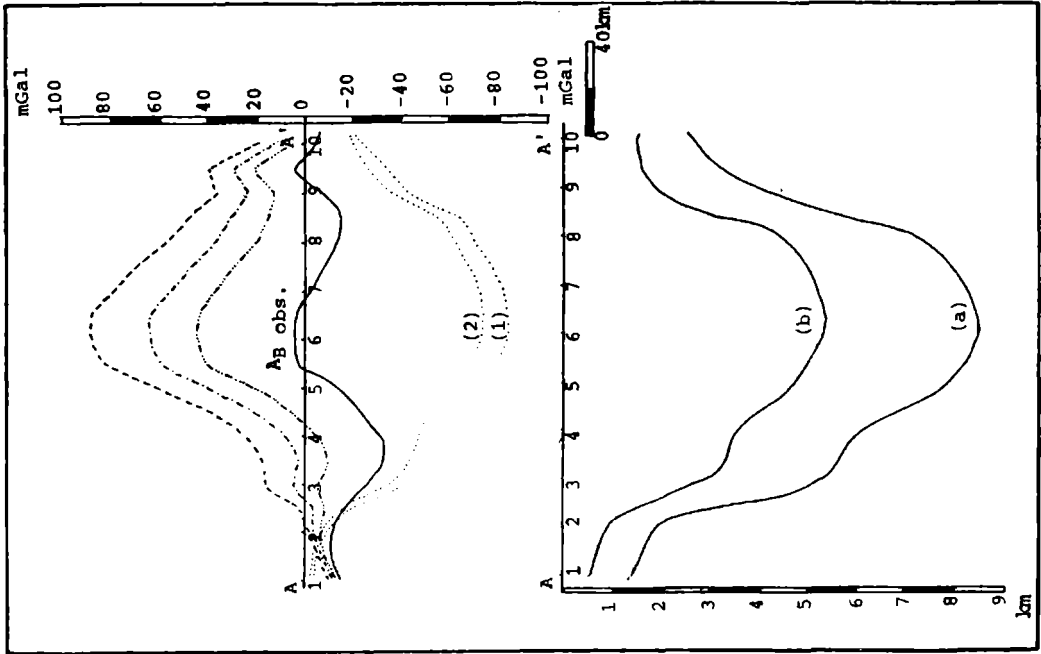
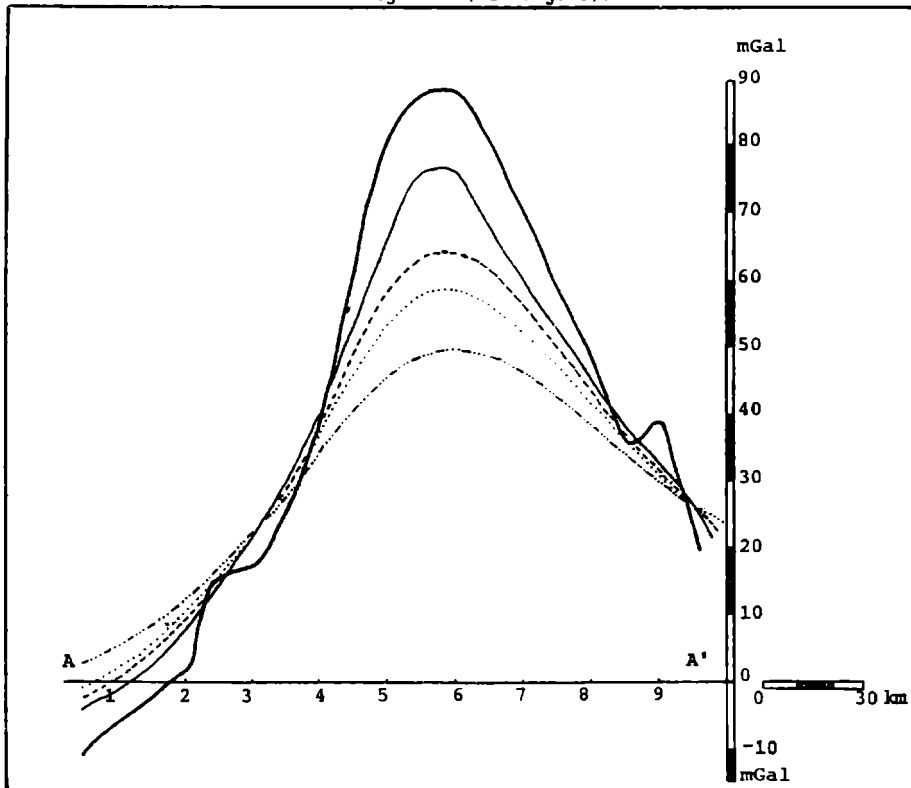


Fig. N° 2: Resultados gravimétricos sobre el perfil NS de la cuenca del Golfo de San Jorge, considerando el paquete de sedimentos hasta el probable basamento cristalino (ver en fig. 1 la ubicación del perfil)

3.4. Separación de Anomalías Regionales y Locales

Para efectuar dicha separación se utilizó un programa de computación (Pacino-Introcaso, 1984) de prolongación ascendente, que minimiza las anomalías de corta longitud de onda y permite obtener una razonable anomalía regional, la que posteriormente se utilizará para modelar el perfil.

Se prolongaron los valores de Anomalías de Bouguer observadas y corregidas por el efecto gravimétrico de los sedimentos a 10, 15, 20 y 30 Km de altura. La anomalía prolongada a 20 km sirvió como orientación para la elección de la anomalía regional (ver fig. 3).



—: A_B Observada y corregida por el efecto gravimétrico de los sedimentos

—: Prolongada a 10 Km Referencias : Prolongada a 20 Km
 - - - - -: Prolongada a 15 Km - - - - -: Prolongada a 30 Km

Fig. N° 3: Prolongación ascendente de la A_B observada y corregida por el efecto gravimétrico de los sedimentos hasta el probable basamento cristalino

4. MODELOS GRAVIMÉTRICOS

Los altos valores gravimétricos encontrados en la parte central de la cuenca no concuerdan con lo que sería dable esperar en una cuenca llena de sedimentos livianos, por tal motivo se investigó la presencia de posibles masas anómalas emplazadas tal vez en altos niveles corticales, los que causarían el exceso gravimétrico observado (Introcaso, 1980).

Al basarnos en los estudios sísmicos a nivel de Moho en la cuenca del Colorado, realizado por Ewing y otros (1963) y en los trabajos de Bott (1964); Introcaso (1980); Artyushkov (1983); Introcaso y Ramos (1984); Introcaso y otros (1986) entre otros, nos parece razonable admitir al menos como alternativa una atenuación cortical para la cuenca.

Los modelos gravimétricos justifican satisfactoriamente a las Anomalías de Bouguer observadas, mediante atenuaciones en Moho y Conrad.

Las características de los modelos se fijaron a partir de datos mundiales generales y en particular, en la elección realizada por Introcaso y Ramos (información no publicada, 1986) para la cuenca del Colorado:

* Espesor cortical: 33 Km; *Espesor litosférico: 100 Km; *Corteza superior frágil: espesor:16.5 Km-densidad: 2.70 gr/cm³; *Corteza inferior dúctil: espesor:16.5 Km-densidad: 2.90 gr/cm³; *Densidad del manto litosférico: 3.34 gr/cm³; *Densidad del manto sublitosférico: 3.40 gr/cm³; *Densidad del material anómalo del manto: 3.30 gr/cm³

4.1. MODELO N° 1

Artyushkov (1983), consideró que en la discontinuidad manto-núcleo se produce fusión parcial y diferenciación de los materiales. Como producto de esta diferenciación, los materiales más densos se hunden y se acumulan en el núcleo, mientras que los materiales livianos (manto anómalo), se desplazan rápidamente hacia arriba, disminuyendo su velocidad de emergencia al alcanzar la base de la litosfera.

Durante este movimiento, el manto anómalo liviano se acumula en las zonas donde la base de la litosfera ha sufrido una elevación conformando una trampa de material liviano sobrecalentado.

Este proceso tendría lugar en regiones donde ha habido un incremento en la temperatura del manto y como consecuencia un decrecimiento en el espesor litosférico (Lyubimova, 1960). Como resultado de este mecanismo, la corteza encima de la trampa sufriría un levantamiento isostático ("doming"). La amplitud de este ascenso estaría determinada por la cantidad y temperatura del material liviano atrapado.

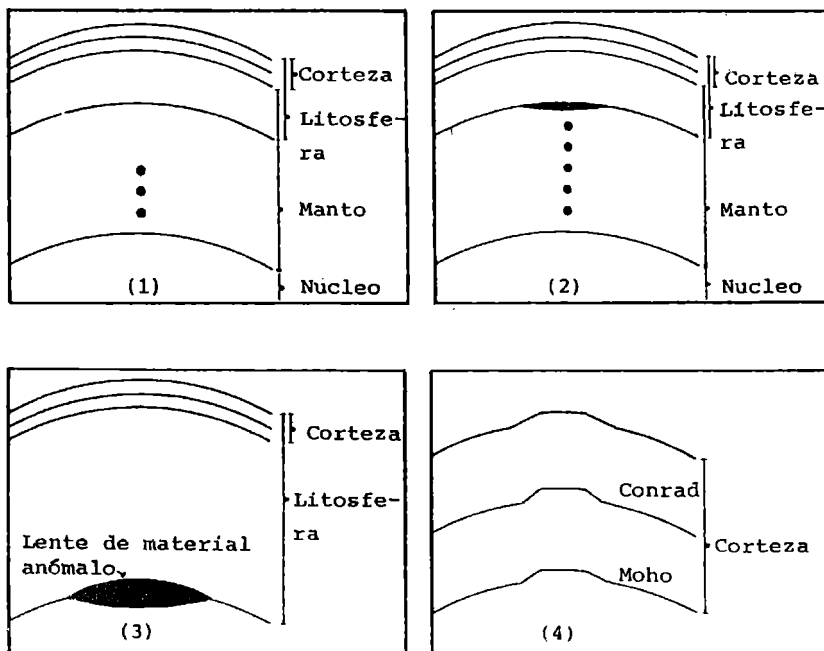
Si la trampa está localizada por algunos cientos de millones de años en un área remota desde el ascenso de materiales livianos dentro del

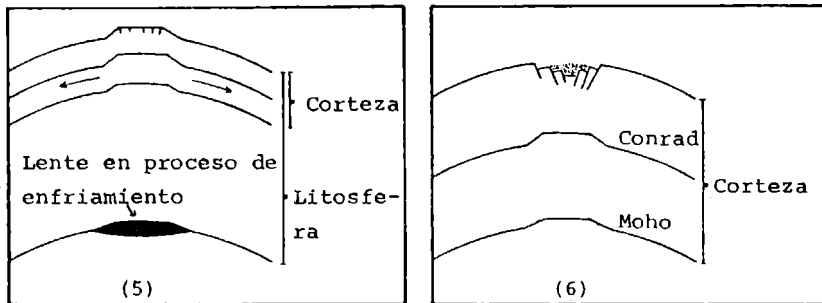
manto superior, no se produciría la realimentación de la lente, por tal motivo, ésta, durante el proceso de enfriamiento, se comprimiría y tendería a desaparecer. Este proceso abarcaría lapsos de tiempo no inferiores a los 100 Ma.

En este caso la corteza localizada encima de la lente subside y los sedimentos se acumulan formando una cubeta sedimentaria, la que posteriormente se agrandaría por ejemplo por flexión ante la carga litostática. La intensidad de compactación del manto anómalo en la trampa, es un factor que contribuye a la subsidencia de la cuenca.

Los indicadores de manto anómalo, de los que lamentablemente carecemos deberían ser los siguientes: a) Incremento en la conductividad eléctrica (Shatz y Simmons, 1972); b) Baja velocidad de ondas elásticas (Artyushkov, 1983); c) Baja viscosidad; d) Otro indicador significativo sería la alta temperatura (aproximadamente 1000 a 1200°C), que parecería haber estado presente en el momento de apertura de la cuenca, tal como lo muestran los diagramas geohistóricos.

Ante la falta de datos geofísicos compatibles con los puntos anteriormente enunciados, se propone para la cuenca el siguiente esquema genético - evolutivo. (Ver fig. N° 4)





- (1) : Se inicia la diferenciación en la discontinuidad núcleo-manto. Este proceso se repetiría aproximadamente cada 200 Ma. Artyushkov (1983)
- (2) : Ascenso de materiales livianos hasta la base de la litosfera.
- (3) : El material liviano fuertemente calentado se propaga por su escasa viscosidad, por la base de la litosfera. Al encontrar una cavidad se formaría una lente de material anómalo.
- (4) : La corteza ubicada sobre la lente tendería a realizar un levantamiento isostático (doming).
- (5) : Erosión subaérea y enfriamiento de la lente, la cual tendería a desaparecer, produciéndose una liberación de tensiones en forma dúctil en la corteza inferior y por fallecimiento directo en la corteza superior. Bott (1976); Introcaso y Ramos (1984).
- (6) : Reacomodación de los bloques en subsidencia conformando la etapa primitiva de la cuenca. Posteriormente una vez desactivada la anomalía calórica sublitosférica, el llenado de sedimentos en la cuenca produciría flexión y ésta se agrandaría (Beaumont, 1978).

Fig. N° 4: Esquema genético - evolutivo propuesto para la cuenca del Golfo de San Jorge.

La anomalía de Bouguer fue corregida, al igual que para los próximos modelos que veremos, eliminando el efecto gravimétrico de los sedimentos que descansan por sobre el probable basamento cristalino. La densidad diferencial asumida fue calculada con la relación de Nafe-Drake, (1958) (Ver fig. N° 5)

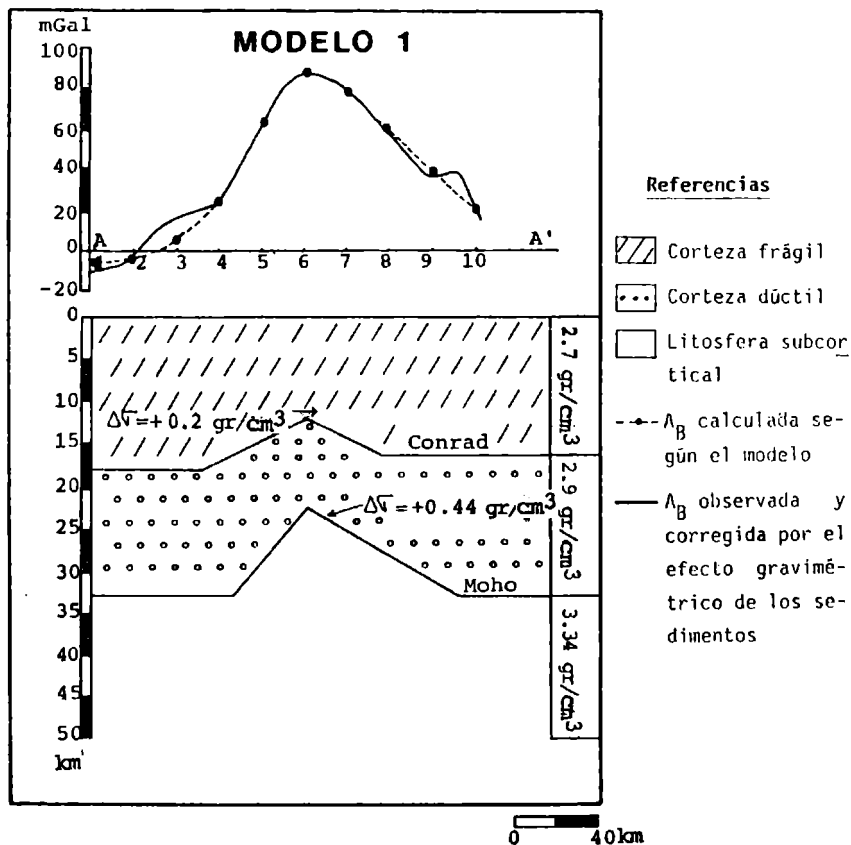


Fig. N° 5: La anomalía de gravedad se justifica en este modelo mediante "antirraíces" en Moho y Conrad.

El modelo exhibe:

* Una cuña de material anómalo en el nivel de Moho con una densidad diferencial en exceso de $+0.44 \text{ gr/cm}^3$.

* Una cuña de material de corteza inferior ubicada en la discontinuidad de Conrad, con una densidad diferencial en exceso de $+0.20 \text{ gr/cm}^3$

* Una pequeña raíz en el nivel de Conrad, ubicada en el norte del perfil, con una densidad diferencial en defecto de -0.20 gr/cm^3

4.2. MODELO N° 2

Con el objeto de destacar que la influencia gravimétrica de los materiales anómalos subcorticales no cambia substancialmente las principales conclusiones, se preparó el "Modelo N° 2", que justifica a la anomalía de Bouguer normalizada, atenuando a la corteza en Moho y Conrad tal como ocurre con el modelo N° 1.

El modelo supone además la presencia de una lente de material anómalo en la base de la litosfera (con una densidad diferencial en defecto de -0.04 gr/cm^3 para la parte superior de la lente y una densidad de -0.10 gr/cm^3 para la parte inferior), y de un delgado conducto vertical que conecta a la lente con niveles de fondo de la corteza con una densidad diferencial de -0.04 gr/cm^3 (ver fig. N° 6)

Mayores detalles de este modelo que involucra diferenciación de materiales riolíticos en la corteza alta serán publicados próximamente.

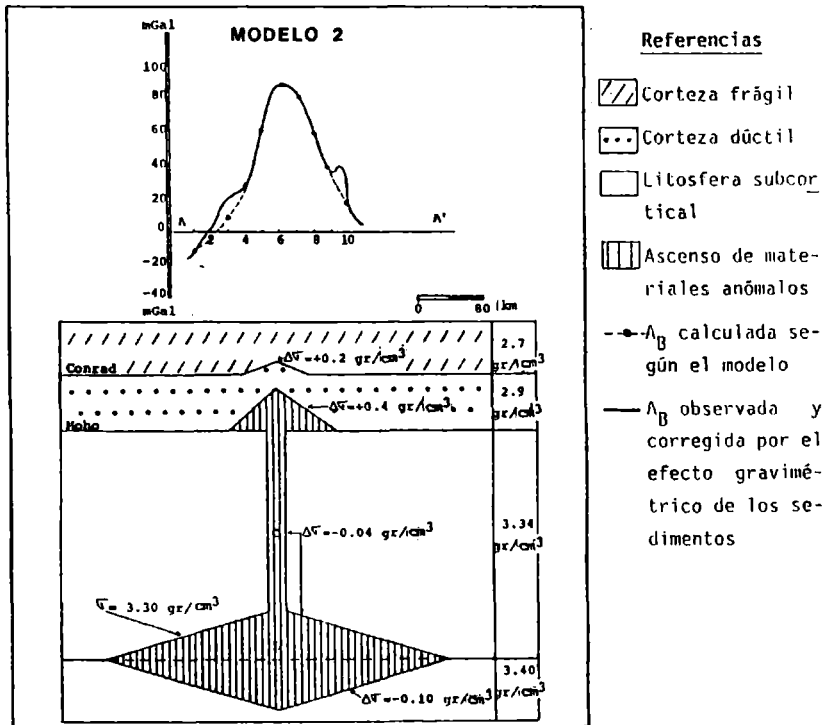


Fig. N° 6: La anomalía de gravedad se justifica en este modelo, mediante una mayor atenuación en Moho y Conrad que absorbe además los efectos negativos de la lente "L" y del conducto "C".

4.3. MODELO N° 3

Este modelo se basa en el ascenso de materiales calientes hasta niveles corticales inferiores atravesando la litosfera. Ellos serían responsables del atenuamiento cortical (ver fig. N° 7)

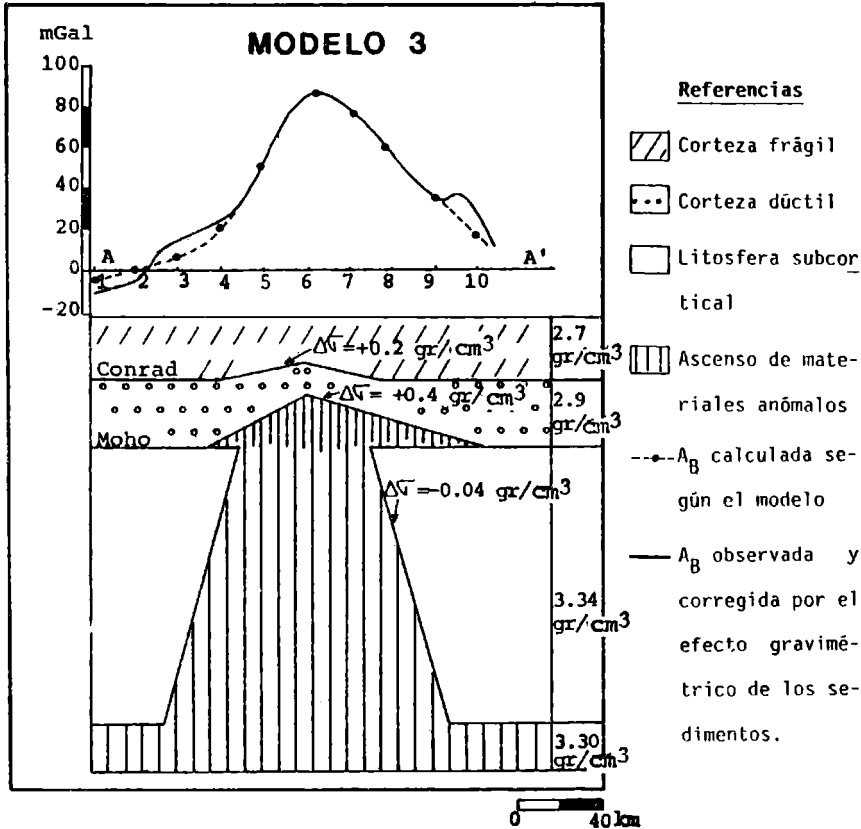


Fig. N°7: La anomalía de gravedad se justifica en este modelo, mediante atenuación en Moho y Conrad que balancea además el efecto gravimétrico negativo de la cuña anómala ubicada entre 33 Km y 100 Km de profundidad.

Del análisis de los tres modelos se desprende que:

1. La sola presencia de masas anómalas intracorticales con densidad diferencial en exceso, justifica satisfactoriamente a la A_B observada.
2. La existencia de materiales anómalos subcorticales es de menor significación gravimétrica no alterando las principales características corticales.

5. CONCLUSIONES

La cuenca del Golfo de San Jorge lejos de ser considerada un aulacógeno, como las fosas del Salado y Colorado, ha sido clasificada como intracratónica e infracratónica.

Se propone concordantemente un mecanismo vinculado con el ascenso de materiales calientes provenientes de la discontinuidad nucleo-manto, que llegarían a la base de la litosfera en donde al encontrar una cavidad, formarían una lente de material anómalo con importantes efectos sobre la litosfera suprayacente y sobre la corteza (Modelo N° 1).

La anomalía de gravedad, luego de eliminados los efectos de los sedimentos, toma valores positivos significativos.

Los siguientes efectos: Atenuación en Moho y Conrad, justifican principalmente a la anomalía de gravedad mientras los efectos anómalos subcorticales son de menor significación gravimétrica como ha sido demostrado con los modelos N° 2 y N° 3.

6. Agradecimientos: A Yacimientos Petrolíferos Fiscales (Y.P.F.), por haber cedido la mayor parte de los datos utilizados.

Al Ing. Antonio Introcaso por la lectura crítica del manuscrito y las sugerencias aportadas.

7. BIBLIOGRAFIA

- Artyushkov, E.V., 1973: Stresses in the lithosphere caused by crustal thickness inhomogeneities; Jour. of Geoph. Res. (78) 32, 7675-7708.
- Artyushkov, E.V., 1983: Geodynamics Developments in Geotectonics; Editorial Elsevier, Holanda.
- Bally, A.W., Bernoulli, D., Davis, C.A.L., Montadert, L., 1981: Listric normal faults; Acta Oceanológica 26° Cóngrs Geologique International, 4, 87-101.
- Beaumont, C., 1978: The evolution of sedimentary basins on a viscoelastic lithosphere: Theory and examples; Geophys. J.R. Astr. Soc. 55, 471-497.
- Bott, P., 1964: Formation of sedimentary basins by ductile flow of isostatic origin in the upper mantle; Nature, 201, 1082-1094.
- Bott, P., 1976: Formation of sedimentary basins of graben type by extension of the continental crust; Tectonophysics, 36, 77-86.
- Ewing, M., Ludwig, J., Ewing, J., 1963: Geophysical investigations in the submerged Argentine coastal plain from Buenos Aires to Península de Valdes; Amer. Assoc. Petr. Geol. Bull. 74, 275-292.

- Gardner, F., Gardner, W., Gregory, R., 1974: Formation velocity and density; *Geophysics*, 39, (6), 770-780.
- Introcaso, A., 1980: Resultados gravimétricos sobre la cuenca del Golfo de San Jorge; *Geofísica Internacional*, 19 (3), 221-238, México.
- Introcaso, A., Ramos, V., 1984: La cuenca del Salado: Un modelo de evolución aulacogénica; *Nov. Cong. Geolog. Arg.* 3, 27-46.
- Introcaso, A., Diez Rodríguez, A., Fraga, H., Nocioni, A., Gerster, R., Pacino, C., 1986: Geophysical modelling procedures of sedimentary basins; *Instituto de Física Rosario*, 1-25.
- Jimenez de la Peña, P., 1972: Cálculo automático de la anomalía gravimétrica creada por estructuras de tres dimensiones; *Revista de Geofísica*, 31 (1-4), 199-210, México.
- Lesta, P., 1974: Exploración de la Patagonia continental Argentina; *Comunicación Yacimientos Petrolíferos Fiscales*, 8, 20-41.
- Lyubimova, A., 1960: The transfer of heat escitons in the earth's shell; *Trudy Inst. Fiz. Zemli*, 11, U.R.S.S.
- McKenzie, D., 1978: Some remarks on the development of sedimentary basins; *Earth Planet Sci. Letters*, 40, 25-37.
- Nafe-Drake, J., 1958 ver Grant-West, P., 1965: Interpretation theory in applied geophysics; *Geophysics* 20 (6), 77-97
- Pacino, C., Introcaso, A., 1984: Prolongación ascendente de campos potenciales en el dominio espacial; *Instituto de Física Rosario*; 1-42.
- Schatz, J., Simmons, G., 1972: Thermal conductivity of earth materials at high temperatures; *Jour. of Geoph. Res.* 77, 6966-6983.
- Talwani, M., Ewing, M., 1960: Rapid computation of gravitational attraction of three-dimensional bodies of arbitrary shape; *Geophysics*, 25 (1), 203-225.
- Turic, M., Garrasino, F., Pombo, R., Bianchi, J., Dibenedeto, J., 1981: Cuenclas sedimentarias en la Argentina; *Gerencia General de Exploración, Yacimientos Petrolíferos Fiscales*, 26-33.
- Woollard, G.P., 1959: Crustal structure from gravity and seismic measurements; *Jour. of Geoph. Res.*, 64 (10), 1521-1544.

ANALISIS EN FRECUENCIA DEL EFECTO PRODUCIDO
POR UNA ANOMALIA SUPERFICIAL

A. M. Osella* y S. Duhau*

Dto. de Física - Facultad de Ciencias Exactas y Naturales UBA

RESUMEN

Se estima el efecto producido sobre las variaciones geomagnéticas por la presencia de una costa oceánica en función de la frecuencia del campo inductor, teniendo en cuenta la influencia de la conductosfera. Para calcular la intensidad del campo anómalo debido a esta anomalía superficial se utiliza un modelo previamente introducido por las autoras. Los resultados muestran que el campo anómalo horizontal es despreciable mientras que el vertical varía fuertemente con la frecuencia, siendo su contribución significativa a partir de aproximadamente 1 c/hora. Se encuentra también una dependencia del efecto de costa con la profundidad a la cual comienza la conductosfera, lo cual muestra que, contrariamente a la hipótesis usual, ésta debe ser tenida en cuenta aún para frecuencias altas.

ABSTRACT

The effect produced on the geomagnetic variation by the presence of an ocean coast, taking into account the influence of the conductosphere is estimated as a function of the frequency of the inducting field. To calculate the intensity of the anomalous field a model previously introduced by the authors is used. The results show that the horizontal anomalous field is negligible meanwhile the vertical one varies strongly with frequency, providing a significant contribution from approximately 1 c/hour. Also, a dependence of the coast effect with the depth at which the conductosphere begins is found; this shows that, contrary to usual assumptions, the presence of the conductosphere must be taken into account even for high frequencies.

* Miembro de la Carrera del Investigador Científico del CONICET.

1, INTRODUCCION

Las variaciones geomagnéticas medidas en la superficie son producidas por las corrientes de origen externo y por las inducidas por éstas en el interior de la tierra. A partir del análisis de estas variaciones se puede obtener información acerca de la distribución de la conductividad terrestre.

Se han desarrollado distintos métodos para obtener tal información. Los primeros estudios se hicieron a escala global, en cuyo caso se infiere la distribución vertical promedio de conductividad, suponiendo simetría esférica (ver p. e. Rikitake, 1966; Hutton, 1976).

Por otro lado, cuando se estudian zonas localizadas, se pueden detectar inhomogeneidades en la distribución de la conductividad, utilizando distintas técnicas. Las variaciones verticales, suponiendo una tierra estratificada horizontalmente, se pueden estimar a través del método magnetotelúrico (Cagniard, 1953) y del sondaje geomagnético profundo (Caner et al., 1967). Las variaciones laterales (anomalías en la conductividad) se pueden obtener comparando el campo geomagnético medido en distintas estaciones (p. e. Schmucker, 1964). Por lo tanto, para calcular el campo inducido en una zona localizada, el modelo utilizado debe tener en cuenta las discontinuidades tanto verticales como laterales de la conductividad; como la profundidad de penetración de una onda electromagnética depende de la frecuencia del campo inductor, es usual suponer que para variaciones de baja frecuencia ($f \approx 1c/día$) el efecto predominante se debe a la conductosfera (zona altamente conductora del manto superior), mientras que discontinuidades laterales superficiales no contribuyen apreciablemente; en cambio, para frecuencias mayores ($f \gg 1c/min$), este efecto es predominante y el que proviene de la conductosfera es despreciable. Resulta importante, entonces, para la descripción del modelo utilizado para calcular el campo inducido, reexaminar los límites de validez de estas suposiciones en función de la frecuencia.

En particular, en el presente trabajo, se estima el efecto producido por una inhomogeneidad lateral debida a la presencia de una costa oceánica, teniendo en cuenta la presencia de la conductosfera, en función de la frecuencia, del campo inductor y se evalúa en qué casos el efecto de la costa o de la conductosfera pueden ser despreciados.

1. DESCRIPCION DEL MODELO TEORICO

Para estimar la contribución de la conductosfera y del efecto de costa, se utiliza un modelo previamente introducido por las autoras y aplicado a las variaciones diarias (Duhau y Osella, 1984a).

De acuerdo a este modelo, se calcula el campo inducido por un sistema de corrientes no uniformes, suponiendo la siguiente distribución de conductividad: una capa no conductora de profundidad p con una franja en su superficie de ancho $2a$, longitud infinita, espesor e ($e \ll a$) y conductividad σ , que representa el océano, ubicada dicha capa sobre un semiespacio perfectamente conductor (ver figura 1).

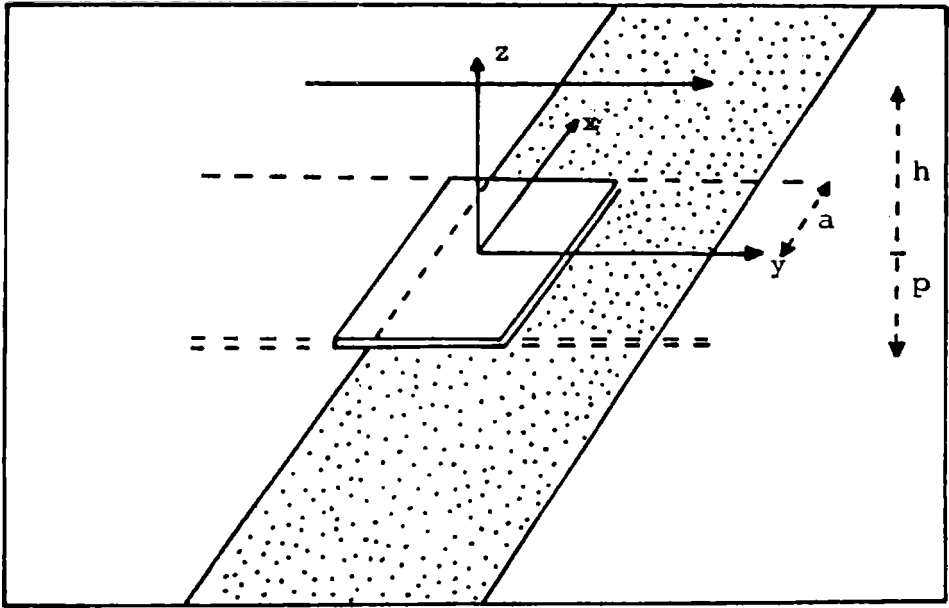


FIGURA 1

Esquema del modelo propuesto para evaluar el efecto de costa.

Dada la linealidad de las ecuaciones de Maxwell, la inducción producida en esta estructura por la corriente externa se puede obtener haciendo un análisis de Fourier, de modo de estudiar cada frecuencia ω separadamente. Para que el problema sea bidimensional sólo se considera el modo TE (sistema de corrientes externo paralelo a la franja).

Este modelo tiene dos aproximaciones importantes: un contorno bidimensional infinito y un sistema de corrientes que circula paralelo a la costa. La primera aproximación podría llegar, a lo sumo, a sobreestimar muy parcialmente el efecto, si se tiene en cuenta la relación entre las dimensiones de la fuente y de la zona localizada estudiada: la segunda, podría subestimarlos, ya que se desprecia el modo TM, sin embargo se ha encontrado que este modo no contribuye apreciablemente por lo menos para frecuencias no muy altas (ver p.e. Bennett y Lilley, 1973; Cox y Filloux, 1974). De hecho, análisis teóricos (ver p. e. Duhau y Osella, 1982) y resultados empíricos (ver p. e. White y Polatajko, 1978) muestran que estas aproximaciones pueden ser hechas en forma confiable aún para frecuencias del orden de algunos ciclos por hora.

Suponiendo una corriente externa representada por

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = J(x, t) e^{i\omega t} \hat{y} \quad (1)$$

la corriente inducida en la franja conductora, $I(x)$, está dada por (Duhau y Osella, 1984a):

$$I(x) - I(0) = i\omega \sigma e \int_0^x Z(x') dx' \quad (2)$$

con

$$Z = Z_e + Z_{ec} + Z_{eo} + Z_{oc} \quad (2.1)$$

donde Z es la amplitud de la componente vertical del campo total, Z_e el campo externo, Z_{ec} y Z_{eo} los campos que provienen de las corrientes inducidas en la conductosfera y en el océano, respectivamente, y Z_{oc} el campo que proviene de la corriente inducida en la conductosfera por la corriente que circula en el océano. Así, el campo anómalo debido a la presencia de la franja, Z_a , resulta

$$Z_a = Z_{oc} + Z_{eo} \quad (3)$$

los cuales están dados por:

$$Z_{oc} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{-a}^a \frac{2I(x') (x-x')}{(x-x')^2 + 4p^2} dx' \quad (3a)$$

y

$$Z_{ec} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \int_{-a}^a \frac{2I(x')}{(x-x')} dx' \quad (3b)$$

Para resolver la ecuación (2), se debe conocer el sistema de corrientes externo. Una buena representación para la amplitud de esta corriente está dada por:

$$J = J_0 \cos \{k(x-x_0)\} \quad (4)$$

ya que para valores adecuados de k y x_0 , se pueden reproducir los componentes horizontal, H_e , y vertical, Z_e , del campo externo, en una zona localizada (ver por ejemplo Osella y Duhau, 1983).

En este caso, Z_e y Z_{ec} resultan:

$$Z_e = -\frac{\mu_0 J_0}{2} \sin \{k(x-x_0)\} \quad (5a)$$

y

$$Z_{ec} = \frac{\mu_0 J_0}{2} e^{-2kp} \operatorname{sen} \{k(x-x_0)\} \quad (5b)$$

Resolviendo la ecuación con estas expresiones para Z_e y Z_{ec} , se obtiene la corriente inducida en la franja y luego a partir de la ecuación (3) se puede calcular la componente vertical, Z_a y en forma análoga la horizontal, H_a , del campo anómalo.

Como es usual, para que los resultados resulten independientes de la intensidad de la corriente inductora, se calcula el cociente Z_a/H_n y H_a/H_n , donde H_n es la componente horizontal del campo normal (el que resultaría en ausencia de discontinuidades laterales). Este cociente coincide con el módulo de los vectores de inducción definidos por Schmucker (ver Schmucker, 1970) para describir el efecto de costa.

De las expresiones de los campos se puede observar que, dado que a medida que p aumenta Z_{oc} disminuye tendiendo asintóticamente a cero y Z_a aumenta, se tiene que para valores de p suficientemente grandes (equivalentemente, frecuencias altas) se puede despreciar la corriente en la conductosfera y así Z_a se debe exclusivamente a las corrientes que circulan en la franja.

3. APLICACION

Para representar la configuración de una costa oceánica se eligieron el siguiente conjunto de parámetros (ver Duhau y Osella, 1984a):

$$a = 5 \text{ km} \quad a = 2000 \text{ km} \quad \sigma = (4 \Omega) \text{m}^{-1}$$

Para la corriente inductora se han elegido valores de k y x_0 de modo de representar un campo externo extenso pero no uniforme (ver p. e. Price, 1982; Osella y Duhau, 1983):

$$k = 7.6 \times 10^{-4} \text{ km}^{-1} \quad x_0 = a - 200 \text{ km}$$

Se evaluó el efecto de costa para distintas frecuencias, variando en cada caso el valor de p , entre 200 y 1000 km.

La figura 2 muestra la variación de Z_a/H_n para $f = 1$ c/día, (2a), 1 c/hora, (2b) y 8 c/hora (2c). Se puede observar que la intensidad del campo vertical anómalo varía fuertemente con la frecuencia y que este efecto es pequeño para variaciones diarias, como ya se discutió en el trabajo anterior (Duhau y Osella, 1984a), pero aumenta con la frecuencia, contribuyendo apreciablemente desde aproxima-

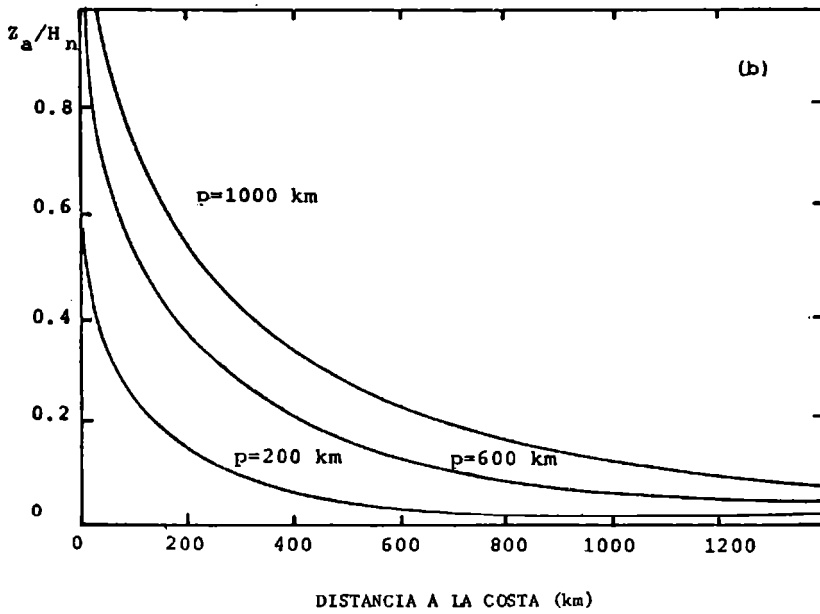
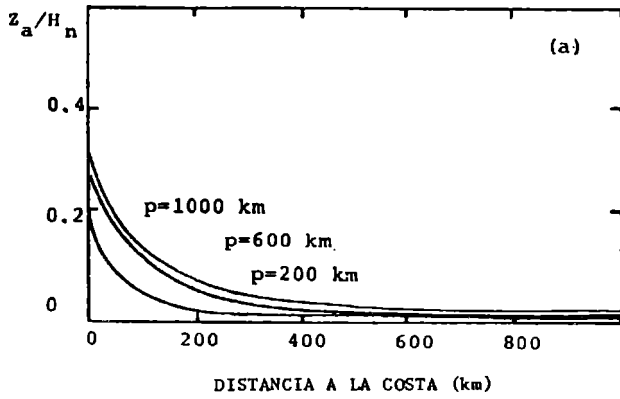


FIGURA 2

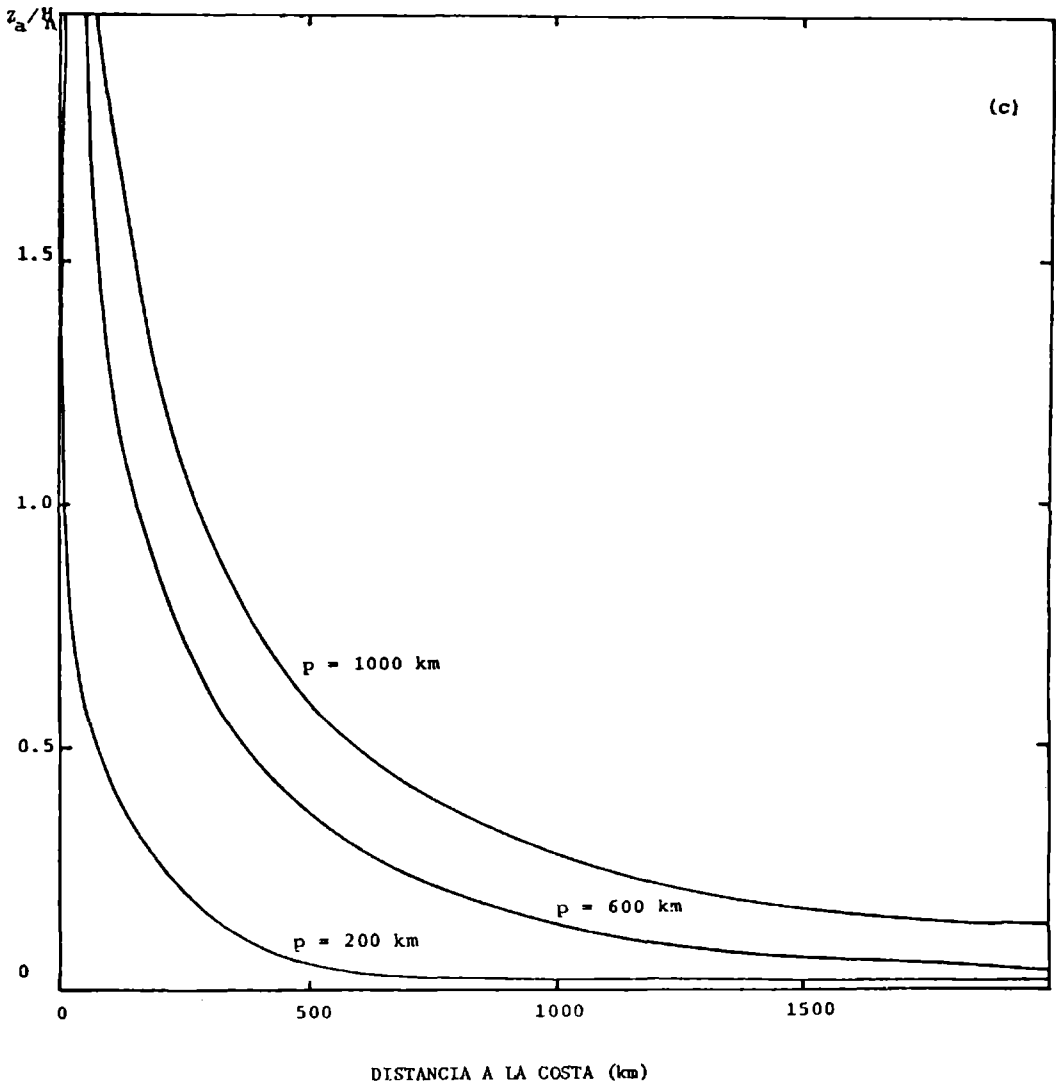


FIGURA 2

Variación del cociente Z_a/H_n para diferentes valores del parámetro p para $f=1c/día$ (2a), $f=1c/hora$ (2b) y $f=8c/hora$ (2c).

damente 1 ciclo/hora. El campo horizontal anómalo es, en cambio, despreciable, como era de esperar, aun para frecuencias altas.

Nótese que el efecto de costa depende de la profundidad a la cual comienza la conductosfera, produciendo esta capa un apantallamiento mayor a medida que la profundidad disminuye.

La contribución relativa de la conductosfera se mantiene constante con la frecuencia, como se observa en la figura 2; por lo tanto la presencia de ésta y su ubicación debe ser tenida en cuenta aun para frecuencias altas, contrariamente a la suposición usual. Este resultado muestra que el apantallamiento sobre el efecto de costa producido por la conductosfera puede ser una de las causas que producen distintos diagramas de decaimiento observados en diferentes regiones (ver p. e. White y Polatajko, 1978), ya que los valores de p incluidos en el presente cálculo representan variaciones reales, no sólo en los distintos continentes sino también en distintas regiones dentro de cada uno de ellos, como ya fuera discutido por las autoras en trabajos previos (Osella y Duhau, 1983; Duhau y Osella, 1983, 1984b).

Agradecimiento. Este trabajo fue parcialmente subvencionado por CONICET (Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas).

REFERENCIAS

- Bennett, D. J. y F. E. M. Lilley, 1973. Electrical conductivity structure in the South-east Australian region, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 37, 191.
- Cagniard, L. 1953. Basic theory of the magnetotelluric method of geophysical prospecting, *Geophysics*, 18, 605.
- Caner, B., W. H. Cannon y C. E. Livingstone, 1967. Geomagnetic depth sounding and upper mantle structure in the Cordillera region of Western North America, *J. Geophys. Res.*, 72, 6335.
- Cox, C. S. y J. H. Filloux, 1974. Two dimensional numerical models of the California electromagnetic coastal anomaly, *J. Geomag. Geoelectr.*, 26, 257.
- Duhau, S. y A. M. Osella, 1982. Inducción electromagnética producida por una corriente ionosférica localizada en las proximidades de una costa oceánica, *Geoacta*, 11 (2), 157.
- Duhau, S. y A. M. Osella, 1983. Depth of the non-conducting layer at the Nigerian dip equator, *J. Geophys. Res.*, 88(A7), 5523.
- Duhau, S. y A. M. Osella, 1984a. Description of the coast effect at equatorial latitudes with applications to the Peruvian and Nigerian zones, *Planet. Sp. Science*, 32(7), 845.
- Duhau, S. y A. M. Osella, 1984b. Depth of the non-conducting layer at Central Africa, *J. Geomag. Geoelectr.*, 36(3), 113.
- Hutton, V. R. S., 1976. The electrical conductivity of the earth and planets, *Rep. Prog. Phys.*, 39, 487.

- OSELLA, A. M. y S. DUHAU, 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.
- PRICE, A. T., 1962. The theory of magnetotelluric method when the source field is considered, J. Geophys. Res., 1907.
- RIKITAKE, T., 1966. Electromagnetism and the earth's interior, Elsevier, Amsterdam.
- SCHMUCKER, U., 1964. Anomalies of geomagnetic variations in the south-western United States, J. Geomag. Geoelectr., 22, 9.
- WHITE, A. y O. W. POLATAJKO, 1978. The coast effect in geomagnetic variations in South Australia, J. Geomag. Geoelectr., 30, 109.

CHAOS IN NON LINEAR DISSIPATIVE GEODYNAMOS

M. A. Figliola and L. Romanelli

Centro Argentino de Estudios de Radiocomunicaciones
y Compatibilidad Electromagnética (CAERCEM)
Julián Alvarez 1218 - (1414) - Buenos Aires
Argentina

RESUMEN

Se analizan distintos modelos de geodinamos y se encuentra que sus soluciones muestran comportamiento caótico comparándolos con sus dimensiones características. El espectro de potencia no se puede interpretar como la superposición de componentes periódicas. Los valores de la dimensión de correlación, exponentes de Lyapunov y entropía de Kolmogorov indican presencia de caos determinístico. La presencia de términos disipativos en las ecuaciones reducen las dimensiones de correlación y fractal permitiendo la interpretación del movimiento irregular del campo electromagnético.

ABSTRACT

Different geodynamo models are analyzed and it is found that their solutions show chaotic behavior compared to their characteristic dimensions. The power spectrum cannot be interpreted as a superposition of periodic components. The values of the correlation dimension, Lyapunov exponents and Kolmogorov entropy give indication of deterministic chaos. The presence of dissipative terms in the equation reduces the correlation and fractal dimensions providing further understanding of the irregular behavior of the electromagnetic field.

INTRODUCTION

The magnetic field of the earth exhibits irregular behavior that may be modelled by equations similar to dynamos. Bullard (1955) considered a disk dynamo as a tool for understanding and modelling the geodynamo. Later, different and more sophisticated models were presented. Bullard's model had the drawback that it does not take into account time reversals of the magnetic field. A modification of this model by Malkus (1972), allows an aperiodic reversal of the magnetic field. Its subcritical instabilities and turbulent transitions were studied by Robbins (1976).

In this paper we analyze Rikitake's two disk model (1958)(fig 2a) who coupled two Bullard's dynamos and compare with the three disk model proposed by Miura et al (1985)(fig 2b) We have added a friction term as a more realistic assumption for the earth electromagnetic field. The main objective of this work is to report evidence of chaotic behavior in different dynamo equations and to characterize it.

This paper is organized as follows: In Section 2 the concepts of chaos theory are given briefly. Models are presented and analyzed in section 3 by spectral methods. In section 4 the characteristic dimensions are presented and their physical meaning and the results obtained are discussed.

CONCEPTS ON CHAOS

It is well known that systems of nonlinear differential equations behave quite differently from linear differential equations. However, only recently responses extremely complicated, apparently random, were taken into account. These are known as chaotic responses or "chaos". The solutions are characterized by not showing a defined periodicity and present a broad-band in the power spectra similar to those attributed to

stochastic noise. When the solutions evolve in a limited region of the phase space it is said that the solutions lies on an *attractor*. This behavior is becoming important, because highly complex systems can be explained by very simple models of low dimensionality.

The first physical example of modelling a complex system by a reduced number of ordinary differential equations, with a complex or chaotic dynamic behavior, was found by Lorenz (1963) by truncating the Navier Stokes equations (which can be considered as a very simplified model of the atmosphere). He also observed that for certain parameter values, slightly different initial conditions of the system evolved in totally different ways. This is known as sensitivity to initial conditions. But the solutions of the equations evolved in a finite region in the space. The attracting orbit towards the systems which tends, has a non integer dimension and this is called "chaotic or strange attractor". Examples of such attractors are shown in Fig. 1(a, b, c, d) for the systems under study. Chaotic solutions have most of the properties of random functions. It is remarkable that no randomness is ever explicitly added. The equations of motion are purely deterministic, and the random behavior emerges spontaneously. Geometrical objects such as points, lines or hypersurfaces (smooth topological manifolds) are characterized by integer dimensions. Objects which have non-integer dimension (like chaotic attractors) are known as fractals (Mandelbrot, 1977). They are important because they model irregular, time-dependent phenomena characterized by two facts: an extreme sensitivity to initial conditions, and the appearance of a large variability similar to stochastic motion, even though the dynamical system is deterministic.

The theory of nonlinear dynamics and chaotic attractors has been helpful in the understanding of irregular behavior of complex systems. Chaotic (or turbulent) behavior can be suspected if a broad power spectrum is found in the time series, but this information is not enough to

establish if the chaos is deterministic or stochastic. It is necessary to define a set of quantities (called dimensions) which provides further information about the dynamical system.

From the infinite set of dimensions found by Hentschel and Procaccia (1983), those providing a relevant information for the measure of quantities that are invariant under a smooth change of coordinates are:

a) *The fractal dimension*, a measure of the number of degrees of freedom involved in the dynamics of the system under consideration. Its knowledge is necessary for modelling the system (Mandelbrot, 1977).

b) *The Kolmogorov entropy*, a complementary measure based on information theory that describes the loss of information (bits by iteration) giving an insight about its predictability (Benettin et al. 1976).

c) The positive *Lyapunov exponents* measure the divergencè of two nearby trajectories on the attractor (Farmer et al. 1983).

Grassberger and Procaccia (1983) have found that the quantity called *correlation dimension* is a lower bound of the fractal dimension. They have developed an algorithm by which it can be determined from experimental time series. They have also given, a lower bound of the Kolmogorov entropy, that indicates how chaotic the system is, as will be discussed later. This method is also used in this paper.

MODELS UNDER STUDY

The Rikitake model considers two coupled dynamos embedded in a constant magnetic field as shown in Fig. 2a. The inclusion of the two coupled dynamos takes into account time reversals, being a metaphor of the behavior the earth's magnetic field.

The mechanical and electrical equations which govern the motion of the system are:

$$\begin{aligned} L\dot{Z}_1 + RZ_1 &= \Omega_1 M Z_2 & C\dot{\Omega}_{11} &= G_1 - M Z_{11} Z_2 \\ L\dot{Z}_2 + RZ_2 &= \Omega_2 M Z_1 & C\dot{\Omega}_2 &= G_2 - M Z_1 \end{aligned}$$

where L is the self-inductance, R the resistance, C inertial moment of the disks, G the external momentum, Ω_i the angular velocity of the i th conductor, M the mutual inductance between the disk and the conductor, and Z_i is the conductor current

Assuming $G_1 = G_2$ and $\Omega_1 - \Omega_2 = A$ to be constant, the above equations reduce to:

$$\begin{aligned} \dot{X}_1 &= -\mu X_1 + Y X_2 \\ \dot{X}_2 &= -\mu X_2 + (Y - A) X_1 \quad (1) \\ \dot{Y} &= 1 - X_1 X_2 \end{aligned}$$

where:

$$\begin{aligned} X_i &= (M/G)^2 Z_i & Y_1 - Y_2 &= A \\ Y_i &= (CM/GL)^2 \Omega_i & \mu^2 &= CR^2/GLM \end{aligned}$$

It is of interest how a higher - dimensional system of n disk behaves. This may be generalized to n coupled dynamos (Fig. 2b) under the same conditions. As an example, for $n = 3$ the following system is obtained.

$$\begin{aligned} \dot{X}_1 &= -\mu X_1 + Y_1 X_3 & \dot{Y}_1 &= 1 - X_1 X_3 - \beta Y_1 \\ \dot{X}_2 &= -\mu X_2 + Y_2 X_1 & \dot{Y}_2 &= 1 - X_2 X_1 - \beta Y_2 \quad (2) \\ \dot{X}_3 &= -\mu X_3 + Y_3 X_2 & \dot{Y}_3 &= 1 - X_3 X_2 - \beta Y_3 \end{aligned}$$

A friction term β has been added and $A = 0$ was assumed.

The solutions of these systems were found by numerical integration using the 4th order Runge-Kutta method.

Due to the nonlinearity in the equations (1) and (2) the solution seems to behave erratically for certain values of the parameters (see Fig.3). Power spectra of the solutions, show broad-band features as can be seen in Fig. 4 (a,b,c). So we analyzed if this behavior is stochastic or corresponds to a deterministic dynamic.

METHOD OF ANALYSIS

A time series for a single observable is used to reconstruct phase portraits of the attractor, as suggested by Packard et al. (1983)

That is $\mathbf{x}(t) = (u(t), u(t+\tau), \dots, u(t+(d-1)\tau))$, where τ is the delay time chosen to coincide with the first zero of the correlation function so that the variables will be linearly independent.

The $u(t)$ time series are related with any observable which may be measured or calculated. In this case we considered any of the solutions of the differential equations that described the model (eqs. (1) and (2)).

The structure of the attractor is inferred from the calculated correlation dimension and the entropy K_2 (Grassberger and Procaccia, 1983) by the so called integral correlation function $C(r)$ given by:

$$C(r) = (1/N^2) \sum_{i \neq j} \theta(r - |x_i(t) - x_j(t)|) \quad (3)$$

where θ is the Heaviside function and N is the total number of data.

A point x_i is chosen from the data, as a reference point, and all the distances $|x_i - x_j|$ from the $N-1$ remaining points are compute. Then the data points that are within a distance r from x_i are counted. By repeating the process one arrives at the quantity given by equation (3). Grassberger and Procaccia (1983) have shown that the integral $C(r)$, for small r , scales as $C(r) \sim r^\nu$.

From the slopes of the log-log plots of $C(r)$ vs. r for different values of d , values of ν as a function of d can be derived. The saturation value of the ν vs. d plot is the correlation dimension D_C . When random noise is present the correlation integral scales as $C(r) \sim r^d$ and there is no saturation. A lower bound of the Kolmogorov entropy (K_2) is found from:

$$K_2 = (1/\tau) \log(C_d(r)/C_{d+1}(r))$$

$K_2 > 0$ for deterministic chaos. If the system evolves periodically $K_2 = 0$ and for stochastic systems $K_2 = \infty$.

The Kolmogorov entropy is calculated as $\sigma = -\sum_{\lambda_j < 0} \lambda_j / |\lambda_j + 1|$, where λ_i are the positive Lyapunov exponents and λ_j is the first negative one, which measures how rapidly the information about the initial state region is lost as time increases.

The λ_i were calculated using the algorithm proposed by Wolf et al (1985) which includes the search for the direction of the maximum separation.

DISCUSSION AND CONCLUSIONS

Figure 5 shows the variation of the correlation dimension as a function of the embedding dimension. Saturation is present for the models under study. The value found for the Rikitake model with $\mu = 0.6$ was $D_C = 2.08$ and the corresponding value of $K_2 = 0.05$ and $\sigma = 2.51$, indicating the presence of chaotic deterministic dynamics, it will be noticed that for $\mu = 1$ the values obtained were the same than above. The values of the correlation dimension obtained for the three disk dynamos, with $\mu = 1.6$ and without dissipation, were $D_C = 3.58$ and 2.02 respectively with an important reduction of the dimension when the dissipation increases. As is well known, the behavior of a chaotic dynamical system is quite variable depending on the parameters.

The results are displayed in Table 1. The properties of the attractors and their behavior cannot be explained as a superposition of periodic components or by stochastic noise. Therefore, when dealing with geodynamo equations linearized models are not allowed. It should be noted, that the nonlinear terms in the equations give a non negligible contribution to the dynamics of the system, and the variability which arises from this nonlinearity should not be considered as noise but is intrinsic to the system. Approximations using only some modes might work due to the low dimension of the attractors. The models are compare using specifying parameters. (in this case the dissipation is only varied). We think that is worthwhile to the study of the chaotic behavior of the n-disk under wide varieties of parameter field.

Acknowledgements :This work was supported by P.I.D. 9205-00 of CONICET and is part of the Programa Nacional de Radiopropagación (PRONARP).

REFERENCES

- Benettin, G., Galgani, L., Strelcyn, J. M., 1976: Kolmogorov Entropy and Numerical Experiments ;Phys. Rev. A **14**, 2338-2345.
- Bullard, E. C., 1955: The Stability of a Homopolar Dynamo; Proc. Camb. Philos. Soc. **51**, 744-760.
- Farmer, J. D., Ott E., Yorke, J. A., 1983: The Dimension of Chaotic Attractor; Physica **7D**, 153-180.
- Grassberger, P., Procaccia I., 1983: Characterization of Strange Attractors; Phys. Rev. Lett. **50**, 5, 346-349.
- Hentschel, H. G. E., Procaccia, I., 1983: The Infinite Number of Generalized Dimensions of Fractals and Strange Attractors; Physica **8D**, 435-443.
- Mandelbrot, B., 1977; Fractals, Form, Chance and Dimensions ; Freeman, San Francisco,

- Malkus, W. V. R., 1985: **Reversing Bullard's Dynamo**; EOS, Trans. Am. Geophys. Union **53**, 617-635.
- Miura, T., Kai T., 1984: **Chaotic Behavior of a system of three disk dynamos**; Physics Lett. **101A**, 9, 450-454.
- Packard, N.H., Crutchfield, J.P., Farmer J.D., Shaw R.S., 1980: **Geometry from a Time Series**; Phys. Rev. Lett. **45**, 712-716.
- Rikitake, T., 1958: **Oscillations of a System of Disk Dynamos**; Proc. Camb. Philos. Soc. **54**, 89-105.
- Robbins, K. A., 1977: **A New Approach to Subcritical Instability and Turbulent Transitions in a Simple Dynamo**; Math. Proc. Camb. Philos. Soc., **82**, 309-325.
- Wolf, A., Swift J., Swinney H.L., Vastano J., 1985: **Determining Lyapunov Exponents from a time series**; Physica **16D**, 285-317.

TABLE 1

MODEL	D_c	K_2	σ
Rikitake Dynamo	2.08	0.05	2.51
Three-disc Dynamo $\beta=0$	3.56	0.07	3.56
Three-disc Dynamo $\beta \neq 0$	2.02	0.06	4.77

Correlation dimension (D_c), lower bound on Kolmogorov entropy (K_2), Kolmogorov dimension (σ) for the different models.

FIGURE 1

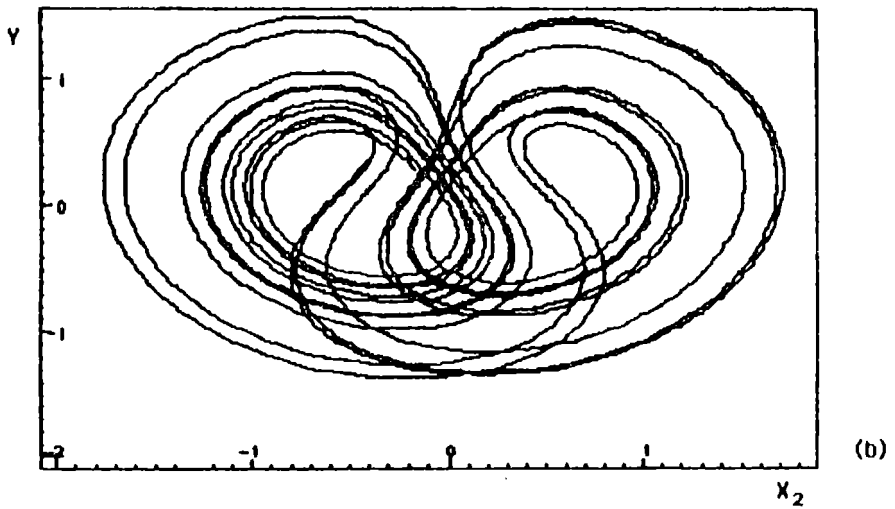
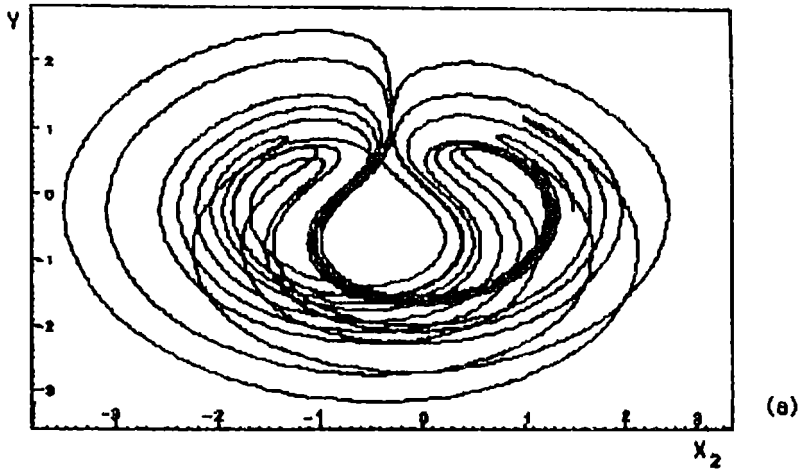
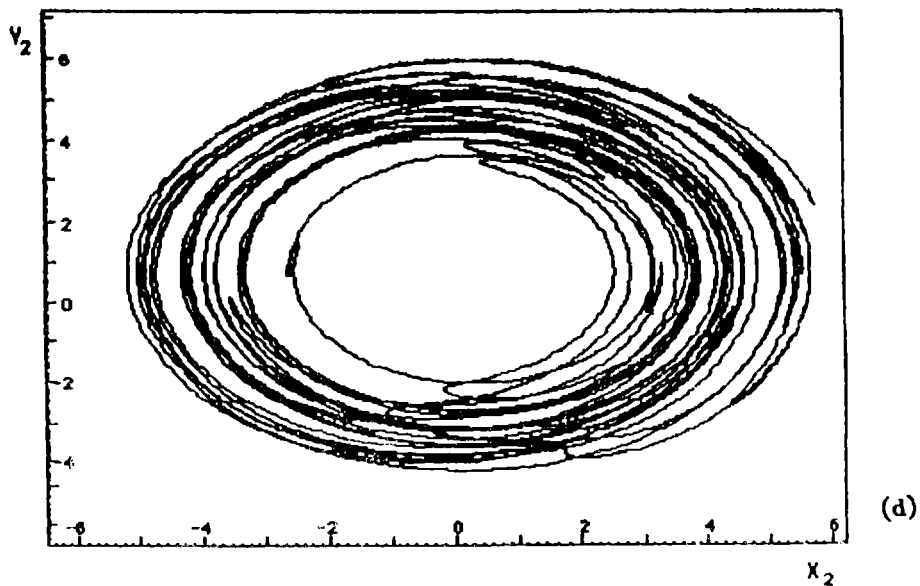
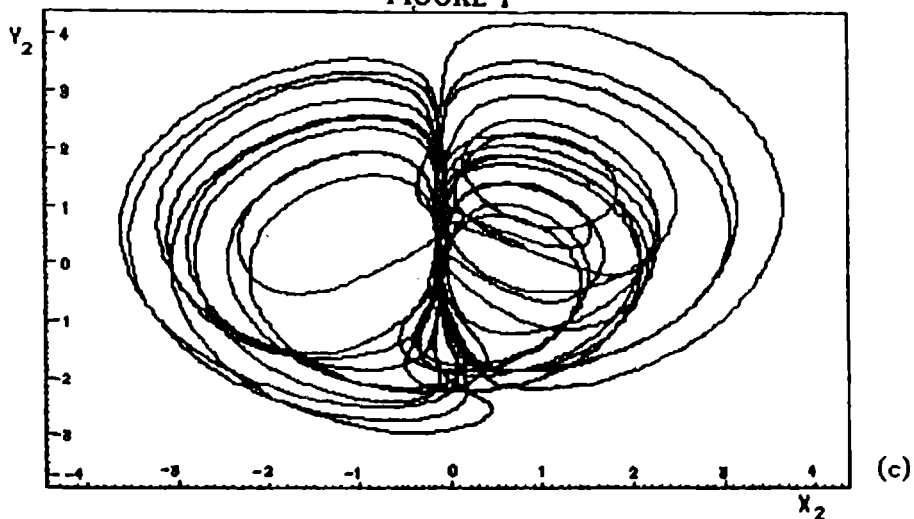
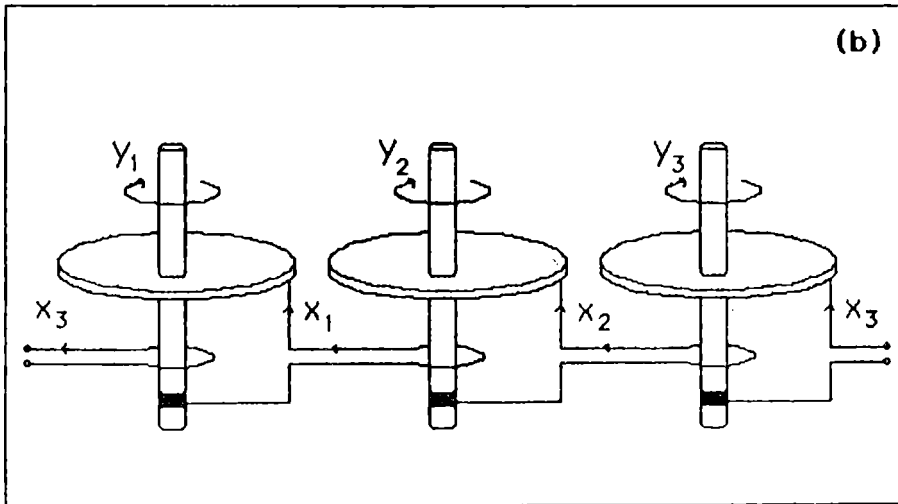
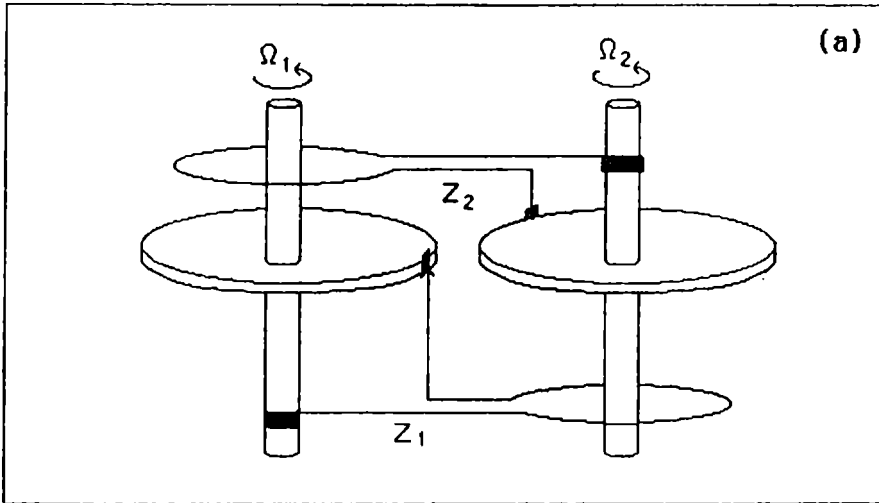


FIGURE 1



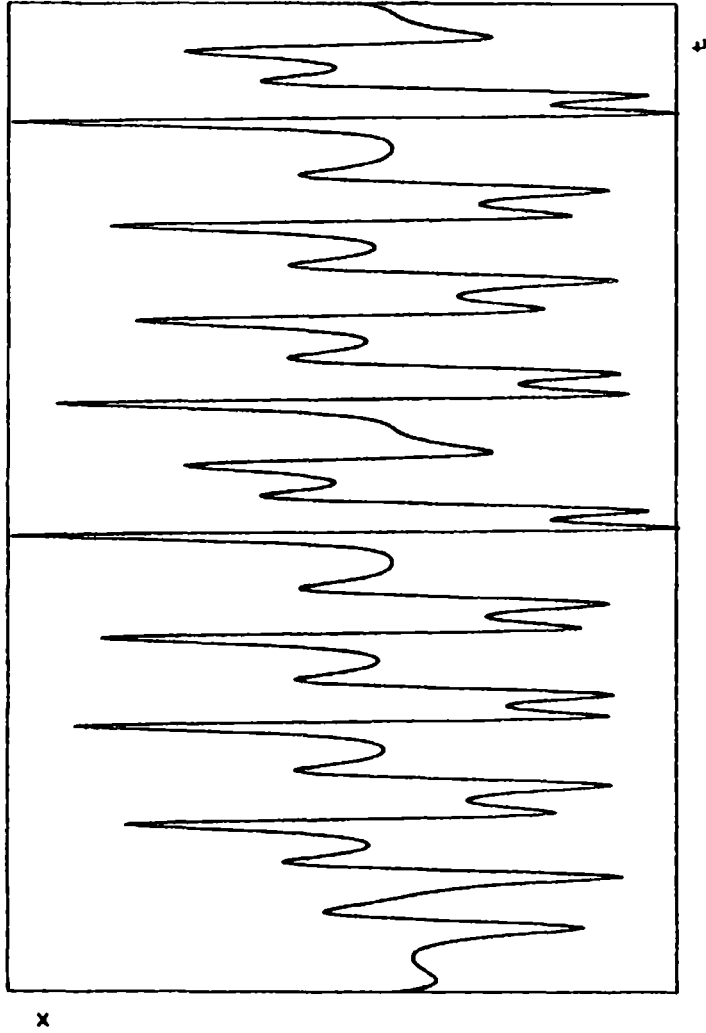
Phase-portraits projected onto the (x_2, y_2) plane for the different models
 a) Rikitake with $\mu = 0.6$, b) Rikitake with $\mu = 1.0$, c) three disk dynamos
 with $\mu = 1.6$ and $\beta = 0$, d) three disks dynamos with $\mu = 0.5$ and $\beta = 0.01$

FIGURE 2



a) The Rikitake system, b) The system of three coupled disk dynamos.

FIGURE 3



Sampling of a chaotic time series (x_2), corresponding to the Rikitake model

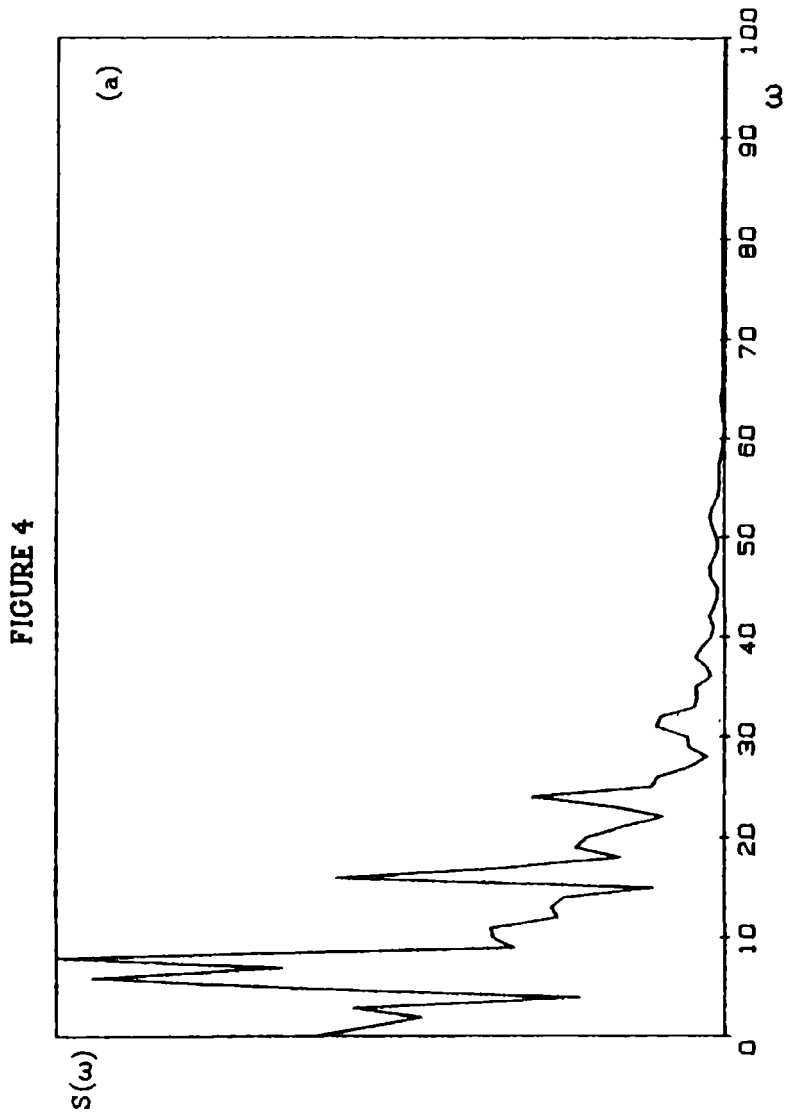


FIGURE 4

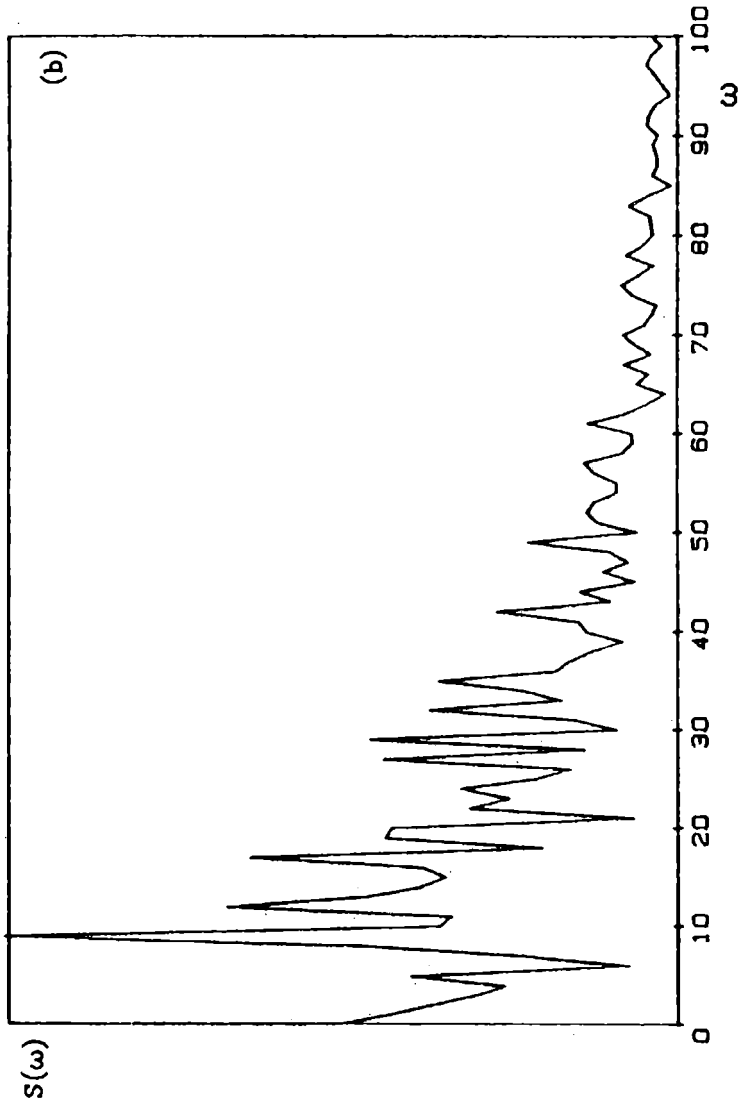
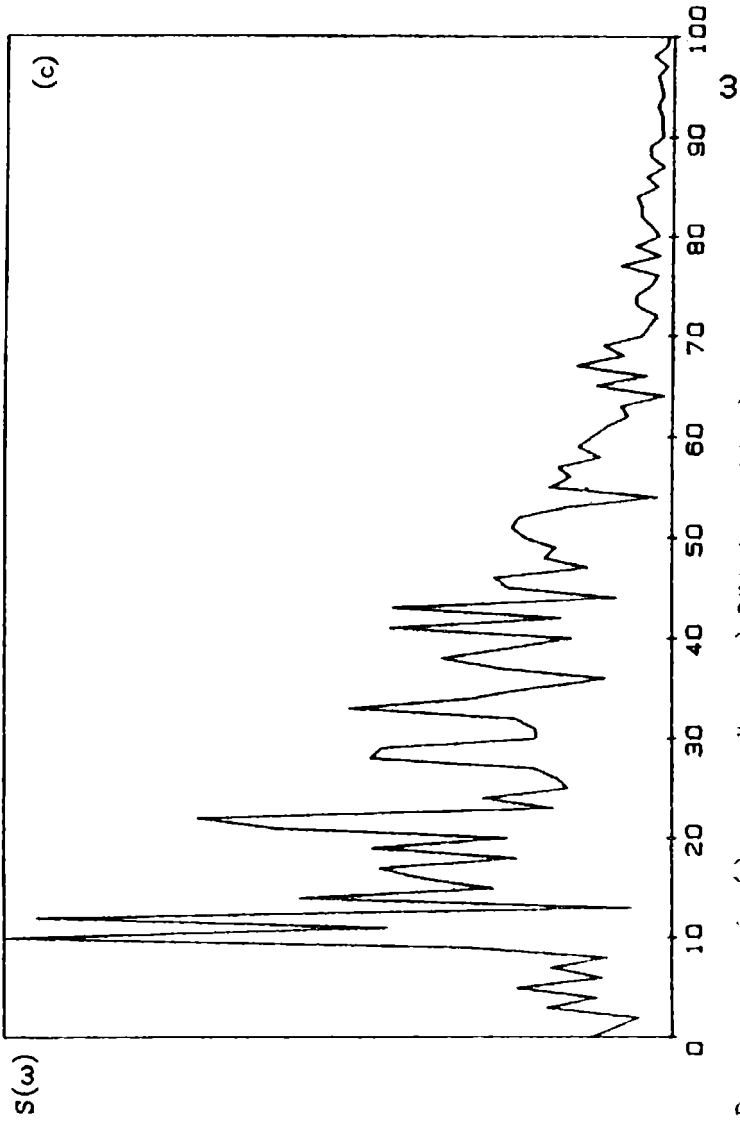
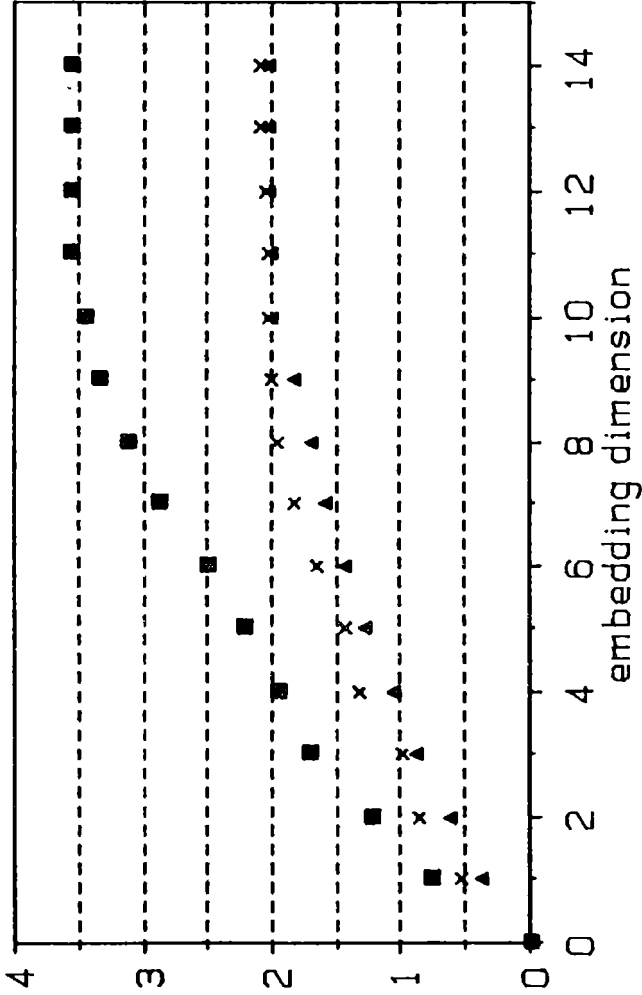


FIGURE 4



Power spectra of $x_2(t)$ corresponding to a) Rikitake model, b) three disk dynamo, c) three disk dynamo with friction term.

FIGURE 5



Variation of the correlation integral (v) as a function of the embedding dimension (d) for the different models analyzed. **Crosses** corresponding to the Rikitake model, **squares** to three disk dynamos with $\beta = 0$, and **triangles** to three disk dynamos with $\beta = 0.01$

DISPERSION DE CONTAMINANTES EMITIDOS DESDE SUPERFICIE EN UNA
CAPA LIMITE ATMOSFERICA ESTRATIFICADA NEUTRALMENTE

Ana G. Ulke y Nicolás A. Mazzeo (*)

Departamento de Meteorología

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Universidad de Buenos Aires

Buenos Aires, Argentina

RESUMEN

El proceso de la contaminación atmosférica puede ser resumido en tres etapas principales: emisión-transporte y difusión de contaminantes-contacto con receptores.

Un modelo de difusión atmosférica permite relacionar la concentración de los contaminantes en el aire con su intensidad de emisión.

En este trabajo se presenta un modelo de advección-difusión de contaminantes emitidos desde superficie en una capa límite neutralmente estratificada, resuelto mediante métodos numéricos.

El perfil vertical del viento en la capa es obtenido a partir de la aplicación de la hipótesis del transporte-gradiente y de una forma funcional de la difusividad turbulenta hallada experimentalmente. El modelo incluye esas expresiones, y sus resultados son comparados satisfactoriamente con datos observacionales y con los obtenidos mediante otros procedimientos.

Asimismo, se obtienen valores de parámetros utilizados en modelos operativos de difusión atmosférica.

ABSTRACT

Air pollution process may be summarized into three main steps: emission-atmospheric transport and diffusion-receptors.

An atmospheric diffusion model relates air pollution concentration with emission rates.

In this paper an advection-diffusion model for ground level emissions and in neutral stratified atmospheric boundary layer conditions is solved by numerical techniques.

The wind profile in the atmospheric boundary layer is obtained from the gradient-transfer hypothesis combining with a diffusion coefficient empirical profile. These profiles are included in the model. The results are in reasonable agreement with observational data and with other models.

Furthermore, several parameters used in operational atmospheric diffusion models are obtained.

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

INTRODUCCION

Los contaminantes ingresan a la atmósfera desde diversas fuentes. Luego de un período inicial en el que las condiciones en que se realiza la emisión son importantes, son transportados por el viento y dispersados por la turbulencia. En algunos casos, los gases y aerosoles se transforman químicamente y son removidos por la absorción en superficies sólidas y líquidas y por la precipitación. Sin embargo, cuando la masa de contaminantes ingresada a la atmósfera es mayor que la removida, surgen los problemas de contaminación del aire.

Sus efectos pueden ser principales e inmediatos (seres humanos, animales y plantas), secundarios y retardados (aumento de la acidez del suelo o lagos) o terciarios (cambios climáticos).

Para el control de la contaminación, la estrategia principal es la reducción de las emisiones.

El método básico utilizado en la predicción de la concentración de contaminantes en el aire consiste en emplear modelos de dispersión atmosférica que transforman datos de emisión en distribución espacial y/o temporal de concentración. Además de los valores de emisión, dichos modelos requieren de datos meteorológicos y topográficos.

La mayoría de las investigaciones destinadas a desarrollar modelos de difusión atmosférica utiliza la ecuación semiempírica de difusión-advención. Excepto en condiciones muy especiales, las soluciones analíticas de esta ecuación no son generalmente obtenibles, debiendo resolverse mediante diferencias finitas.

En este trabajo, se analiza el caso de una emisión continua de contaminantes cerca de la superficie en una capa límite atmosférica neutralmente estratificada, se resuelve numéricamente la expresión correspondiente y los resultados son comparados con algunos modelos analíticos y datos experimentales. Se obtienen parámetros generalmente utilizados en fórmulas prácticas de difusión atmosférica.

EL MODELO DE DIFUSION ATMOSFERICA

Se utiliza la siguiente ecuación bidimensional semiempírica de difusión-advención (Pasquill, 1974):

$$\bar{u}(z) \frac{\partial C}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left[K(z) \frac{\partial C}{\partial z} \right] \quad (1)$$

donde x es la dirección horizontal, z la dirección vertical, $\bar{u}(z)$ la velocidad media del viento, C la concentración lateral integrada y $K(z)$ el coeficiente de difusividad turbulenta.

Las condiciones de contorno son $C=0$ para $x \rightarrow \infty$, $z \rightarrow \infty$ y $z < 0$.

El coeficiente de difusividad turbulenta $K(z)$ se supone igual al de difusión vertical para la cantidad de movimiento $K_m(z)$.

Se supone que la velocidad de fricción (u_{*o}) y K_m varían con la altura dentro de la capa límite atmosférica de acuerdo a las siguientes relaciones empíricas, correspondientes a una extensión de la teoría de la semejanza de Monin-Obukhov (1954) a la capa límite atmosférica (Yokoyama y otros, 1977, 1979):

$$u_* = u_{*o} \left(1 - \frac{z}{h}\right) \quad (2)$$

$$K_m(z) = k u_{*o} h \left(\frac{z}{h}\right) \left(1 - \frac{z}{h}\right) \quad (3)$$

donde el subíndice "o" indica el valor en superficie, k es la constante de von Kármán, y h es el espesor de la capa límite.

Considerando las expresiones (2) y (3) junto con la de la hipótesis del transporte-gradiente, se obtiene el perfil vertical del viento en la capa:

$$\bar{u}(z) = \frac{u_{*o}}{k} \left[\ln \frac{z}{z_0} - \frac{(z-z_0)}{h} \right] \quad (4)$$

donde z_0 es la longitud de rugosidad.

La ecuación (4) tiende al perfil logarítmico del viento cuando $z \rightarrow z_0$. En la Figura 1 se presentan los valores encontrados mediante (4) y el perfil logarítmico del viento, para diferentes rugosidades del terreno. Se observa que el apartamiento relativo entre ambos aumenta con la rugosidad, con un máximo del 2% alrededor de los 100 m de altura.

Asimismo, se efectúa la comparación entre el perfil de $K_m(z)$ dado por (3) y el válido en la capa de superficie en condiciones neutrales (Pasquill, 1974):

$$K_m(z) = k u_{*o} z \quad (5)$$

En la Figura 2 se observa que cerca de superficie el apartamiento relativo entre ambos es pequeño, (varía entre un 1% a los 10 m y un 11% a los 100m), aumentando considerablemente a mayores alturas. El perfil propuesto crece hasta alcanzar un máximo en la mitad de la capa y luego disminuye

simétricamente, hasta anularse en el tope.

RESOLUCION

Si j y n son los subíndices de los puntos de retículo en las direcciones z y x respectivamente, los términos de (1) se pueden expresar en diferencias finitas de la siguiente forma:

$$\bar{u}(z) \frac{\partial C}{\partial x} = U_j \frac{C_{n+1,j} - C_{n,j}}{x_{n+1} - x_n} \quad (6)$$

$$\frac{\partial [K(z) \frac{\partial C}{\partial z}]}{\partial z} = \frac{z K_j(z)^+ (C_{n+1,j+1} - C_{n+1,j})}{(z_{j+1} - z_j)(z_{j+1} - z_j)} - \frac{z K_j(z)^- (C_{n,j} - C_{n,j-1})}{(z_{j+1} - z_j)(z_j - z_{j-1})} \quad (7)$$

siendo $K_j(z)^+$ el valor de $K(z)$ en el punto $(z_{j+1} + z_j)/2$ y $K_j(z)^-$ es el valor de $K(z)$ en $(z_j + z_{j-1})/2$.

Sustituyendo en (1) y escribiendo la ecuación resultante en términos de $C_{n+1,j}$ y $C_{n,j}$, se obtiene:

$$c_j C_{n+1,j-1} + a_j C_{n+1,j} + b_j C_{n+1,j+1} = d_j C_{n,j} \quad (8)$$

$$(C_{n+1,-1} = 0 ; C_{n+1,N+1} = 0)$$

$$\text{con } c_j = \frac{-z K_j(z)^-}{(z_{j+1} - z_j)(z_j - z_{j-1})} \quad b_j = \frac{-z K_j(z)^+}{(z_{j+1} - z_j)(z_{j+1} - z_j)} \quad d_j = \frac{U_j}{x_{n+1} - x_n}$$

$$a_j = d_j - c_j - b_j$$

Para $0 \leq j \leq N$, la expresión (8) conduce a sistemas de ecuaciones algebraicas simultáneas con matrices tridiagonales que pueden ser resueltos mediante fórmulas de recurrencia (Van Buijtenen y otros, 1973).

Las condiciones de contorno toman las siguientes formas:

$$x=0 \begin{cases} C_j = 0 & z_j \neq H \\ C_j = 2Q/U_j (z_{j+1} - z_{j-1}) & z_j = H \end{cases}$$

H = altura de la fuente

$z = z_0$ $C_0 = C_1$ (no se considera depósito).

Con el objeto de obtener una mejor descripción de la difusión en los puntos cercanos a la fuente se utilizan incrementos espaciales variables en ambas direcciones.

En cuanto al recinto de resolución, fijada su extensión vertical, el cálculo

de la concentración se efectúa hasta una distancia horizontal en la cual la frontera superior no afecte la difusión en niveles bajos (Taylor, 1921; Wallington, 1968).

Mediante el esquema descrito, con las adecuadas condiciones de contorno y habiendo calculado previamente los perfiles verticales de viento y difusividad dados por (4) y (3) se obtiene el campo bidimensional de concentración.

El valor de la longitud de rugosidad (z_0), la velocidad de fricción (u_{*0}), la altura de la capa (h) y la intensidad de la fuente (Q) se obtienen en base a los datos provenientes del Proyecto Prairie Grass, (Barad (ed), 1958), con el fin de posibilitar la comparación de los resultados del modelo con los valores experimentales de este proyecto.

Considerando las rondas cercanas a la neutralidad, se obtiene $z_0 = 0,008$ m, con $k = 0,41$ (Wieringa, 1980) y con el perfil logarítmico del viento se calcula u_{*0} . Finalmente, se computa h en base a los datos de los radiosondeos. Los valores obtenidos son los siguientes:

Ronda Nº	u_{*0} [ms ⁻¹]	h [m]	Q [g s ⁻¹]
57	0,46	1660	101,5
22	0,51	350	48,4

RESULTADOS Y DISCUSION

En la Figura 3 se presenta el campo bidimensional de la concentración lateral integrada obtenido mediante el modelo para los valores de la ronda 57 y la comparación del mismo con el resultante de suponer que la expresión (5) y el perfil vertical logarítmico correspondientes a la capa de superficie son válidos en toda la capa límite atmosférica.

Se observa que no existen apartamientos significativos dentro de la capa de superficie y cerca de la fuente, pero a mayores alturas los valores de la concentración difieren en uno o varios órdenes de magnitud.

Asimismo, se estudia la variación de la concentración a nivel del suelo con la distancia a la fuente y se comparan los valores obtenidos con los datos experimentales y con los provenientes de las soluciones analíticas correspondientes al modelo exponencial general (Pasquill, 1974; Mazzeo y Ulke, 1984) y al modelo de la pluma gaussiana (Turner, 1969), (Fig. 4).

A corta distancia existe un ajuste satisfactorio entre los datos y los resultados numéricos, pero a mayores distancias el apartamiento aumenta, lo que podría deberse al efecto del depósito del trazador, no simulado en los modelos numérico y analíticos.

Los valores obtenidos difieren en promedio en un 25% respecto de los datos

experimentales y en un 23 y 20% de los modelos gaussiano y exponencial, respectivamente.

En la Figura 5 se muestran los perfiles verticales de la concentración relativa $C(z)/C(z_0)$ (con $z_0=0,5m$) a una distancia $x=100m$ de la fuente, calculados por el modelo y por la fórmula exponencial general para las rondas experimentales. Se observa que cerca del suelo los valores provenientes del modelo exponencial general son mayores que los de la simulación numérica, disminuyendo esta diferencia con la altura.

Por último, a partir de los valores provenientes del modelo se obtienen diferentes parámetros utilizados en el modelado operativo de la difusión atmosférica: el factor de forma del perfil vertical de los contaminantes (S), la altura media de los contaminantes (\bar{z}), el coeficiente vertical de difusión (σ_z) y la variación de ellos con la distancia a la fuente.

Suponiendo el modelo exponencial para la distribución vertical:

$$C(z) = C(z_0) \exp[-c(z-z_0)^2] \quad (9)$$

y aplicando logaritmos a ambos miembros, resulta:

$$\ln \left[\ln \frac{C(z)}{C(z_0)} \right] = \ln c + S \ln(z-z_0) \quad (10)$$

Con esta expresión, mediante un ajuste por cuadrados mínimos a los resultados numéricos se obtiene S .

En particular, si $x=100m$, es posible comparar el valor hallado con el correspondiente a los datos experimentales. El apartamiento resultante es del 4% y del 7% para las rondas 57 y 22 respectivamente.

La variación de S con la distancia a la fuente se observa en la Figura 6, en la que también se han graficado los valores hallados mediante otra metodología utilizada por Mazzeo y Venegas (1982a, 1984, 1985) y los experimentales.

Los resultados del modelo numérico y del analítico difieren, en promedio, en un 6% dentro del rango considerado ($3 \times 10^3 \leq x \leq 6 \times 10^5$).

Sin embargo, se debe mencionar que en el caso de los resultados numéricos se observa que S crece rápidamente cerca de la fuente hasta alcanzar un máximo entre los 150 y 200m y luego decae lentamente, comportamiento que no se había presentado en otros trabajos (Mazzeo y Venegas, 1982a, 1984, 1985). Asimismo, del estudio de los perfiles verticales de la concentración a distintas distancias de la fuente se pudo concluir que eso se debe a que en

los tramos iniciales los resultados del modelo se apartan de una distribución vertical exponencial, en especial en los niveles más alejados de la superficie y a medida que aumenta la distancia a la fuente los valores comienzan a aproximarse al exponencial general. Las diferencias medias relativas varían entre el 60% cerca de la fuente (25m) y el 15% a 100m de la misma.

El desplazamiento vertical medio de la nube de contaminantes y la desviación estandar vertical pueden definirse por las siguientes relaciones (Pasquill, 1974):

$$\bar{z} = \frac{\int_0^{\infty} z C dz}{\int_0^{\infty} C dz} \quad (11)$$

$$\sigma_z = \left[\frac{\int_0^{\infty} z^2 C dz}{\int_0^{\infty} C dz} \right]^{1/2} \quad (12)$$

A partir de los valores calculados de la concentración se pueden estimar cuantitativamente $\bar{z}(x)$ y $\sigma_z(x)$, resolviendo numéricamente las integrales de las expresiones (11) y (12).

Los resultados obtenidos se comparan con los que provienen de la hipótesis de la semejanza lagrangeana (Mazzeo y Venegas, 1982b). Además, si $x=100m$, es posible comparar con los valores experimentales (Mazzeo y Venegas, 1982b). En las Figuras 7 y 8 se presentan los valores mencionados.

En el caso de σ_z se ha graficado también la curva correspondiente a condiciones neutrales obtenida por Pasquill-Gifford (Turner, 1969).

Cerca de la fuente, los valores de \bar{z} y σ_z dados por el modelo son mayores que los analíticos, relación que se invierte a mayores distancias. Por otra parte, en los tramos finales, se tienen valores diferentes para las simulaciones de cada ronda experimental. Dicho apartamiento podría deberse a la distinta extensión vertical del recinto en ambos casos. Este aspecto será objeto de un posterior estudio.

Los valores de \bar{z}/z_0 calculados mediante el modelo analítico y las simulaciones numéricas de las rondas 57 y 22 difieren en un 8 y 12% respectivamente.

Para σ_z/z_0 la discrepancia es del 6 y 11%, mientras que de la comparación con la curva de Pasquill-Gifford surge un apartamiento medio del 7 y 5%.

En el caso de los valores de \bar{z}/z_0 en $x=100m$, existe un apartamiento de los resultados numéricos del 7% y 24% respecto de los datos, y del 0,5% y 16% de los analíticos para las rondas 57 y 22 respectivamente. En cuanto a σ_z/z_0 , se verifican, en el mismo orden, discrepancias del 3% y 20% y del 1% y 18% y

respecto a la curva de Pasquill-Gifford del 6% y 10%. Se debe notar que todas las comparaciones a $x=100m$ sólo representan apartamientos respecto de dos rondas experimentales y a una única distancia. Por lo tanto, sería necesario realizar otras verificaciones experimentales.

CONCLUSIONES

La aplicación de la resolución numérica de la ecuación bidimensional semiempírica de difusión-advección con perfiles verticales de la difusividad turbulenta y de la velocidad del viento obtenidos de datos experimentales y de la aplicación de la teoría K a una fuente puntual continua posibilita las siguientes conclusiones:

- los valores de la concentración de contaminantes a mayores alturas y distancias son afectados por las formas de \bar{u} y de K que se utilicen, ya sea las correspondientes a la capa límite o a la capa de superficie,
- la concentración de los contaminantes disminuye con la distancia de acuerdo con los datos observacionales, siendo la variación relativa media entre ambos del 25%,
- existe concordancia cualitativa con los modelos exponencial general y gaussiano,
- la variación de la concentración con la altura se aproxima a la predicha por el modelo exponencial general, para distancias mayores que 100m, sin embargo, cerca de la fuente existe una discrepancia entre ambos modelos,
- la altura media de los contaminantes y el coeficiente de dispersión vertical utilizado en el modelo gaussiano responden cualitativamente bien, y varían poco cuantitativamente respecto de los obtenidos por otras metodologías.

BIBLIOGRAFIA

- Barad (ed), 1958: Proyect Prairie Grass, a field program in diffusion, Geophys. Res. Paper, Vol. I y II.
- Mazzeo, N.A. y Ulke, A.G., 1984: Velocidad de transporte de contaminantes en la capa límite atmosférica, Pub. N° 16, Depto. de Meteorología, FCEyN, UBA.
- Mazzeo, N.A., y Venegas, L.E., 1982a: Distribución vertical de los contaminantes en la atmósfera, Meteorológica, Vol. XIV, N° 1 y 2.
- Mazzeo, N.A. y Venegas, L.E., 1982b: Hipótesis de la semejanza lagrangeana y difusión vertical de los contaminantes en la capa de superficie atmosférica, Meteorológica, Vol. XIII, N° 1.
- Mazzeo, N.A. y Venegas, L.E., 1984: El perfil vertical de la concentración de contaminantes en la atmósfera, Pub. N° 19, Depto. de Meteorología, FCEyN, UBA.
- Mazzeo, N.A. y Venegas, L.E., 1985: Variación horizontal de la distribución

- vertical de la concentración de contaminantes en la atmósfera, Pub. N° 28, Depto. de Meteorología, FCEyN, UBA.
- Monin, A.S. y Obukhov, A.M., 1954: Basic Laws of turbulent mixing in the ground layer of the atmosphere, Tr. Geofiz. Inst. Akad. Nauk., SSSR, 151.
- Pasquill, F., 1974: Atmospheric Diffusion, New York, John Wiley & Sons Inc.
- Taylor, G.I., 1921: Diffusion by continuous movements, Proc. London Math. Soc., Ser. 2, 20, 196.
- Turner, D.B., 1969: Workbook of Atmospheric Dispersion Estimates, PHSP N° 999-A-26.
- Van Buijtenen, C.J.P., Holland, J. y Van Leeuwen, D., 1973: A numerical diffusion model for continuous releases, Boundary-Layer Met., 5.
- Wallington, C.E., 1968: Numerical solution of Atmospheric Diffusion equations, England, J. W. Arrowsmith Ltd.
- Wieringa, J., 1980: A revaluation of the Kansas mast influence on measurements of stress and cup anemometer overspeeding, Boundary-Layer Met., 18.
- Yokoyama, O., Gamo, M. y Yamamoto, S., 1977: On the Turbulence Quantities in the Neutral Atmospheric Boundary Layer, J. Met. Soc. of Japan, Vol. 55, N° 3.
- Yokoyama, O., Gamo, M. y Yamamoto, S., 1979: The Vertical Profiles of the Turbulence Quantities in the Atmospheric Boundary Layer, J. Met. Soc. of Japan, Vol. 57, N° 3.

$h=1000m$

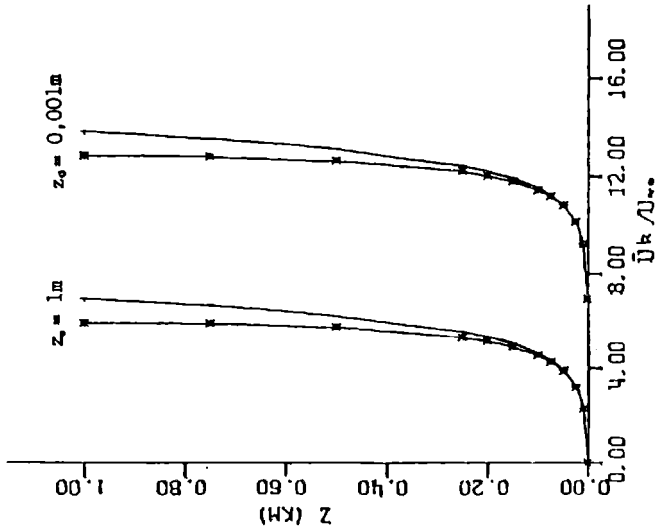


Figura 1. Perfiles verticales del viento

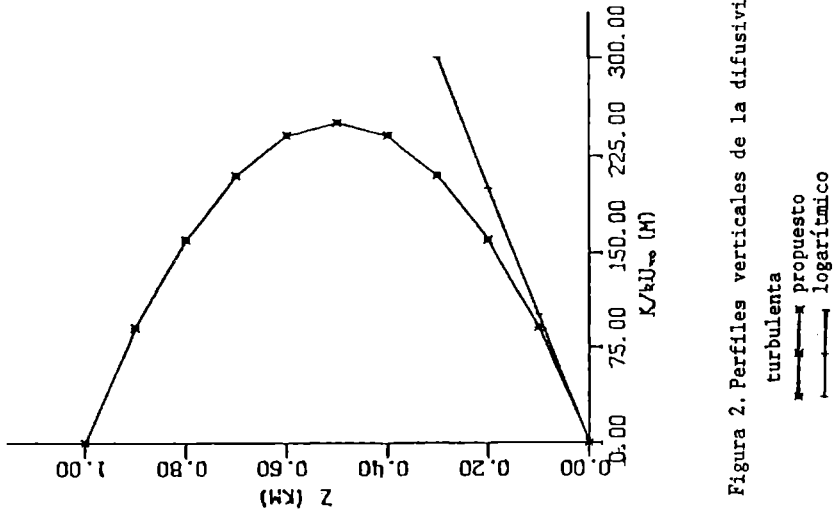


Figura 2. Perfiles verticales de la difusividad

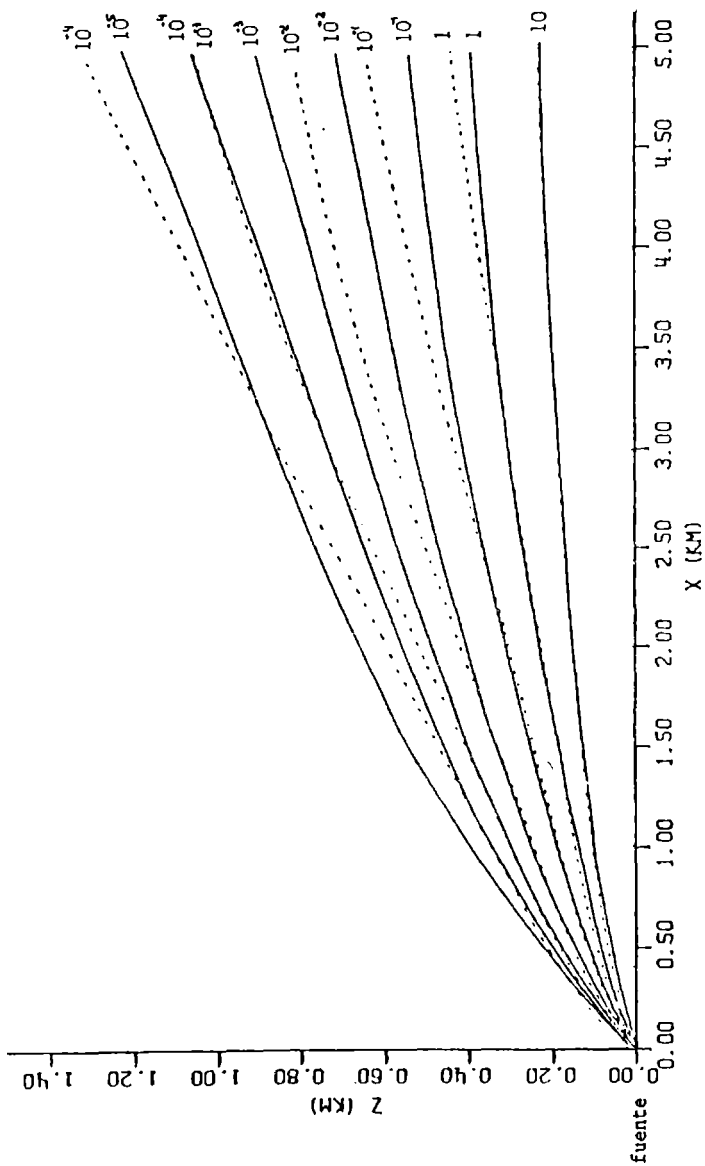


Figura 3. Isolíneas de concentración lateral integrada (mgm^{-2}) para condiciones de neutralidad atmosférica.
 ——— perfiles verticales $\bar{u}(z)$ y $K(z)$ propuestos
 - - - - - perfiles verticales $\bar{u}(z)$ y $K(z)$ capa de superficie

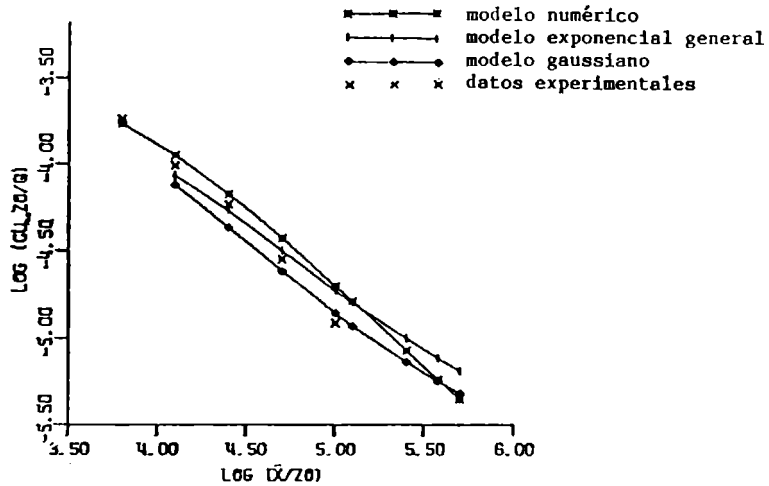
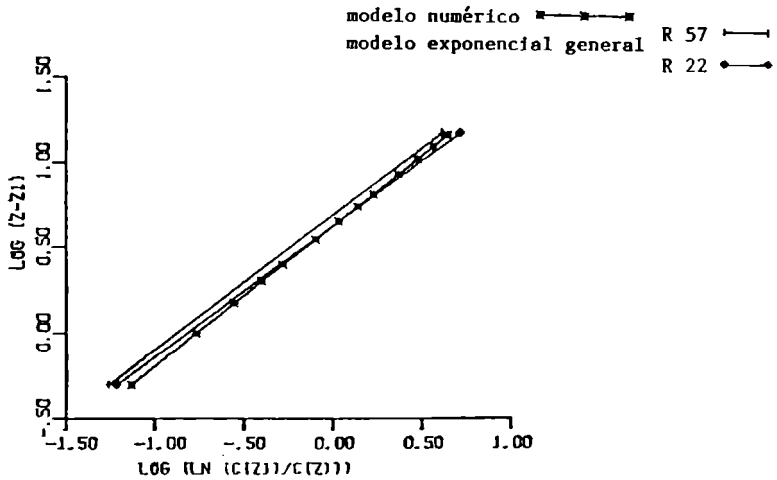


Figura 4. Variación de la concentración en superficie con la distancia en condiciones de neutralidad atmosférica.



$(z-z_0)$ [m]

Figura 5. Perfiles verticales de concentración a $x=100m$ de la fuente para condiciones neutrales.

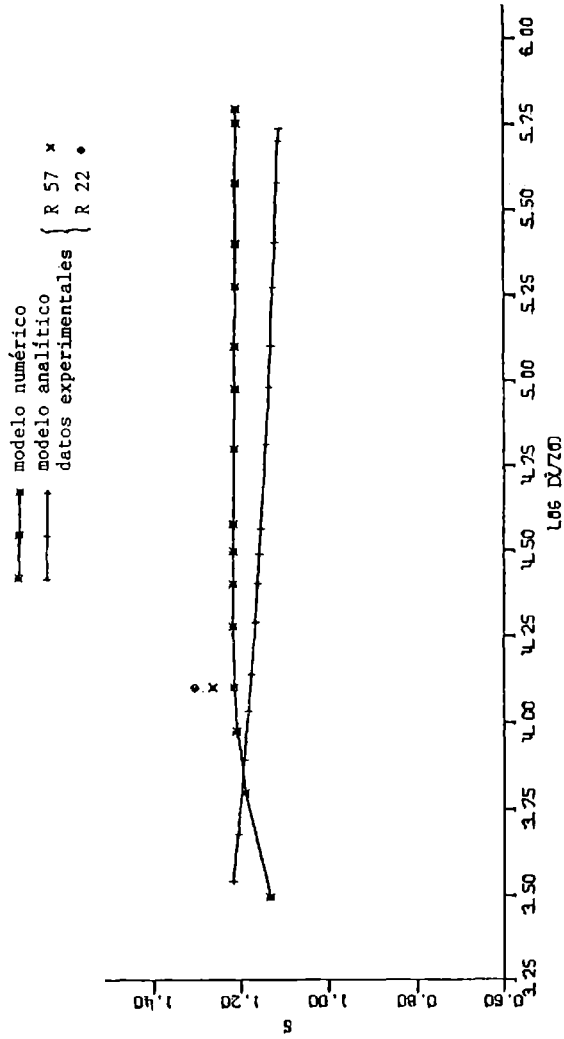


Figura 6. Variación de s con la distancia a la fuente en condiciones de neutralidad atmosférica.

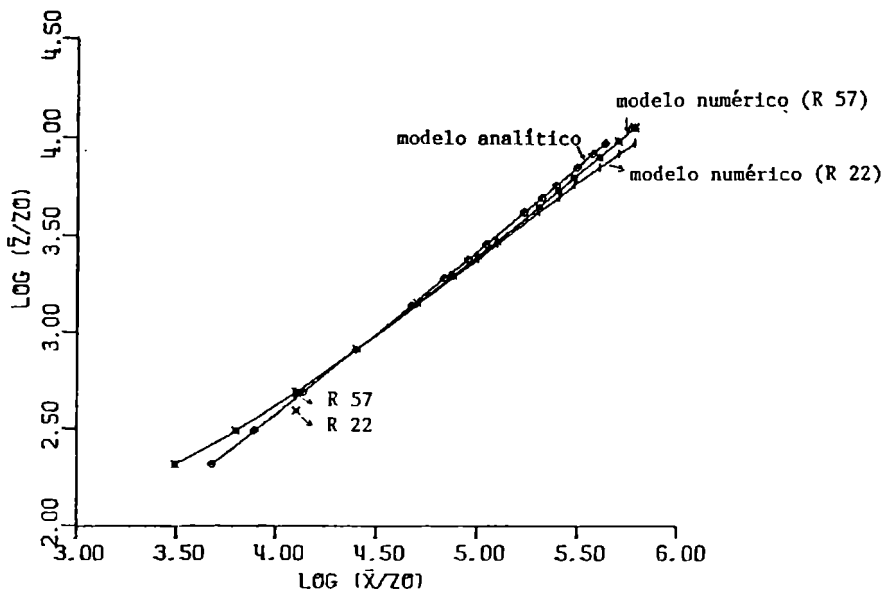


Figura 7. Variación de \bar{z}/z_0 con la distancia a la fuente en condiciones de neutralidad atmosférica.

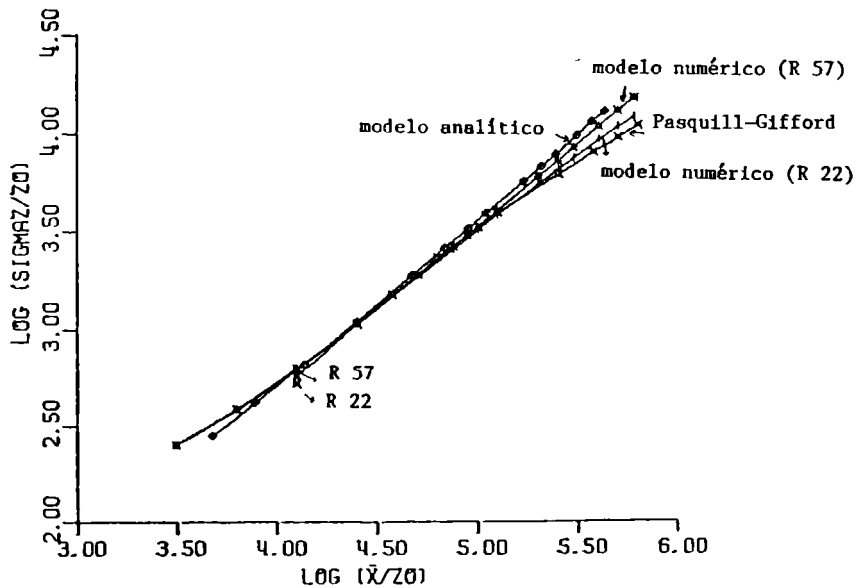


Figura 8. Variación de σ_z^2/z_0^2 con la distancia a la fuente en condiciones de neutralidad atmosférica.

ESTRUCTURA DEL REGIMEN DE PRECIPITACION DE LA CIUDAD DE BUENOS AIRES
Olga Clorinda Penalba y Walter M. Vargas
Departamento de Meteorología, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Universidad de Buenos Aires
Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas
Buenos Aires, República Argentina

RESUMEN

Los objetivos fundamentales hacia los que apunta este trabajo son: sintetizar el régimen anual y el estacional de la lluvia en Buenos Aires y relacionarlos en otras investigaciones futuras, con los correspondientes regímenes de otras variables (presión, humedad).

Se supone que tanto la lluvia mensual como la anual de Buenos Aires ($34^{\circ} 35'S$, $58^{\circ} 29'W$) están representadas por la serie de precipitación mensual del Observatorio Central en cuanto a algunas propiedades de interés climático. Mediante las características del espectro de Fourier se discriminan los posibles grupos o tipos de marchas anuales. Se analiza la eficacia de distintos filtros de la onda anual.

Los resultados muestran que las series de lluvias mensuales de cada año se pueden agrupar por medio del armónico que explica la mayor varianza. No obstante, al aumentar las discriminaciones incluyendo el segundo armónico en orden de importancia respecto a la varianza explicada, se manifiestan signos de sobreclasificación. Se encuentra que las diferentes componentes de los grupos no están asociadas a características de la lluvia anual, tales como ocurrencia de años máximos o mínimos. Esto implicaría que el tipo de lluvia en el año, no puede ser identificado con los espectros de Fourier aplicados a la serie de lluvias mensuales o que la variabilidad de esta estructura hace que la probabilidad de repetición de una marcha anual (filtrada la onda anual) sea baja.

ABSTRACT

The main objectives toward which this paper is directed are: to define a synthesis of the annual and seasonal regimes of rainfall in Buenos Aires and to relate it a posteriori with the corresponding in other variables (pressure, humidity).

It is assumed that mensual and annual rainfalls in Buenos Aires ($34^{\circ} 35'S$, $58^{\circ} 29'W$) are represented by a series of the Central Observatory in matter of some structures of climatologic interest. Possible groups or types of annual variation discriminated by means of their Fourier spectrum

characteristics in a 123 years period were investigated. Furthermore, the influence and efficiency of distinct filters of the annual cycle were analyzed. The results show that monthly series of each year may be grouped by means of the harmonic which explains the greatest variance. Notwithstanding, when increasing discriminations, by including the second harmonic in order of importance with respect to the explained variance, signs of overclassification are perceived. The different structures implied by the groups are not associated by particular characteristics of the annual rainfall, such as occurrence of maximum and minimum years. This would imply that the type of year according to its annual total cannot be discriminated with Fourier spectra or that the variability of this structure determines that the probability of the repetition of an annual variation, filtered the annual cycle, is low.

INTRODUCCION

En años recientes, la importancia del estudio de la lluvia, en varias escalas temporales, ha aumentado por las diversas exigencias que plantean las aplicaciones y la búsqueda de predictores climáticos. Es dentro de este marco, que se analiza la precipitación mensual del Observatorio Central Buenos Aires y se realiza un diagnóstico que permite aplicaciones diversas: estimar la representatividad regional de esta serie, fundamentalmente de extremos, con el objetivo a posteriori, de un pronóstico estadístico. El estudio se efectúa a través de técnicas matemáticas sencillas con el propósito de tipificar y sintetizar el régimen anual y estacional de la lluvia para relacionarlo con otras variables.

En otros trabajos, los autores (Vargas y Penalba, 1986) han estudiado la estabilidad de dicha serie como así también la existencia de una tendencia tanto en la lluvia mensual como en la anual y los posibles cambios que pudo haber producido el gran crecimiento de la edificación de la ciudad de Buenos Aires. Machado (1955) y Marchetti (1952,1953) estudiaron el régimen de intensidades de lluvia en Buenos Aires. En general, los resultados indican que no existe efecto antropogénico y que la serie es estable a partir de 1861.

DATOS Y METODOLOGIA UTILIZADAS

Los datos utilizados fueron las precipitaciones mensuales del Observatorio Central Buenos Aires (34° 35' S, 58° 29' W) en el período 1861-1983.

Como el objetivo de este trabajo es poder encontrar una clasificación para las distintas marchas anuales de la lluvia, se las agrupó por medio de la

armónica de mayor varianza explicada, surgida de la aplicación del análisis de Fourier para cada uno de los 123 años (Panofsky and Brier, 1963). Esta clasificación no incluye como parámetro de la misma a la fase de las armónicas, lo que implica que la marcha anual promedio de cada grupo podría no estar mayormente explicado por la armónica que lo define. Una limitación del método de clasificación utilizado es que la cantidad máxima de grupos está prefijada, debido a que en el análisis de Fourier el número de armónicas queda determinado por el lapso analizado.

Como en los datos utilizados está presente la onda estacional y ésta podría generar agrupamientos obvios, se filtró dicho efecto de dos formas distintas: a) dividiendo a cada dato por la reconstrucción de la onda astronómica del año promedio de toda la serie a través del análisis de Fourier (Filtro 1) (Mitchell, 1966) y b) representación decílica (Filtro 2). Para verificar, entre otras cosas, la eficiencia de los filtros se aplicó análisis espectral a las tres series, mediante la técnica de Blackman-Tukey.

RESULTADOS OBTENIDOS

Luego de la aplicación del criterio explicado anteriormente a cada uno de los años de precipitación mensual, se obtuvieron los resultados de la Tabla I. Una inferencia importante de esta clasificación es que aparecen todos los grupos posibles. La varianza explicada por la armónica que define el grupo puede tener variabilidades que van desde gran parte de la varianza total hasta un pequeño porcentaje, es por esa razón que luego se intentó una subclasificación. De esta primera clasificación se puede ver que el mayor número de años de lluvia está explicado por la armónica 1. Esto podría deberse a la onda estacional, aunque ello no define todas las posibilidades de ocurrencia, sólo un 30%.

Debido a que este efecto es un hecho conocido y además, podría oscurecer otros tipos de influencias, se construyó las series de datos filtrados. Esta se obtuvo dividiendo a cada dato de la serie original por su correspondiente valor en el tiempo de la onda astronómica. La estimación de esta onda se efectuó a través de las armónicas predominantes de los resultados del análisis de Fourier aplicados a la marcha promedio de los 123 años, resultando que la onda estacional está representada en un 89.5% de la varianza total por las armónicas 1, 2 y 4.

Se agrupó esta serie filtrada (Filtro 1) aplicando el procedimiento explicado anteriormente. Uno de los efectos del filtrado fue que había varios casos en los cuales el mayor porcentaje explicado era compartido por dos armónicas, entonces a ese año se lo consideró como integrante de dos grupos (Tabla

1). Si se comparan las frecuencias obtenidas en ambos casos, se observa que aunque el ordenamiento en función de éstas es el mismo, un efecto similar al estacional se conserva, a pesar del filtro. Esto puede tener varias interpretaciones, o el filtro no es el adecuado o la onda estacional no es un efecto aditivo respecto a los mecanismos que provocan la lluvia en Buenos Aires. Debido a esto, se analizó la permanencia o no de los años en el mismo grupo entre la serie original y la filtrada, resultando un porcentaje de coincidencia considerablemente alto; con lo cual, el efecto astronómico podría ser multiplicativo además de mayoritario (Tabla II).

Aunque la cantidad de casos de no coincidencia fue pequeña, se trató de averiguar si esos años tenían alguna característica en común. Los resultados mostraron que la varianza explicada por la armónica que define al grupo, en la primera clasificación es baja en esos años y comparable en orden, al menos, con la segunda armónica más importante. Esto no es una explicación exclusiva para estos años, ya que ocurre lo mismo en algunos años coincidentes.

Para estimar la efectividad real del filtro utilizado se aplicó el espectro de poder a las dos series. Las estimaciones espectrales empíricas y teóricas de las figuras 1 y 2 muestran que en principio el filtro es efectivo, ya que la onda estacional, evidente en la serie original, desaparece claramente en la filtrada. Esto avalaría, que no es el efecto estacional el que define mayormente la clasificación en el segundo agrupamiento.

Otra forma de amortiguar dicho efecto y de equiparar los máximos y mínimos en cada mes es representar a cada dato por medio del decil al que pertenece. Debido a que la posible tendencia existente en la serie puede acentuarse a través de esta transformación, se tomó el período 1876-1983 para este caso (Filtro 2).

Continuando con la clasificación se procedió metodológicamente como en los casos anteriores. Se puede observar que al comparar los resultados obtenidos con los de las dos series halladas anteriormente, las frecuencias, en los grupos, en este caso sufren alteraciones (Tabla I). Estas se materializan en que el segundo y tercer grupo, más importante respecto a las frecuencias, son representados por distintas armónicas. Es posible concluir, que las dos formas de filtro afectan a la serie de distinta manera o más precisamente a los resultados del espectro de Fourier. Las causas de esto podrían deberse a que la precipitación considerada, no debida al efecto astronómico, no es aditiva respecto a aquél.

Con el objeto de aclarar las coincidencias y discrepancias entre el agrupamiento de las dos series filtradas, se procedió a analizar los años que pertenecen al mismo grupo. Aunque el porcentaje de coincidencia entre lo que ocurre con el filtro 1 y 2 es menor que en la comparación anterior, es aún alto

(Tabla II). Al analizar el porcentaje de la armónica que define el grupo en los casos no coincidentes para las dos series, éste era menor al 50% de la varianza total, repitiéndose lo ocurrido en la comparación con la serie original.

Continuando con el estudio de la permanencia de los años en el mismo grupo y su independencia del tipo de filtro, se encontró que en promedio, existe un 35% de casos en donde cada año conserva la misma estructura espectral para las series filtradas (Tabla II)(coincidencia total). Esto ocurre si se toma para la clasificación de cada año, además de la armónica de mayor varianza, las significativas que le sucede en importancia.

Por otra parte, fijada una varianza acumulada del 70% explicada por las dos primeras armónicas de cada grupo, un 63% de los casos acumulan valores superiores y un 8% excede el 90% de la varianza total, en las series de deciles. En la otra serie filtrada resultó que un 36% de los casos era mayor al 70% y sólo un caso mayor al 90% de la varianza total. Esto indicaría que si se expresa la serie con deciles se necesitaría menos cantidad de armónicas para representar los años en la clasificación. Este resultado y el hecho de que las armónicas que definen los grupos más frecuentes son, los que predominan en la onda estacional indicaría en el caso de los deciles, una influencia aún del efecto astronómico. Sin embargo, la estimación espectral no confirma tal inferencia (Figura 3).

Como se mencionó anteriormente, la varianza explicada de la armónica que define al grupo tiene un amplio rango de variabilidad. Debido a esto, se intentó una segunda clasificación pero ahora solamente para las series filtradas, que consistió en tomar además de la primera armónica, la segunda que le sucede en orden. La Tabla III muestra los resultados obtenidos para las dos series. Para el filtro 1 se volvió a repetir el hecho que al menos dos armónicas compartían el mismo porcentaje explicado. A su vez, aparecen casi todos los grupos posibles, cuyos números de componentes, si fuesen idénticamente probables, serían 4 y 5 para ambos filtros. De hecho esto no ocurre y existen grupos preferenciales de ocurrencia tales como el 1-2 en ambas y 4-3 y 5-2 en una y otra muestra. También las frecuencias relativas no varían mucho salvo para los grupos 3-4 y 5-2. La frecuencia mayoritaria es la que corresponde al grupo definido por la onda 1-2, este orden es coincidente con el que tiene la onda estacional. Esto confirmaría que es posible que el efecto astronómico no sea totalmente filtrable. La dificultad de extraerlo reside en que la onda astronómica es importante pero no definitiva y tan notable en la lluvia como lo es en otras variables, como por ejemplo en la temperatura.

Uno de los objetivos de este trabajo es poder inferir si existe relación entre cada uno de los grupos y la lluvia anual extrema en Buenos Aires. Para

ello, se fragmentó a la función de distribución de la precipitación anual en tres, obteniendo de esta forma dividida a la serie en tres grupos: años secos, medios y húmedos y los límites fueron 810 mm y 1150 mm. Luego, se estudió a que grupo de la segunda clasificación de las series filtradas pertenecen cada uno de los años. De la Tabla IV se puede observar que no existen grupos con frecuencias significativamente diferentes para los años extremos (secos y húmedos) de las series filtradas.

Cabe mencionar que con estos elementos, el agrupamiento con la inclusión de las primeras tres armónicas puede llevar a una sobreclasificación sin otro interés práctico, que aquel de verificar la variabilidad de la estructura espectral mensual de la lluvia anual.

CONCLUSIONES

- Las clasificaciones no incluyen como parámetro de las mismas a la fase de la armónica que define al grupo, lo cual implica que el año promedio de éste podría no estar mayormente explicado por ésta propiedad.
- En la primera clasificación aparecen todos los grupos posibles y no se observó un predominio de alguna onda en especial en ninguna de las tres series. A su vez, la armónica que define el grupo tiene un amplio rango de variabilidad. La varianza explicada de ésta es, en algunos casos baja y en otros comparable en orden con la segunda armónica más importante.
- Al realizar la primera clasificación con las series filtradas, se observa que el ordenamiento en función de las frecuencias obtenidas en cada grupo, se conserva en mayor o menor grado, según la muestra. Por lo tanto, los dos filtros afectan en alguna forma a los resultados del espectro de Fourier.
- Para la representación decílica existe un alto porcentaje de casos donde la varianza explicada de las dos primeras armónicas de cada grupo acumulan valores superiores al 70%. Lo cual indicaría que se necesitaría menos cantidad de armónicas para representar los años en esta muestra, cosa que no ocurre en la otra serie filtrada.
- Tanto en la primera como en la segunda clasificación se observó el hecho que al menos dos armónicas compartían el mismo porcentaje explicado para el filtro 1.
- En la segunda clasificación existieron grupos preferenciales de ocurrencia para las series filtradas, como por ejemplo la onda 1-2. A través de esto y de conclusiones previas es posible inferir que el efecto astronómico no es totalmente filtrable ya que no es un efecto aditivo respecto a los mecanismos que provocan la lluvia.
- Al relacionar los grupos de esta clasificación con años extremos de precipi-

tación se observó que no existían grupos preferenciales para la ocurrencia de estos casos.

- Existe un 35% de los casos en donde cada año conserva la misma estructura para las series filtradas.

REFERENCIAS

- Machado, E.A. y Marchetti, A.A.: Régimen de días de lluvia en la República Argentina, *Meteoros*, Nº 4, 1955.
- Marchetti, A.A.: Frecuencia de las lluvias intensas de corta duración en la ciudad de Buenos Aires, *Meteoros*, Nº 1-2, 1952.
- Marchetti, A.A.: Probabilidad de las lluvias intensas en la ciudad de Buenos Aires, *Meteoros*, Nº 2-3, 1953.
- Mitchell, J.M.: Climatic Change, OMM Tech. Note Nº 79, Génova, 1966.
- Panofsky, H.A. and Brier, G.W.: Some Applications of Statistics to Meteorology, The Pennsylvania State University, University Park, 1963.
- Vargas, W.M., Penalba, O.C.: Análisis del posible efecto de la ciudad de Buenos Aires, *Geoacta*, 1986, en publicación.
- Vargas, W.M., Penalba, O.C.: Análisis de la estabilidad de estimaciones estadísticas en series climáticas de Buenos Aires, *Meteorológica*, 1986, en publicación.

Tabla I

Frecuencias absolutas y relativas de ocurrencia de años de precipitación mensual dentro de los grupos dados por el orden de la armónica de mayor varianza explicada.

Grupos*	Precipitación Mensual		Filtro 1		Filtro 2	
	Frecuencias		Frecuencias		Frecuencias	
	Absolutas	Relativas %	Absolutas	Relativas %	Absolutas	Relativas %
1	36	30	30	24	29	26
2	22	18	23	18	23	21
3	12	10	17	13	18	16
4	25	20	27	21	19	17
5	23	19	24	19	18	16
6	5	4	6	5	2	2

* según orden armónica

Tabla II

Porcentajes de coincidencias parcial y total de años de precipitación para cada grupo.

Grupos*	Porcentaje de coincidencia de años dentro de los grupos		
	Precipitación mensual y Filtro 1	Parcial Filtro 1 y 2	Total Filtro 1 y 2
1	89	66	34
2	89	65	35
3	69	78	33
4	91	89	37
5	89	89	33
6	75	50	50

* según orden armónica

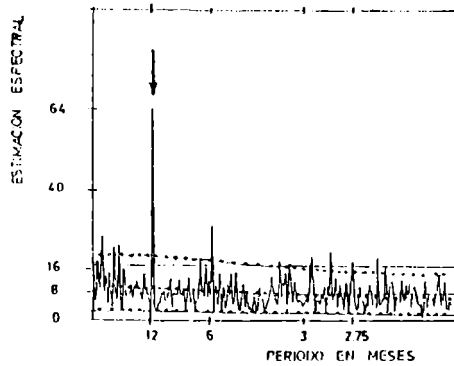


Figura 1: Estimación espectral de la precipitación mensual de Buenos Aires (lags máximo=448).

-*-*-*-* espectro Markoviano
 ----- espectro aleatorio.-

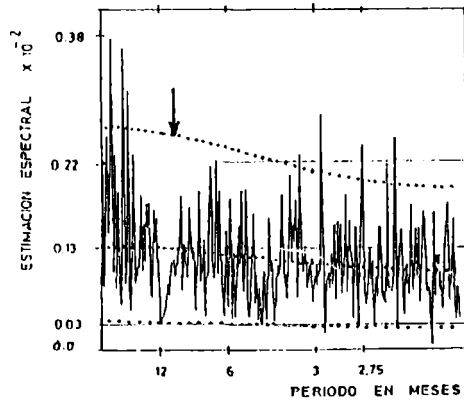


Figura 2: Estimación espectral de la precipitación filtrada mensual de Buenos Aires (lags máximo=448).

-*-*-*-* espectro Markoviano
 ----- espectro aleatorio.-

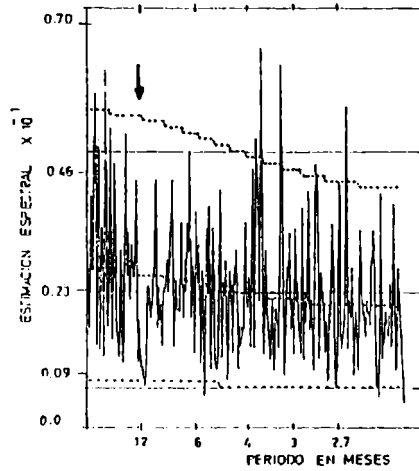


Figura 3: Estimación espectral de los deciles de precipitación mensual de Buenos Aires (lags máximo=416).

-*-*-*-* espectro Markoviano
----- espectro aleatorio.-

Tabla III

Frecuencias absolutas y relativas de ocurrencia de los años de precipitación filtrada según la clasificación resultante de considerar los dos primeros órdenes de la armónica de mayor varianza explicada.

Grupo*	Filtros Frecuencias		Filtros Frecuencias	
	Absolutas	Relativas %	Absolutas	Relativas %
1-2	11	8.3	9	8.3
1-3	4	3	3	2.8
1-4	6	4.5	5	4.6
1-5	7	5.3	7	6.4
1-6	3	2.3	5	4.6
2-1	5	3.8	5	4.6
2-3	7	5.3	6	5.5
2-4	3	2.3	4	3.7
2-5	7	5.3	7	6.4
2-6	2	1.5	1	0.9
3-1	7	5.3	5	4.6
3-2	5	3.8	2	1.8
3-4	2	1.5	7	6.4
3-5	4	3	2	1.8
3-6	-	-	2	1.8
4-1	6	4.5	4	3.7
4-2	7	5.3	5	4.6
4-3	8	6	5	4.6
4-5	6	4.5	4	3.7
4-6	1	0.7	1	0.9
5-1	4	3	3	2.8
5-2	5	3.8	8	7.3
5-3	6	4.5	4	3.7
5-4	5	3.8	1	0.9
5-6	4	3	2	1.8
6-1	3	2.3	1	0.9
6-2	3	2.3	1	0.9
6-4	2	1.5	-	-

*según orden armónico

Tabla IV

Frecuencias absolutas de ocurrencia de años con precipitación anual extrema en las series filtradas según el grupo dado por los dos primeros órdenes de la armónica de mayor varianza explicada.

Grupos*	Frecuencias Absolutas Filtro 1		Filtro 2	
	Húmedo	Seco	Húmedo	Seco
1-2	3	2	2	3
1-3	-	2	1	-
1-4	2	4	3	1
1-5	-	1	-	-
1-6	2	-	2	-
2-1	1	2	1	1
2-3	2	1	2	-
2-4	-	3	1	2
2-5	-	2	1	2
2-6	1	-	-	-
3-1	1	2	1	2
3-2	1	1	1	1
3-4	-	-	1	1
3-5	1	2	1	-
3-6	-	-	-	-
4-1	1	2	2	2
4-2	2	-	-	-
4-3	1	3	-	2
4-5	2	-	2	1
4-6	-	-	-	-
5-1	1	-	1	-
5-2	2	-	3	1
5-3	1	1	-	1
5-4	2	1	-	-
5-6	1	-	1	-
6-1	-	2	-	-
6-2	-	1	-	-
6-4	-	2	-	-

* según orden armónica.

PROPIEDADES Y PROCESOS DOMINANTES DE UNA SERIE CUATRIDIURNA DE TEMPERATURA

Walter M. VARGAS - Matilde M. RUSTICUCCI

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

Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas

RESUMEN

Se estudia la serie de temperaturas cuatrídurnas (hora 02, 08 14 y 20), de la estación Ezeiza ($34^{\circ} 49'S$, $59^{\circ} 32'W$) en el período 1968-1980, con el objetivo final de obtener un diagnóstico que pueda servir a posteriori para el ajuste de un modelo de pronóstico para la serie. Se investiga el grado de variabilidad o contribución a la serie que introducen los meses, las horas y los años.

Los procesos estadísticos dominantes en las series, sean estas cuatrídurnas o diarias, son esencialmente Markovianos, según lo detecta la estimación de las funciones de autocorrelación y espectros de poder. Como se postula que la serie filtrada cuatrídurna puede describirse mediante un mismo proceso, se estudia el espectro hora a hora con el objeto de medir la homogeneidad. Se encuentra que las causas de inhomogeneidad serían provocadas por ondas mayores que 14 días.

En función de todas las propiedades que la serie presenta, es factible suponer que un modelo autorregresivo puede ser ajustado con fines de diagnóstico y pronóstico.

ABSTRACT

The series of quartan temperatures of the station Ezeiza ($34^{\circ} 49'S$, $59^{\circ} 32'W$) in the period 1968-1980 is being studied, with the final aim to obtain a diagnostic model for the series. The degree of variability or contribution to the series introduced by months, hours and years is being investigated.

The statistic processes dominant in the series, be these quartan or daily, are essentially Markovian, according is being revealed by the estimation of the functions of autocorrelation and power spectra. As it is being postulated that the filtered quartan series can be described by means of the same process, the spectrum is being studied hour by hour with the aim to measure homogeneity. It is found that the un-homogeneity is caused by waves longer than a fortnight.

Based on the properties of the series, it is possible to assume that an autorregressive model can be adjusted for diagnostic and forecasting purposes.

INTRODUCCION

Existe en la literatura una amplia bibliografía acerca de la caracterización de los procesos estadísticos en las series de temperatura; no obstante, no es frecuente que trate sobre la temperatura tomada en lapsos de pocas horas.

Gringorten (1966) utiliza una cadena de Markov, para realizar estimaciones de frecuencias y duración de gran variedad de eventos meteorológicos, e incluye temperaturas horarias. Polowchak y Panofsky (1968) someten las temperaturas medias diarias en 17 estaciones de Norte América al análisis espectral, quienes, después de remover la variación anual, muestran que la mayor parte de la varianza se halla en periodos de una a dos semanas, dependiendo de la época del año y la ubicación de la estación. Hansen y Driscoll (1977) desarrollan un modelo estocástico para las temperaturas horarias y sugieren su aplicación en simulaciones de tendencias climáticas y de enfriamiento gradual. Essenwanger (1980) desarrolla una metodología para separar ciclos, cuasi-ciclos y ruido en una serie temporal, mediante un análisis de Fourier y espectro de poder; utiliza la temperatura tomada cada seis horas en estaciones de distinto régimen climático. Matsuo (1984) examina las oscilaciones contenidas en las series meteorológicas del Japón mediante el espectro de poder, utiliza entre otras variables, la temperatura diaria tomada en el año 1977. Los análisis mostraron ondas de 30 a 50 días de longitud para la región extratropical y de 40 días para la región subtropical.

En este trabajo se trata de estudiar la estructura estadística de la serie de temperatura tomada cada seis horas en la estación Ezeiza, con el fin de inferir aspectos físico-meteorológicos, que permitan ajustar un modelo estocástico con condicionamientos sinópticos.

El primer paso en el análisis de los datos fue remover todos los efectos de la onda diaria y anual. A continuación se analizaron las consecuencias de considerar como pertenecientes a la misma población a las temperaturas filtradas de las distintas horas.

Se identificó el proceso dominante en las series, su variabilidad inter-anual e interhoraria (en realidad entre temperaturas separadas seis horas) y finalmente se realizó un diagnóstico sobre la homogeneidad de las series mediante técnicas espectrales (Blackman y Tukey, 1958).

DATOS Y PROCEDIMIENTO UTILIZADOS

Para este estudio se utilizaron los datos de la estación Ezeiza ($34^{\circ} 49' S$, $58^{\circ} 38' W$) en las horas 02, 08, 14 y 20 (hora oficial argentina, HOA) en el período 1968-1980, suministrados por el Servicio Meteorológico Nacional.

Se realizó el filtrado de los efectos determinísticos en las siguientes formas: se estimaron las ondas anual y diaria, calculando las armónicas de Fourier para los promedios de los datos de temperatura diarios en las cuatro horas mencionadas. Allí el primero y segundo armónico explican aproximadamente el 95% de la varianza total. Esta onda anual así obtenida fue restada a los valores de la serie original, para obtener la filtrada.

A modo de comparación, también se filtró la onda estacional utilizando directamente los promedios horarios. Debe consignarse que no existen mayores diferencias entre los resultados de un filtro y otro, pero este último creó ondas de alta frecuencia en el proceso estocástico general.

El diagnóstico continuó con el estudio de la homogeneidad de las muestras filtradas, ya que se desea considerar a las cuatro horas dentro de una misma serie. Como primer paso, se aplicaron distintos tests (T-Student, Kolmogorov Smirnov, Chi-cuadrado) con el objeto de observar la variabilidad anual (con muestras de distintos años), la variabilidad con las horas (con muestras de trece años, de datos correspondientes a distintas horas) y con la época del año (tomando muestras de verano e invierno).

Se analizó la existencia de ciclos, cuasi-ciclos y ruido utilizando las técnicas de análisis de Fourier y espectro de poder. Esta técnica de Blackman y Tuckey se aplicó a las temperaturas filtradas (donde no se presenta la onda

anual, ver por ejemplo Joseph, 1973), con la hipótesis de que la estructura espectral en cada hora y en el mismo período debe ser una eficiente medida de la homogeneidad.

Para profundizar sobre la variabilidad horaria y anual del proceso estocástico dominante y los potenciales "picos" significativos con respecto al proceso general, se tomó la serie formada por los datos diarios a una hora determinada a lo largo de los trece años considerados, y la serie correspondiente a los datos cuatridiurnos para cada año.

RESULTADOS OBTENIDOS

El filtrado mediante la sustracción de los promedios calculados a lo largo de los años ocasiona en los datos filtrados ondas cortas residuales, aunque éstas no afectan decididamente los estudios de homogeneidad efectuados con los distintos tests.

En general las distribuciones para cada hora presentan, bajo la hipótesis de pertenecer a la misma población, alternativas de aceptaciones y rechazos, con un nivel de significancia del 5%.

La mayor variabilidad, corroborada por el análisis de varianza, está dada por los años, tal como se muestra en la Tabla 1. Asimismo este tratamiento muestra que las horas no producen una variabilidad mayor que la que provocaría el azar.

Por lo anterior, y a pesar de algunas discrepancias obtenidas entre los resultados de los tests de Student y Kolmogorov-Smirnov, podría en principio aceptarse que la temperatura tomada cada seis horas y extraído su efecto estacional, constituye una muestra homogénea; de cualquier modo, no se clausura aquí la discusión.

Uno de los interrogantes sobre las causas de las diferencias aludidas podría ser el tipo de filtrado de la onda estacional; a propósito de ello, la estimación de la onda anual en cada hora muestra ciertas particularidades. Se observa en la figura 1 que la onda de la hora 08 toma valores coincidentes con la hora 02 en los comienzos del invierno, y con la hora 20 en el período estival, lo que determina para esta hora una mayor amplitud anual.

Esto podría deberse a que no está estrictamente representada la hora de la temperatura mínima en todo el año con la hora 08, lo cual no es una consecuencia del método empleado, ya que se lo advierte también en los promedios. En principio, esto que también podría ser acentuado por efectos locales, sería la razón de la no aceptación total de muestras de igual distribución.

No obstante lo anterior, se verificó la efectividad del filtro en las funciones de autocorrelación y espectros; estos últimos se presentan en la tabla II.

Estos resultados, provenientes del tratamiento de series cuatridiurnas anuales, mostraron que el filtro ha sido efectivo, ya que no se evidencia ningún pico en la frecuencia de la onda estacional, inhibiendo además el valor espectral en las frecuencias correspondientes a un día de longitud.

Otros aspectos importantes que mostraron los espectros, fue el proceso Markoviano dominante, (ver Mitchell et al., 1966), con una leve variabilidad en intensidad y con picos significativos distintos, año a año.

Asimismo, si se acepta que la traza en la temperatura de los procesos sinópticos debe estar entre los 3 y 10 días, la variabilidad interanual de la manifestación de estos procesos es realmente importante ya que existen picos en ese intervalo en algunos años, variando el número de ellos anualmente, hasta llegar a la ausencia total en otros. Esto, de alguna forma explicaría por qué en algunas variables los procesos sinópticos no aparecen bien definidos en el espectro.

Una característica común de todos los años es el pico de un día, que confirmaría cierta insuficiencia en el filtro y explicaría las discrepancias cuando se trata de homogeneidad.

Otro aspecto que hace a la variabilidad espectral anual, es la aparición de picos importantes entre 14 y 60 días, con alguna evidencia de que podría ser a expensas de las frecuencias que representan los procesos sinópticos en algunos años.

En el proceso general de la serie de trece años de temperaturas cuatridiurnas, se advierte la presencia de los procesos sinópticos bien representados y otras frecuencias de hasta 700 días que podrían ser el reflejo de la onda bianual (por ejemplo ver Flocas y Giles, 1983) (última columna, tabla II). Aunque aquí no se muestra, el proceso general que es marcadamente de ruido rojo, se conserva.

Con el fin de estudiar la variabilidad interhoraria, se tomaron las series de temperatura diaria, a una hora determinada, de trece años de longitud. Esto se realiza como análisis fundamental para definir homogeneidad interhoraria, ya que se considera que en términos climáticos, estas series en el mismo lapso, deben presentar el mismo proceso, pues es la representación de la temperatura diaria en horas distintas.

Como se ve en la figura 2, el proceso dominante aquí, es también Markoviano, con singularidades que son iguales para todas las horas, en ondas de período menor o igual a 14 días, no así en períodos mayores, donde se observa discrepancia entre las distintas horas. Por lo tanto, las inhomogeneidades no fácilmente explicables físicamente se manifiestan en ondas largas. Además es posible inferir de los resultados de la figura 2, qué hora es la que produce en el espectro general de los trece años los máximos espectrales de ondas de períodos mayores a 14 días.

CONCLUSIONES

La serie de desvíos con respecto a los promedios de las temperaturas cuatridiurnas de Ezeiza, están representadas por un proceso Markoviano, esto insinúa que un modelo autorregresivo puede ser eficaz en el pronóstico de los desvíos. La variabilidad del proceso año a año es pequeña, dando muestra de la estabilidad del mismo. Esto se cumple en las series de temperatura diarias tomadas en cualquiera de las cuatro horas (02, 08, 14 y 20, HOA).

Los filtros de la onda estacional mediante la sustracción de la onda anual obtenida por el análisis de Fourier, muestra ser efectivo aunque no logra eliminar totalmente el efecto diario. Esto parece provocar una inhomogeneidad detectada por diferentes tests, la cual está relacionada a la estimación de la onda anual para las 08 horas. Esta onda no representa una onda anual de las temperaturas mínimas.

La traza de los procesos sinópticos es observable en los espectros, pero su variabilidad año a año impide una definición rotunda en la estructura señalada. La débil manifestación de estos procesos en algunos años, parece ir acompañada por la aparición de ondas con períodos mayores a 14 días.

En cuanto a los potenciales errores en la aplicabilidad de un modelo de diagnóstico y pronóstico a esta serie, está dado por ondas no sinópticas y de período largo que aparecen en los datos de las distintas horas.

En el espectro general de los trece años, las ondas sinópticas se manifiestan pero aparecen ondas hasta 700 días. Esto último es la representación de la oscilación bianual.

REFERENCIAS

- Essenwanger, O. M.: On red noise and quasi-periodicity in the time series of atmospheric temperature. *Statistical Climatology. Developments in atmospheric Science*. Elsevier, pp 165, 181; 1980.

- Flocas, A. y Giles, B.: Air temperature variations in Greece. Part 2. Spectral Analysis. Journal of Climatology, Vol 4, pp 541, 546; 1983.
- Gringorten, I.: A stochastic model of the frequency and duration of weather events, J. Appl. Meteo., Vol 5, pp. 606-624; 1966.
- Hansen, J. y Driscoll, D.: A mathematical model for the generation of hourly temperatures, J. Appl. Meteo., Vol 16, N°9; 1977.
- Joseph, E.: Spectral analysis of daily maximum and minimum temperature series on the east slope of the Colorado front range, Month. Wea. Rev., Vol 101, N°6; 1973.
- Matsuo, T.: About 30-40 and 50 day period oscillations emerging from time variations of meteorological elements around Japan, Papers in Meteorology and Geophysics, Vol 35, N°4; 1984.
- Mitchell, J. M. et al, Climatic Change, WMO Tech. Note N°79 WMO N°195, T.P. 100; 1966.
- Pollowchack, V. y Panofsky, H.: The spectrum of daily temperatures as a climatic indicator, Mon. Wea. Rev., Vol 96, N°9; 1968.
- Sneyers, R.: Sur l'analyse statistique des series d'observations. Note Tech. 143, OMM 415; 1975.

TABLA I

Análisis de varianza realizado sobre los promedios de las series de temperatura filtrada de la estación Ezeiza, tomadas a las horas 02, 08, 14 y 20. Meses de enero, febrero y marzo (Verano). Período 1968/73.

EFFECTO	GRADOS DE LIBERTAD	VARIANZA ESTIMADA
Horas	3	0.000005
Meses	2	0.000040
Años	5	4.812000
Horas x Meses	6	0.000050
Años x Meses	10	3.312000
Horas x Años	15	0.361000
Residual	30	0.139000

Idem anterior, para los meses de junio, julio y agosto. Período 1968/72.

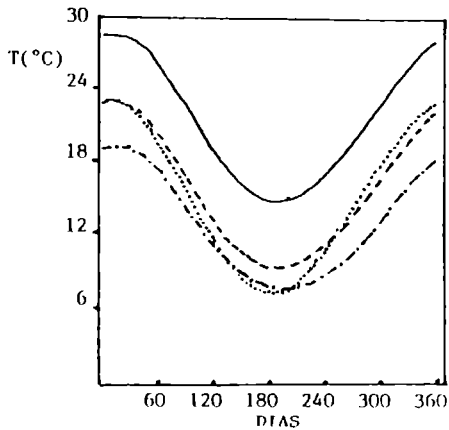
EFFECTO	GRADOS DE LIBERTAD	VARIANZA ESTIMADA
Horas	3	0.000010
Meses	2	0.000020
Años	4	4.000710
Horas x Meses	6	0.000030
Años x Meses	8	9.834000
Horas x Años	12	0.437300
Residual	24	0.297000

TABLA 11

Armónicas significativas al 95% en el espectro de poder, con respecto a un proceso Markoviano, en la serie de temperaturas filtradas cuatridiurnas, correspondientes a la estación Ezeiza, período 1968/80.

PERIODO ONDA (días)	AÑOS													
	68	69	70	71	72	73	74	75	76	77	78	79	80	68/80
730														*
570														*
280														*
220		*												
150														*
110												*		
73											*	*		
55			*	*			*	*		*	*	*		*
44			*			*	*		*	*	*	*		*
30 a 39							*	*		*	*			*
20 a 29						*			*	*				*
14 a 19									*	*			*	*
10 a 12		*	*		*				*	*		*		*
7 a 9		*	*						*	*		*		*
3 a 6			*								*	*		*
0.5 a 1	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*

FIGURA 1



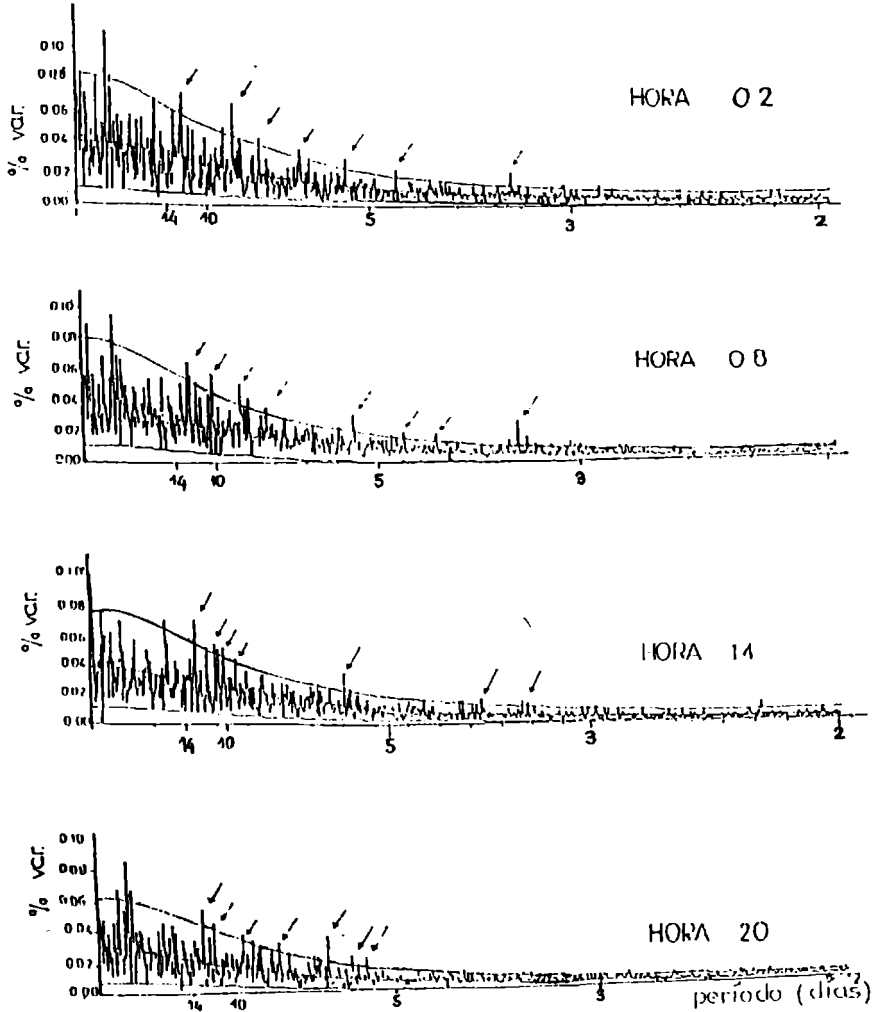
Ondas obtenidas mediante el Análisis de Fourier de los promedios de las series de temperatura de Ezeiza, período 1968/80.

- hora 02
- hora 08
- hora 14
- - - hora 20

FIGURA 2.

Espectros de poder para las Temperaturas filtradas, años 1968/80, y los correspondientes al proceso Markoviano, con sus límites de confianza, ESTACION EZEIZA

Las flechas indican los picos de las ondas sinópticas.-



RESULTADOS DE LA CAMPAÑA ARGENTINA DE RASTREO SATELITARIO
POSICIONAMIENTO SIMPLE

Raul A. Perdomo y Daniel Del Cogliano
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas
Universidad Nacional de La Plata

Consejo Nacional de Investigaciones
Científicas y Técnicas

RESUMEN

En mayo de 1984 se realizó la primera campaña argentina de rastreo intensivo de satélites del sistema TRANSIT. Siete estaciones adecuadamente distribuidas en el territorio nacional fueron equipadas con posicionadores Doppler.

En este trabajo se presentan los resultados finales de posición para cinco de las estaciones. Las observaciones fueron procesadas con la técnica de posicionamiento simple utilizando "software" desarrollado por los autores.

Se realiza una descripción general de los programas utilizados y se discuten los resultados obtenidos. Se estima que el error en las coordenadas obtenidas está por debajo de los tres metros en todos los casos.

ABSTRACT

During may, 1984 the first intensive Transit satellite tracking campaign was carried out in Argentina. Seven stations well distributed all over the national territory were equipped with Doppler receivers.

In this work, the final results for five stations are presented. The accuracy of the final station coordinates is better than three meters.

Observations were processed in simple positioning mode using the authors' own software. A description of this software as well as a general discussion of the results are also included in this paper.

1. INTRODUCCION

En mayo de 1984, en coincidencia con la campaña internacional MERIT/COTES, se realizó la primera campaña argentina de rastreo intensivo de satélites TRANSIT.

Fueron ocupadas siete estaciones con posicionadores satelitarios: Punta Indio (Pcia. de Buenos Aires), San Martín (Pcia. de Buenos Aires), Tartagal (Pcia. de Salta), Córdoba (Pcia. de Córdoba), San Juan (Pcia. de San Juan), El Maitén (Pcia. de Chubut) y Río Grande (Tierra del Fuego).

Los objetivos de esta campaña son diversos. Este trabajo está relacionado directamente con tres de ellos: formación de recursos humanos en Geodesia Satelitaria, elaboración de "software" propio para el tratamiento de la información, y obtención de resultados precisos en los puntos ocupados.

Los autores son parte del Grupo de Geodesia Satelitaria de la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la Universidad Nacional de La Plata.

2. PROGRAMAS DE PROCESAMIENTO

El primer problema que enfrenta el realizador de un programa de tratamiento de datos observacionales Doppler es el diferente formato de grabación de los posicionadores de distinto tipo. En esta campaña se utilizaron equipos de tres marcas distintas (Perdomo, Rodríguez, 1985).

Por otra parte, la información grabada contiene datos orbitales codificados, cuentas Doppler, intervalos de integración, etc., que es necesario pretratar para que puedan ser utilizados por un programa de cálculo.

Para ello se elaboró un primer programa de tratamiento que realiza las siguientes tareas: a. decodifica los parámetros orbitales transmitidos por el satélite; b. para receptores JMR y Motorola, construye los intervalos de integración de 4.6 seg.; c. para receptores Magnavox y Motorola construye cuentas Doppler corregidas por propagación ionosférica en función de las cuentas Doppler en dos frecuencias; d. construye un archivo de datos con formato simple de interpretar e independiente de la marca del posicionador (Del Cogliano, 1987).

A partir de este archivo de datos se desarrolló un programa de cálculo propiamente dicho, cuyas principales características se mencionan a continuación.

El algoritmo utilizado para la construcción de las ecuaciones de observación es clásico (Ashkenazi et al., 1977).

La secuencia de cálculo es la siguiente: a. lectura del archivo de datos y construcción de nuevas cuentas Doppler, integradas sobre intervalos de longitud opcional, normalmente se integran 6 y 7 intervalos de 4.6 seg.; b. en base a la fecha de comienzo del pasaje y a los intervalos de integración, se calculan los instantes para los cuales hay que conocer la posición del satélite; c. se construyen funciones interpolantes para los parámetros orbitales variables; d. con estas funciones y los parámetros orbitales medios se calculan las coordenadas terrestres rectangulares del satélite para los instantes deseados; e. se calculan las coordenadas locales del paso (acimut y altura para los instantes extremos de cada cuenta Doppler) utilizando la posición aproximada de la estación; f. a partir de las circunstancias locales se eliminan cuentas observadas por debajo de una altura indicada (típicamente 10°), como también se elimina el paso completo si su altura máxima no alcanza un valor estipulado (generalmente 15°); g. a continuación se corrigen las

cuentas Doppler por efecto de la propagación troposférica usando el modelo simplificado de Hopfield (Black, 1976); h. se transforman todas las coordenadas al plano de Guler (definido por el vector satélite-estación y el vector velocidad del satélite en el instante de la máxima aproximación) y se realiza una compensación para tres incógnitas en dicho plano (dos incógnitas de posición y una de frecuencia), esta solución se utiliza para eliminar cuentas malas (simplemente se eliminan todas aquellas cuentas que dejan un residuo mayor que 2.5 veces del error medio cuadrático de la solución), y para eliminar todo el paso si las correcciones en posición y frecuencia superan límites típicos (100 m en las coordenadas); i. se construyen las ecuaciones de observación en el sistema geocéntrico con cuatro incógnitas (tres de posición y una de frecuencia) y se integran en una matriz normal en la que se acumulan las ecuaciones de todos los pasos; j. se resuelve esta matriz y se calculan todos los residuos de cada cuenta respecto de esta solución acumulada, lo cual permite revisar nuevamente el acuerdo entre los distintos pasos y eventualmente eliminar pasos anómalos. Este proceso ha contribuido de manera importante para mejorar el acuerdo entre resultados de distintos períodos de observación.

3. ESTADISTICA DE LA CAMPAÑA

La tabla I muestra los datos estadísticos salientes de la campaña como se deducen del análisis de la información procesada con los programas descritos anteriormente. Es importante destacar que solo se han considerado los pasos aceptados en el procesamiento.

Para cada estación y para cada satélite se muestra el número de pasos que se iniciaron al norte (N) o al sur (S) del primer vertical así como al este (E) o al oeste (O) del meridiano local. A la derecha, el número total de pasos de cada satélite (TOT), y en la última fila, el número total de pasos por cuadrante. Las cuatro columnas de la derecha (que solo son significativas en la estación Córdoba) muestran que porcentaje de las cuentas usadas en el procesamiento, se registraron antes o después de la máxima aproximación, para pasos que se iniciaron por el sur (SA y SD) o por el norte (NA y ND). Es importante notar que la presencia de obstáculos que contribuyan a la asimetría de los pasos, afectan de igual manera a los pasos norte o sur, pero si en el primer caso, por ejemplo, representan una disminución de las cuentas registradas antes de la máxima aproximación, en el segundo caso producirán una disminución de las cuentas después de la máxima aproximación.

Los detalles más significativos de esta tabla han sido subrayados. En la estación Córdoba, por ejemplo, es notable la preponderancia del satélite 30480 (seguido del 30200), mientras que en Tartagal y Río Grande los pasos del 30480 son relativamente pocos.

Otro detalle saliente lo constituye la asimetría en el número total de pasos este-oeste de Córdoba. Esta estación también muestra una marcada asimetría en las cuentas registradas antes y después de la máxima proximidad. Nótese que en ningún caso esta proporción es menor que 25 % pues el programa elimina todos aquellos pasos que tengan menos del 25% de cuentas hacia cualquiera de los lados de la máxima aproximación.

Debe notarse también, que en ninguna de las otras estaciones las asimetrías son importantes. Por esa razón no se incluye una estadística detallada.

4. PRIMEROS RESULTADOS

La Tabla II muestra los resultados obtenidos en las distintas estaciones procesando por períodos que incluyen entre 50 y 70 pasos. Las coordenadas rectangulares geocéntricas X,Y,Z, están expresadas en metros, NP indica el número de pasos considerado, y entre paréntesis se indica el número de pasos eliminados por acuerdo externo con el proceso descrito en el ítem j del punto 2 de este trabajo, EMC es el error medio cuadrático de la solución global del período y está expresado en cm.

Estos resultados muestran un excelente acuerdo en Río Grande y Tartagal, y algunas particularidades en las demás estaciones que se analizan más detalladamente a continuación. Sin embargo, cabe destacar que en todos los casos el acuerdo entre los resultados obtenidos en X,Y,Z para distintos períodos en una misma estación presentan desviaciones típicas (respecto de la media aritmética) generalmente menores que tres metros.

Para completar este cuadro de resultados generales, se muestran algunos valores obtenidos en las estaciones Río Grande y San Martín procesando solamente un satélite por vez (Tabla III). Como puede notarse, el satélite 30480 presenta el apartamiento más fuerte respecto de los resultados generales. El satélite 30200 también arroja algunos resultados poco satisfactorios.

5. ANALISIS DE LOS RESULTADOS

a. en frecuencia: con el fin de agregar elementos de juicio, se realizó un estudio completo de la incógnita de frecuencia a lo largo del tiempo, por estación y por satélite. Obviamente, las irregularidades en esta incógnita que son comunes a todos los satélites se deben al oscilador local, mientras que, al estudiar un satélite determinado, en distintas estaciones, se puede deducir el comportamiento del oscilador en el satélite.

Dos conclusiones saltan a la vista del análisis de las curvas, algunas de las cuales se muestran en la figura 1: la primera, que el oscilador del satélite 30200 es el más irregular. La segunda, que el oscilador de la estación San Martín presenta una deriva bastante importante, sobre todo en los primeros días de la campaña. Esto condujo a eliminar los dos primeros días de esta estación en el procesamiento final. Obviamente la estabilidad de los osciladores, tanto del receptor como del satélite, es condición fundamental para poder interpretar las variaciones de la frecuencia batida como debidas exclusivamente al movimiento relativo (efecto Doppler).

El satélite 30480 presenta el mejor comportamiento en esta variable, lo que es natural si se piensa que es el más moderno de los satélites del sistema (fig 1).

b. en el plano de Guier: algunos pasos del satélite 30480 arrojan soluciones poco congruentes con la solución general. El análisis por paso en el plano de Guier muestra importantes errores sistemáticos en el sentido del movimiento del satélite que justifican las diferencias expuestas en la tabla III.

c. el proceso de revisión de todos los pasos respecto de la solución de un período determinado (descrito en el ítem j del punto 2.) contribuyó de manera importante a minimizar el efecto perturbador de estos pasos.

d. estadística: como se puede apreciar en la tabla II, la estación Córdoba presenta el peor acuerdo en los resultados de distintos períodos. Dos son las razones fundamentales: primero, la preponderancia en el número de pasos de los satélites más irregulares, segundo, la presencia de importantes asimetrías dentro de cada paso y también en el número total de pasos salientes por distintos cuadrantes.

e. sobre las correcciones introducidas en las observaciones por efectos de propagación en la atmósfera: para el cálculo de la refracción troposférica se utilizaron los siguientes parámetros $T=285$ °K., $P=1$ atm. y $K_w=0.20$ salvo para la estación Río Grande para la que se adoptó $K_w=0.10$ en función de su situación geográfica (clima frío). K_w es el factor de la expresión que permite calcular la componente húmeda de la contribución troposférica a la longitud de la trayectoria.

Las correcciones ionosféricas de las cuentas de la estación Córdoba fueron calculadas en IGN (Francia) en el momento de transferir la información a cinta magnética. En muchos pasos, los valores de esta corrección sufren importantes variaciones lo que sugiere un mal funcionamiento de alguno de los canales del receptor.

El procesamiento convencional agrupando las cuentas de 4.6 seg. en intervalos de 6 y 7 veces este valor primario, conducía sistemáticamente a la eliminación de un gran número de pasos porque en el proceso de filtrado de cuentas se perdía la mayoría de ellas. Esto condujo a procesar esta estación con cuentas integradas en grupos de 3 y 4.

f. procesamiento final: en base al análisis detallado de toda la información, se adoptaron finalmente los resultados expuestos en la tabla IV. Los mismos se obtuvieron de un análisis minucioso de los residuos de cada paso respecto de la solución general de cada período. Típicamente, el error medio cuadrático calculado a partir de los residuos individuales de todas las cuentas del período procesado es del orden de 50 a 70 cm. Se eliminaron aquellos pasos cuyo desvío medio estaba por encima de 150 cm. Este criterio es discutible, sin embargo es el resultado del estudio de cada paso y su contribución a la solución final del período considerado.

6. SOBRE SISTEMAS DE REFERENCIA:

Los resultados presentados corresponden al procesamiento realizado empleando efemérides transmitidas por los propios satélites. En consecuencia, el sistema de referencia queda definido por el sistema de "las efemérides transmitidas".

Si suponemos que el sistema de las efemérides transmitidas coincide con el sistema de las efemérides precisas, a las coordenadas de la tabla IV habría que aplicarles la transformación de Anderle (1976) y podrían considerarse en WGS72, como se describe en un importante trabajo de Meade (1982).

Por el momento, no puede afirmarse tal cosa. Como se dispone de efemérides precisas, se proyecta repetir el cálculo en las mismas estaciones y obtener los parámetros de transformación "transmitidas - precisas" aplicables en nuestro país.

7 BIBLIOGRAFIA

Perdomo R. y Rodríguez R., 1985: "Contribución Argentina al proyecto internacional MERIT/COTES". GEOACTA, vol 13, nro 1, pag 1

a 11.

Del Cogliano D.,1987: "Geodesia Espacial. Tratamiento de la información observacional". Práctica de la Especialidad. Fac. de Ciencias Astron. y Geof. (UNLP).

Ashkenazi V., Gough R. y Sykes R.,1977: "Determinación de Posiciones Geodésicas por medio de satélites Doppler" Seminario sobre el sistema Doppler y su aplicación en la determinación de estaciones de control geodésico. Buenos Aires,julio de 1977.

Black, 1976: "Position determination using the TRANSIT system". Proc. of the first Int. Geodetic Symp. on satellite Doppler Positioning, Las Cruces, New Mexico.

Anderle, R. J., 1976: "Point Positioning Concept Using Precise Ephemeris". Proceedings of the First International Geodetic Symposium on Satellite Doppler Positioning, Las Cruces, New Mexico.

Meade, B. K.,1982:"NWL-10f versus WGS72 Doppler results and Broadcast versus Precise Ephemeris coordinates". Proceedings of the third International Geodetic Symposium on Satellite Doppler Positioning. Las Cruces, New Mexico.

TABLA I

SAT	N	S	E	W	TOT	SA	SD	NA	ND
TARTAGAL									
30110	16	17	18	15	33				
30130	20	22	20	22	42				
30190	15	22	17	20	37				
30200	22	16	21	17	38				
30480	3	2	3	2	<u>5</u>				
	76	79	79	76	155	50	50	50	50
PUNTA INDIO									
30110	29	26	24	31	55				
30130	26	27	26	27	53				
30190	14	29	22	21	43				
30200	23	20	23	20	43				
30480	28	23	25	26	51				
	120	125	120	125	245	50	50	50	50
CORDOBA									
30110	14	8	13	9	22	67	33	28	72
30130	12	20	21	11	32	33	67	48	52
30190	15	20	22	13	35	38	62	50	50
30200	15	20	22	13	35	43	57	58	42
30480	27	22	27	22	<u>49</u>	57	43	44	56
	76	80	<u>95</u>	<u>61</u>	156				
SAN MARTIN									
30110	40	26	34	32	66				
30130	30	34	33	31	64				
30190	27	43	42	28	70				
30200	33	33	36	32	68				
30480	45	36	42	39	81				
	177	172	187	162	349	50	50	50	50
RIO GRANDE									
30110	51	47	55	43	98				
30130	46	50	36	60	96				
30190	50	64	62	52	114				
30200	50	50	51	49	100				
30480	38	28	36	30	<u>66</u>				
	235	239	240	234	474	50	50	50	50

Estadística general de la campaña

TABLA II

PERIODO (día anual)	X(m)	Y(m)	Z(m)	NP	EMC (cm)
TARTAGAL					
	2603	-5290	-2424		
122.67 - 128.99	261.8	677.6	807.5	52(0)	76
128.99 - 138.40	262.8	676.6	809.0	49(3)	60
138.40 - 150.44	258.1	677.8	806.6	51(3)	62
PUNTA INDIO					
	2814	-4382	-3669		
133.39 - 140.95	845.8	320.5	103.2	64(2)	74
140.95 - 147.84	847.3	320.2	103.7	62(1)	70
147.84 - 154.99	846.8	319.9	102.8	61(2)	66
154.87 - 160.54	844.3	318.2	104.6	54(2)	70
CORDOBA					
	2372	-4911	-3295		
122.51 - 128.94	718.6	369.2	897.7	50(0)	78
128.94 - 135.97	722.5	370.4	896.5	50(0)	70
135.97 - 143.38	724.4	369.3	899.8	54(4)	68
SAN MARTIN					
	2745	-4483	-3599		
125.57 - 130.11	486.8	600.1	100.9	63(1)	78
130.29 - 135.11	485.4	599.4	101.9	67(2)	69
135.34 - 140.11	487.4	602.3	100.8	60(3)	72
140.31 - 156.92	485.6	600.0	102.3	61(1)	73
156.99 - 161.37	484.3	601.4	101.0	58(6)	91
R. GRANDE					
	1429	-3495	-5122		
122.97 - 126.89	889.8	350.2	711.4	61(5)	66
126.91 - 130.36	891.8	349.4	711.5	64(0)	68
130.38 - 133.69	889.2	348.4	714.2	63(1)	69
133.83 - 137.68	888.7	350.1	710.4	66(0)	62
137.77 - 142.00	888.8	347.4	712.6	68(2)	68
142.07 - 147.32	888.2	346.4	713.0	69(0)	59
147.36 - 152.97	891.4	348.5	712.5	69(0)	59

Resultados preliminares procesando entre
50 y 70 pasos satelitarios en cada estación

TABLA III

PERIODO	X(m)	Y(m)	Z(m)	EMC(cm)	SATELITE
SAN MARTIN					
	2745	-4483	-3599		
123.94 - 143.38	487.7	599.1	097.6	71	30110
123.56 - 156.46	490.2	597.8	100.0	71	30130
123.81 - 145.29	483.4	596.6	94.7	76	30190
124.92 - 144.91	491.6	606.2	99.5	79	30200
123.55 - 140.03	483.6	598.8	115.8	74	30480
R. GRANDE					
	1429	-3495	-5122		
122.97 - 139.91	890.2	349.5	710.6	45	30110
123.06 - 139.17	888.2	345.8	712.2	59	30130
123.31 - 138.81	889.5	347.9	707.7	57	30190
123.43 - 140.35	888.4	344.7	712.3	72	30200
123.08 - 150.03	889.9	353.2	719.1	111	30480

Resultados en dos estaciones procesando
observaciones de un satélite por vez.

TABLA IV

ESTACION	X(m)	Y(m)	Z(m)
TARTAGAL	2603260.9	-5290677.3	-2424807.7
P. INDIO	2814846.0	-4382319.7	-3669103.6
CORDOBA	2372721.8	-4911369.6	-3295898.0
S. MARTIN	2745485.9	-4483600.6	-3599101.4
R. GRANDE	1429889.7	-3495348.6	-5122712.2

Resultados finales adoptados

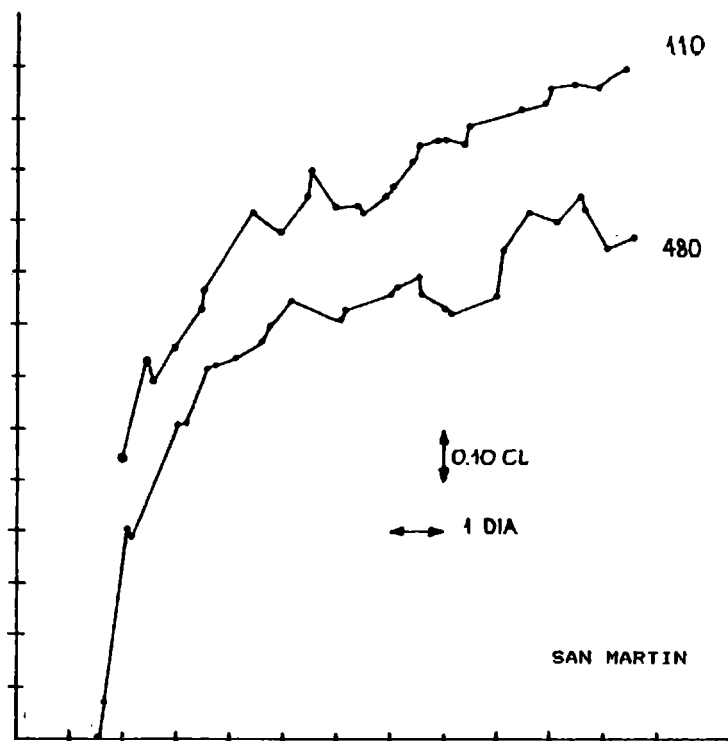


fig. 1a: comportamiento de la frecuencia del receptor en la estación San Martín para los satélites 30110 y 30480 .

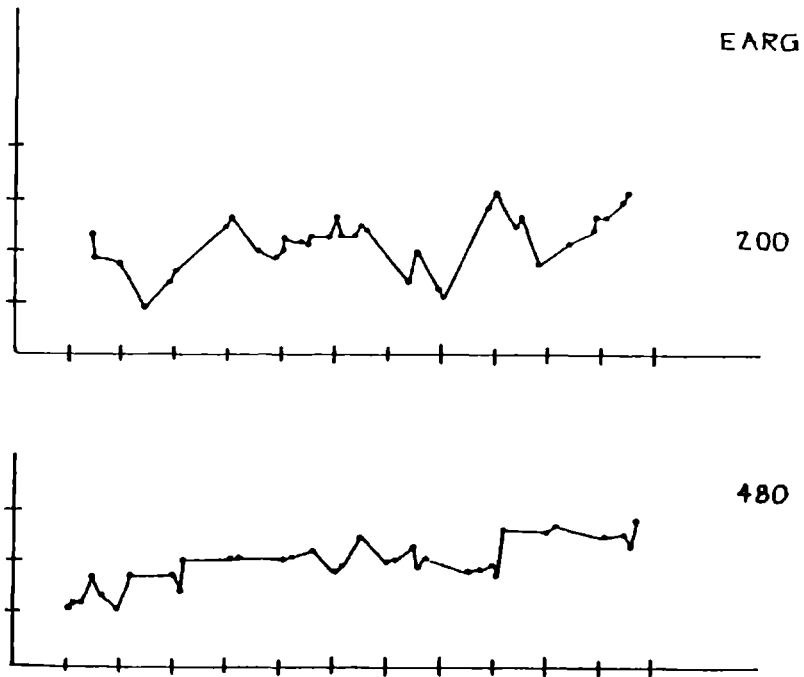


fig. 1b : comportamiento de la frecuencia de los satelites 30200 y 30480 en la estacion Río Grande (EARG)

ESTUDIOS MAGNETOTELURICOS EN LA CUENCA DEL MAR DE WEDELL,
CALCULO DE LA MATRIZ DE INDUCCION ELECTROMAGNETICA TERRESTRE

María C. Pomposiello, Hugo G. Fournier

Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas

José M. Febrer y Juan C. Gasco

Comisión Nacional de Investigaciones Espaciales

Buenos Aires, República Argentina

RESUMEN

En este trabajo se revisaron datos magnetotelúricos obtenidos en campañas antárticas, en sitios aledaños a las bases argentinas Marambio y Matienzo, cuya interpretación preliminar ya era conocida. El análisis complementario que aquí se presenta pone énfasis en el cálculo detallado de los elementos del tensor impedancia, la forma de descripción mas general de la inducción en la tierra. Del análisis surgen las siguientes conclusiones: 1) un acuerdo general aceptable con los resultados preliminares, 2) argumentos para considerar válida la hipótesis de una estructura con simetría bidimensional en Marambio, 3) evidencias de una estructura de mayor complejidad en Matienzo.

ABSTRACT

In this paper antarctic magnetotelluric data obtained near the argentine bases Marambio and Matienzo were analyzed. Previous preliminary interpretation had been already published. The here presented complementary analysis put emphasis on the calculus of the elements of the impedance tensor, the more general description of the induction in earth phenomena. The conclusions of this analysis are: 1) There is a general agreement with preliminary results, 2) arguments in favour of the two dimensional structure hypothesis are obtained in the Marambio site, 3) there are evidencies of a more complex structure in the Matienzo sounding site.

1. CAMPAÑAS MAGNETOTELÚRICAS ANTÁRTICAS

La idea de realizar un estudio magnetotelúrico (MT) en la Antártida surgió en relación con el grupo Geoantar del Instituto Antártico Argentino. La previsible dificultad y costo de implementar un estudio sísmico para la exploración petrolera en la Barrera de hielos de Larsen y en las islas del Mar de Wedell, hizo pensar en la MT como una alternativa pre-sísmica en el área. Los primeros trabajos sísmicos en la isla Seymour han sido llevados a cabo recientemente (Keller y otros, 1986).

La primera campaña MT, de ensayo, se llevó a cabo en la isla Seymour, en un lugar cercano a la base argentina Vice Comodoro Marambio, que fué el primer sondeo MT conocido en territorio antártico. Probada la factibilidad técnica en este ambiente siguieron las campañas MT de 1980 y 1981. En las tres campañas se realizaron un total de siete sondeos MT; dos en la isla Seymour, uno en la isla Robertson, tres en la Barrera de hielos de Larsen y uno en el borde NE de la Península Antártica, (del Valle y otros, 1983)

El instrumental utilizado, construido parcialmente en el Centro Espacial San Miguel, y las técnicas de medición, ya han sido descriptos (Gasco y otros 1982).

2. EL SONDAJE MAGNETOTELÚRICO

El sondeo magnetotelúrico (SMT) es un método de prospección de resistividad eléctrica, propuesto por Tikhonov (1950) y Cagniard (1953). Consiste en realizar en un punto la medición simultánea de las fluctuaciones naturales e incesantes del campo magnético terrestre y del campo eléctrico inducido (telúrico) por éstas en la tierra.

El cociente entre las amplitudes de los campos eléctrico y magnético tiene la magnitud de una impedancia y esta relacionado con la resistividad eléctrica del medio terrestre. En este párrafo se da una breve recopilación de algunos conceptos y definiciones que servirán como referencia y guía al lector en las partes siguientes de este trabajo.

El SMT presupone un modelo con las siguientes características:

- La tierra es considerada un conductor semi-infinito de contornos planos, hipótesis que es válida para bloques de dimensiones pequeñas respecto al radio terrestre.
- Las fuentes inductoras se hallan en el sistema magnetófera-ionosfera y la excitación es considerada como una onda electromagnética plana propagándose verticalmente hacia abajo.

La resistividad eléctrica del medio terrestre es simplemente una función de punto.

Sean ahora H_x y H_y las componentes horizontales del campo geomagnético, medidas en nT, E_x y E_y las componentes horizontales del campo eléctrico, en mV/Km, medidas en un punto de la superficie y T , en segundos, el período.

Consideremos una oscilación de período T . Los campos eléctricos y magnéticos horizontales medidos en un punto, puede demostrarse (Kaufman, Keller, 1981) que se hallan relacionados en la siguiente forma

$$E_x = Z_{xx} H_x + Z_{xy} H_y \quad (1)$$

$$E_y = Z_{yx} H_x + Z_{yy} H_y \quad (2)$$

donde los Z_{ij} son funciones del período, la resistividad del medio y el sitio de medición; no dependen en cambio de la polarización de la onda incidente.

Los elementos Z_{ij} constituyen el llamado tensor de impedancia, los elementos Z_{xy} y Z_{yx} son denominados impedancias principales y los Z_{xx} y Z_{yy} impedancias auxiliares.

2.1 Algunas propiedades del tensor de impedancias

En el caso de un medio con variación unidimensional de la resistividad, $\rho = \rho(z)$, las impedancias auxiliares son cero y las impedancias principales son (Kaufman, Keller, 1981),

$$Z_{xy} = E_x/H_y = Z_o \quad Z_{yx} = E_y/H_x = - Z_o \quad (3)$$

donde Z_o es la impedancia de una onda plana sobre la superficie terrestre. Las resistividades aparentes escalares obtenidas por Cagniard (1953):

$$\rho_x = 0.2 T (E_x/H_y)^2 \quad \rho_y = 0.2 T (E_y/H_x)^2 \quad (4)$$

que estan expresadas en Ohm-metro . Puede verificarse que las mismas son idénticas y concuerdan con lo expresado por (3).

Cuando la distribución de resistividad es bidimensional $\rho = \rho(x,z)$, la dirección "y" según la cual la resistividad es invariante es denominada eje de simetría o "RUMBO". En este caso si los ejes de medición coinciden con las direcciones paralela y perpendicular al RUMBO, los elementos auxiliares del tensor son cero y los términos principales serán en general diferentes (Kaufman , Keller, 1981).

Al realizar una rotación del sistema de coordenadas, los elementos del tensor cambian. Se preservan en cambio los siguientes invariantes,

$$\begin{aligned} I_1 &= Z_{xx} Z_{yy} - Z_{xy} Z_{yx} \\ I_2 &= Z_{xx} + Z_{yy} \\ I_3 &= Z_{xy} - Z_{yx} \end{aligned}$$

Por lo tanto para una estructura unidimensional o bidimensional, el invariante I_2 es cero. Por esta razón se define un parámetro llamado desviación "DES", en la forma,

$$DES = I_2 / I_3 = | Z_{xx} + Z_{yy} | / | Z_{xy} - Z_{yx} | \quad (5)$$

Valores pequeños de DES indican una estructura esencialmente unidimensional o bidimensional, mientras que valores grandes ocurren cuando hay estructuras tridimensionales.

2.2 Cálculo experimental del tensor de impedancia

Hasta ahora ha sido descripto el caso de una onda de período T. En la práctica, las señales observadas son series temporales con un contenido espectral complejo. Las señales experimentales son muestreadas con intervalo de tiempo Δt , durante un intervalo de tiempo total $\tau = N \Delta t$.

La transformada de Fourier de esta señal discreta da el valor de las amplitudes espectrales en $N/2$ valores de la frecuencia. El algoritmo del cálculo espectral no será detallado, una exposición amplia sobre el tema se halla en Bath (1979). Como estimadores espectrales, mejor que la amplitud, se usan las potencias espectrales $P_{ii}(\omega_n)$. También pueden definirse las potencias espectrales cruzadas entre dos componentes $P_{ij}(\omega_n)$.

Los estimadores estadísticos de las potencias espectrales son obtenidos tomando promedio sobre bandas de frecuencia, las cuales contienen varias de las estimaciones de la amplitud espectral. Las potencias espectrales, o autopotencias, y las potencias cruzadas son definidas de la siguiente manera,

$$P_{ij}(\omega_n) = (\Delta\omega)^{-1} \int_{\omega_n - \Delta\omega/2}^{\omega_n + \Delta\omega/2} C_i C_j^* d\omega = [C_i C_j^*] \quad (6)$$

donde C_i y C_j son dos cualquiera de las amplitudes espectrales de Fourier de las componentes de las señales E's o H's, el asterisco indica la operación

compleja conjugada, ω_n es la frecuencia central y $\Delta\omega$ es el ancho de banda donde se efectúa el promedio.

Los elementos del tensor Z_{ij} son calculados para cada una de las frecuencias centrales ω_n con el método de cuadrados mínimos generalizados, resolviendo las ecuaciones (1) y (2). Según este método (Swift, 1967), los elementos Z_{ij} quedan expresados en función de las potencias espectrales por expresiones de la forma,

$$Z_{xy} = \frac{[H_x H_x^*] [E_x H_y^*] - [E_x H_x^*] [H_x H_y^*]}{[H_x H_x^*] [H_y H_y^*] - [H_x H_y^*] [H_y H_x^*]} \quad (7)$$

En el caso en que H_x y H_y sean fuertemente dependientes (esto es la coherencia entre ambas señales es alta) el denominador de (7) tiende a cancelarse dando estimaciones inestables de Z_{ij} . La coherencia entre dos señales se define como,

$$\text{Coh}(C_i, C_j) = [C_i C_j^*] / ([C_i C_i^*][C_j C_j^*])^{1/2} \quad (8)$$

Una manera de controlar los resultados es sustituyendo los valores obtenidos de los Z_{ij} en las ecuaciones (1) y (2). De esta manera se pueden calcular las llamadas componentes eléctricas predichas (E_{xp} y E_{yp}) a partir de los valores observados de H_x y H_y . Las coherencias entre E_x y E_{xp} y entre E_y y E_{yp} son denominadas coherencias predichas (Vozoff, 1972).

En general se adopta el criterio, para los cálculos realizados en cada frecuencia, que las coherencias predichas no sean menores de 0.9. Coherencias menores son atribuibles a contaminación de ruido en algunas de las componentes.

Una forma de simplificar la interpretación es determinar el sistema de coordenadas de mayor simetría, o ejes principales del tensor. Este sistema de coordenadas se define como aquél en que las impedancias principales sumadas toman su mayor valor. Una manera de realizarlo es determinando el ángulo α de rotación del sistema de coordenadas para que se satisfaga la condición siguiente,

$$|Z_{xy}(\alpha)|^2 + |Z_{yx}(\alpha)|^2 = \text{máximo} \quad (9)$$

Una vez obtenido el tensor de impedancias en los ejes principales, tensor que llamaremos Z'_{ij} , se pueden calcular dos resistividades aparentes como extensión a las fórmulas de Cagniard(1953), expresadas en (4),

$$R_{xy} = 0.2 T |Z'_{xy}|^2 \quad R_{yx} = 0.2 T |Z'_{yx}|^2 \quad (10)$$

2.3 Procedimiento de interpretación

Los cálculos de los elementos de matriz de impedancia se realizan en una banda de frecuencias adecuada a los registros experimentales que se dispone. La frecuencia máxima es limitada por la frecuencia de Nyquist; para la frecuencia mínima se impone el criterio de que existan diez oscilaciones en la extensión del registro considerado, a fin de tener una representación estadística suficiente. Efectuados los cálculos, se toma como criterio de aceptación que la coherencia entre H_x y H_y sea menor que 0.7, para evitar la cancelación que ocurre en el denominador de (7). También se solicita que las coherencias predichas (E_{xp} y E_{yp}) sean mayores que 0.85, como control sobre el ruido de las señales.

A continuación se trata de interpretar la simetría de la estructura. Como vimos en la sección 2.1, si las resistividades aparentes calculadas por (10) coinciden para cualquier orientación de los ejes de coordenadas y además el parámetro DES es menor que 0.2 se puede concluir que la estructura se acerca al caso unidimensional.

Si el parámetro DES es chico, menor que 0.2, y las resistividades aparentes calculadas por (10) son distintas en los ejes principales del tensor, se puede interpretar como un caso bidimensional.

Para el caso de DES elevado no existe un RUMBO o eje de simetría preponderante, la interpretación debería considerar la introducción eventual de modelos tridimensionales y es obviamente el caso más complejo.

El último paso en la interpretación es la búsqueda de un modelo de asignación de la resistividad eléctrica del subsuelo y su relación con la geología del sitio. A partir de este modelo pueden calcularse teóricamente los elementos del tensor de impedancia, Z_t , lo que constituye la llamada solución del problema directo. El modelo más verosímil u óptimo, Z_{op} , es aquél cuya diferencia cuadrática media respecto del tensor determinado experimentalmente, Z_e , es mínima. El procedimiento se aplica sumando las diferencias cuadráticas en todo el intervalo de períodos medidos. Este procedimiento se designa habitualmente en geofísica solución del problema inverso por cuadrados mínimos.

Cuando las condiciones son favorables, y hay evidencias de grados de simetría unidimensional o bidimensional, el procedimiento de inversión se reduce al ajuste sobre un número menor de elementos del tensor. En el caso unidimensional hay un solo elemento distinto del tensor, que se ajusta con un modelo de n capas homogéneas e isotrópicas.

3. ANALISIS DE LOS RESULTADOS EN LOS SITIOS DE MARAMBIO Y MATIENZO

En la Fig. 1 se indican las posiciones de los dos sitios, Marambio y Matienzo, al este de la Península Antártica. El primero se realizó en las cercanías de la base que lleva ese nombre en la isla Seymour, el segundo, próximo a la Base Matienzo, sobre la Barrera de Hielos de Larsen, en el conjunto de nunataks Foca.

FIG. 1 Sitios de los sondajes magnetoteléuricos en la cuenca del Mar de Wedell. El área punteada corresponde a la Península Antártica e islas adyacentes y el área rayada corresponde a la Barrera de Hielos de Larsen. Los asteriscos marcan la posición de los sondajes MT.

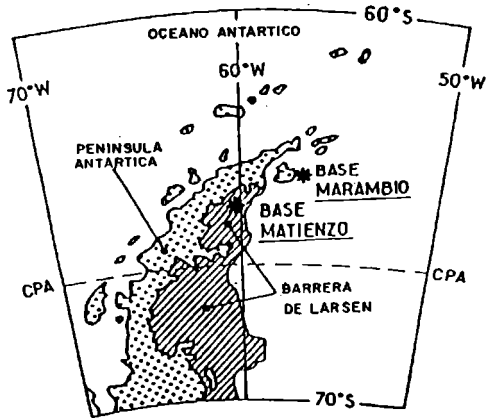


FIG. 1

3.1 Resultados en Marambio

Las resistividades aparentes escalares habían sido determinadas, en forma preliminar (Fournier y otros, 1980) y (del Valle y otros, 1983) para el sondaje realizado en este sitio en 1979 y para la repetición en las cercanías realizada en 1980. El análisis de los resultados puso de manifiesto que las curvas de resistividad aparente para los dos sondajes y para ambas direcciones de medida (NS y EO) coinciden para todas las frecuencias observadas. La interpretación con un modelo unidimensional de capas horizontales, muestra una estructura de seis capas,

Espesor (km)	Resistividad (Ohm-m)
0.325	12
4.4	200
2.0	2
58.0	2000
20.0	10
	200

En esta interpretación las rocas sedimentarias están representadas por las tres primeras capas, con un espesor total de 6325 metros. El techo de una capa conductora intercalada se halla a 65 Km. de profundidad. Este valor es interpretado como el límite inferior posible para la base de la litosfera en esa región. Para la nueva elaboración de datos se utilizaron siete secciones de registro, que fueron digitalizados, efectuándose los cálculos tensoriales para la banda de 3.2 a 1258 segundos de período. Los valores de resistividad aparente, según los ejes principales del tensor (R_{xy}) y los ejes perpendiculares (R_{yx}), promedio de los siete análisis, son mostrados en la Fig. 2. Los dos conjuntos de puntos muestran un marcado paralelismo, con intersección parcial de valores y que están en buena concordancia con los resultados escalares obtenidos previamente. El parámetro DES medio calculado resultó igual a 0.3, lo que indica junto con la semejanza entre ambas curvas de resistividad aparente, que la estructura geológica puede ser asemejada a una distribución bidimensional de gran longitud de onda.

Es quizá inesperado que no se observe una estructura netamente tridimensional para una isla. La presencia del mar, muy conductor eléctricamente, constituye una inhomogeneidad lateral en la costa. Tal discontinuidad produce un efecto de inducción de corrientes en el mar, distorsionando las curvas de resistividad aparente.

Varios autores han intentado evaluar el "efecto costa", ya sea usando modelos analíticos, métodos numéricos o modelos en escala realizados en laboratorio (Dosso, 1973) (Dosso y otros, 1980).

El "efecto costa" produce un aumento de la componente vertical del campo magnético y una disminución de la resistividad aparente, con su máxima expresión en la interfase mar-tierra (la playa). El efecto disminuye notablemente al alejarse de la costa y también al aumentar el período. Cuando la profundidad del océano es sólo una fracción de la profundidad de penetración, el efecto de distorsión tiende a atenuarse drásticamente con la distancia a la línea de costa.

La profundidad de penetración del campo electromagnético, considerando una resistividad promedio de la cuenca de 100 Ohm-m y períodos entre 3.0 a 1000.0 seg., varía entre 8.7 a 160 Km. La relación obtenida comparando esta profundidad con la del mar en 100 Km alrededor de la isla, que estimamos en 0.150 Km, apoya la conclusión que no deben esperarse distorsiones importantes en las curvas de resistividad aparente.

Además se estimó el RUMBO con el procedimiento indicado en (9). El RUMBO es el ángulo que indica la posición de los ejes principales del tensor, su valor medio resultó de 57° medidos desde el Norte al Este. Este valor es cercano a la orientación del eje mayor de la isla Seymour y la Península Antártica.

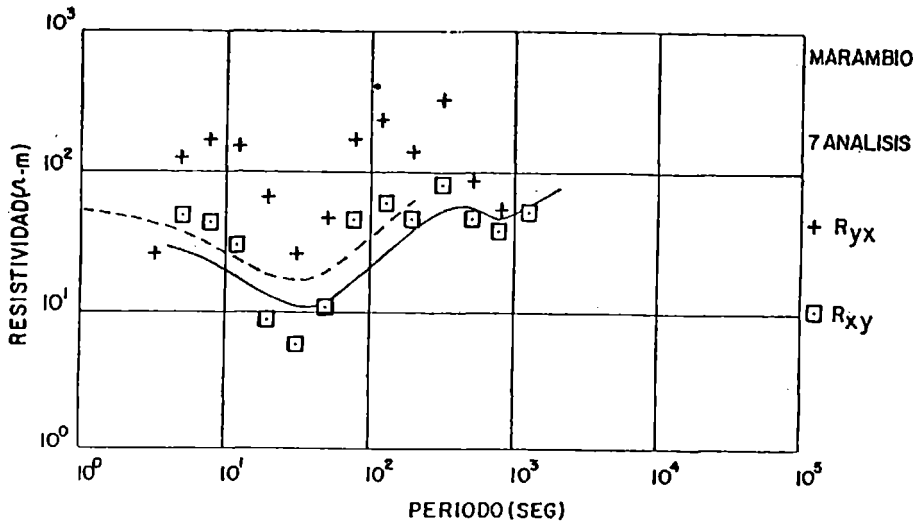


FIG. 2 Puntos calculados de las resistividades aparentes tensoriales en el sitio de Marambio. R_{xy} es según el eje principal tensorial. En trazo cortado la resistividad aparente preliminar (escalar) de los datos de 1980, en trazo lleno lo mismo para los datos de 1979.

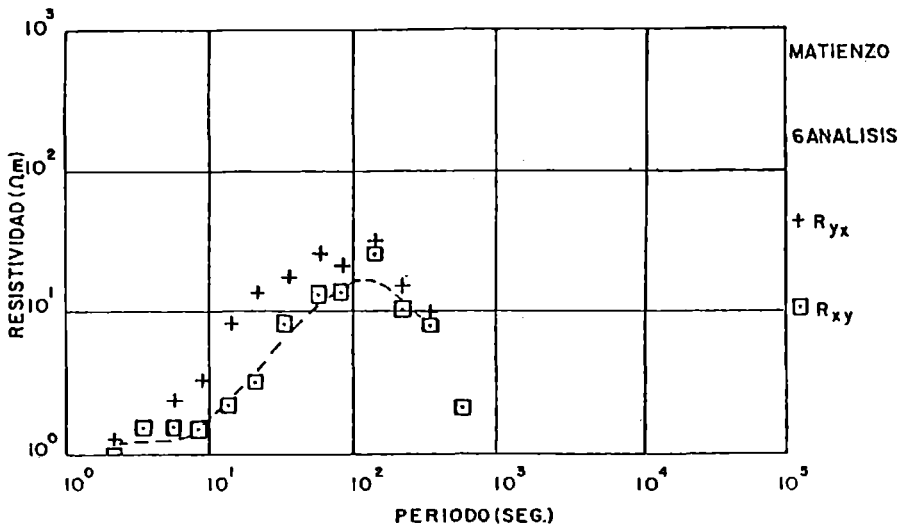


FIG. 3 Puntos calculados de las resistividades aparentes tensoriales en el sitio de Matienzo. R_{xy} es según el eje principal tensorial. En línea de trazos la curva preliminar (escalar) de 1981.

Esta situación se atribuye al hecho de que si bien hay un RUMBO calculado, coincidente con el eje de la distribución estructural de la disposición de los sedimentos. la longitud de onda del tectonismo en las cercanías del lugar es mucho mayor que el espesor de la cuenca sedimentaria, por lo cual el caso se aproxima localmente a una simetría unidimensional.

3.2 Resultados en Matienzo

Como una revisión de los resultados preliminares (del Valle y otros, 1983) se realizó el análisis tensorial para los datos MT obtenidos en el sitio de Matienzo. Se digitalizaron seis secciones de registro, calculando con ellos los elementos tensoriales en la banda de 0.8 a 5012 seg.

En la Fig. 3 se presentan los puntos de resistividad aparente, en los ejes principales del tensor (R_{xy}) y en los ejes del sistema ortogonal (R_{yx}), que son promedios de los seis análisis. Estas curvas son compatibles con las resistividades escalares obtenidas previamente (del Valle y otros, 1983).

De la interpretación de las curvas de resistividad aparente surge que el espesor de la cubierta sedimentaria en este sitio no superaría los 0.55 Km, coincidiendo con la interpretación escalar.

En el cálculo tensorial el parámetro DES resultó 1.5 y el RUMBO medio igual a 50°. Este rumbo de 50° esta en buen acuerdo con el eje de simetría de la disposición general de los nunataks Foca. Si bien las curvas R_{xy} y R_{yx} no son muy diferentes entre sí y además las resistividades aparentes obtenidas sobre los ejes de medida también coinciden, la estructura no puede considerarse bidimensional, ya que el parámetro DES es muy alto. Esto torna incierto el valor propuesto para el espesor de las capas conductoras que asimilamos a la cubierta sedimentaria. La Base Matienzo está en la zona del grupo de colinas denominadas nunataks Foca, emergentes en la Barrera de Hielos de Larsen, constituida principalmente por hielos de origen continental, cuyo espesor promedio se estimó en 180 m (del Valle, información no publicada, 1982).

En la zona afloran rocas volcánicas cuya descripción petrográfica responde al tipo de basaltos olivinos con afinidad alcalina. En los nunataks, la asociación volcánica comprende rocas piroclásticas, diques y coladas. Además, se han reconocido dos sistemas principales de fallas, ambas desarrolladas con posterioridad al depósito de las brechas volcánicas.

La descripción geológica indica que no habría una estructura preponderante: la correlativa distribución de resistividad eléctrica sería tridimensional, no existiendo tampoco una dirección de simetría bien definida. Por tanto no hay garantía que el RUMBO calculado represente una dirección característica de la estructura, como consecuencia del elevado valor del parámetro DES.

4. CONCLUSIONES

Con los cálculos realizados se estimaron las resistividades aparentes en los ejes de medida y en los ejes principales del tensor. Los resultados obtenidos según los ejes de medida, coinciden bien con las estimaciones preliminares realizadas midiendo amplitudes en oscilaciones individuales sobre los registros reproducidos filtrados.

El estudio tensorial introduce mejoras, que permiten discutir cuantitativamente la validez de las hipótesis de interpretación en los sitios de Marambio y Matienzo.

El bajo valor del parámetro DES, definido en (5), en Marambio argumenta en favor de la aproximación bidimensional, aún más con la semejanza entre las curvas de resistividad aparente se torna plausible la aproximación local con un modelo unidimensional. Esta interpretación no muestra diferencia significativa con la propuesta formulada en forma preliminar.

En Matienzo nos encontramos con un elevado valor de DES, lo que hace incierta la interpretación cuantitativa unidimensional. Las evidencias actuales son, en este caso, las de una estructura de complejidad tridimensional, que requiere para resolverla un cubrimiento superficial, con varios sondeos en el área que se desea estudiar.

BIBLIOGRAFIA

- Bath, N. 1979: Spectral analysis in geophysics. Elsevier, Amsterdam.
- Cagniard, L.; 1953: Basic theory of the magnetotelluric method. Geophysics, 18, pp. 605-633.
- del Valle, R., Demicheli, J., Febrer, J., Fournier, H., Gasco, J., Irigoien, H. Keller, M. y Pomposiello, M.; 1983: Résultats des premiers sondages magnetotelluriques effectués off shore en bordure NE de la Peninsule Antarctique. C.R.Acad. Sc. Paris, 296, serie II, pp. 1189-1194.
- Dosso, H., 1973: A review of analogue model studies of coast effect. Physics of the earth and planetary interiors, 7, pp. 294-302.
- Dosso, H., Wienaver, J., Hutton V.; 1980: An analogue model study of electromagnetic induction in the British Isles region. Phys. Earth. Plan. Int., 22, pp. 68-85.

- Fournier, H., Keller, M., Demicheli, J., Irigoien, H., 1980: Prospección magnetotelúrica en la isla Vicecomodoro Marambio, Antártida. Contribuciones científicas del Instituto Antártico Argentino, A, 37-44, Instituto Antártico Argentino, Cerrito 1248, Buenos Aires.
- Gasco, J. Febrer, J., Fournier, H.; 1982: Detección de señales magnetotelúricas en la banda de 0.1 a 10 Hz. Geospectra, 11, V.2, pp.143-156.
- Kaufman, A., Keller, G.; 1981: The magnetotelluric sounding method; Elsevier, Amsterdam.
- Keller, M., Kostadinoff, J., Diaz, T.; 1986: Relevamiento sísmico en el sector Norte de la cuenca de pos-arco de la Península Antártica: Trabajo presentado en la 14ª Reunión Científica de la AAGG, Mendoza, Argentina.
- Pomposiello, M., Febrer, J., Gasco, J.; 1981: Cálculo del tensor de inducción electromagnética. 1ª Reunión del Plan de Geomagnetismo, Buenos Aires.
- Swift, C.; 1967: A magnetotelluric investigation of an electrical conductivity anomaly in the Southwestern United States. Ph. D. Thesis. Mass. Inst. Tech.
- Tikhonov, A.; 1950: Determination of the electrical characteristics of the deep strata of the Earth's crust. Dokl. Akad. Nauk., SSSR, 73, 295-297.
- Vozoff, K.; 1972: The magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basins. Geophysics, 37, pp. 98-141.

INDICE DE AUTORES

	Página
COMINGUEZ, Alberto H.: Deconvolución de la traza sísmica por medio de un nuevo sistema homomórfico.	1
DEL COGLIANO, Daniel (de PERDOMO R. A. y . . .): Resultados de la campaña argentina de rastreo satelitario, posicionamiento simple.	155
DUHAU, S. (de OSELLA A. M. y . . .): Análisis en frecuencia del efecto producido por una anomalía superficial.	91
FEBRER, José M. (de POMPOSIELLO M. C., FOURNIER H. G., . . . y GASCO J. C.): Estudios magnetotélúricos en la cuenca del Mar de Wedell, cálculo de la matriz de inducción electromagnética terrestre.	167
FIGLIOLA, M. A. (de . . . y ROMANELLI L.): Chaos in non linear dissipative geodynamos.	101
FOURNIER, Hugo G. (de POMPOSIELLO M. C., . . . , FEBRER J. M. y GASCO J. C.): Estudios magnetotélúricos en la cuenca del Mar de Wedell, cálculo de la matriz de inducción electromagnética terrestre.	167
GARIN, Alicia B. de (de . . . y MAZZEO N. A.): Consideraciones sobre la estructura vertical de la velocidad del viento en zonas con coberturas vegetales.	67
GASCO, Juan C. (de POMPOSIELLO M. C., FOURNIER H. G., FEBRER J. M. y . . .): Estudios magnetotélúricos en la cuenca del Mar de Wedell, cálculo de la matriz de inducción electromagnética terrestre.	167
INTROCASO, Antonio (de NOCIONI A. y . . .): Gravedad en una sección transcontinental E-W en las proximidades del paralelo 37° de latitud sur.	53
MAZZEO, Nicolás A. (de GARIN A. B. de y . . .): Consideraciones sobre la estructura vertical de la velocidad del viento en zonas con coberturas vegetales.	67
MAZZEO, Nicolás A. (de ULKE A. G. y . . .): Dispersión de contaminantes emitidos desde superficie en una capa límite atmosférica estratificada neutralmente.	119
NOCIONI, Antonio: Modelos gravimétricos alternativos que justifican la alta gravedad en la cuenca del golfo de San Jorge.	77
NOCIONI, Antonio (de . . . e INTRODASO A.): Gravedad en una sección transcontinental E-W en las proximidades del paralelo 37° de latitud sur.	53
OSELLA, A. M. (de . . . y DUHAU S.): Análisis en frecuencia del efecto producido por una anomalía superficial.	91
PENALBA, Olga Clorinda (de . . . y VARGAS W. M.): Estructura del régimen de precipitación de la Ciudad de Buenos Aires.	133
PERDOMO, Raúl A. (de . . . y DEL COGLIANO D'): Resultados de la campaña argentina de rastreo satelitario, posicionamiento simple.	155

PIOLA, Alberto R. (de . . . y SCASSO L. M.): Circulación en el golfo San Matías.	33
PIOLA, Alberto R. (de SCASSO L. M. y . . .): Intercambio neto de agua entre el mar y la atmósfera en el golfo San Matías.. . . .	13
POMPOSIELLO, María C. (de . . ., FOURNIER H. G., FEBRER J. M. y GASCO, J. C.): Estudios magnetotélúricos en la cuenca del Mar de Wedell, cálculo de la matriz de inducción electromagnética terrestre.. . . .	167
ROMANELLI, L. (de FIGLIOLA M. A. y . . .): Chaos in non linear dissipative geodynamos.	101
RUSTICUCCI, Matilde M. (de VARGAS W. M. y . . .): Propiedades y procesos dominantes de una serie cuatridiurna de temperatura.. . . .	145
SCASSO, Laura M. (de . . . y PIOLA A. R.): Intercambio neto de agua entre el mar y la atmósfera en el golfo San Matías.. . . .	13
SCASSO, Laura M. (de PIOLA A. R. y . . .): Circulación en el golfo San Matías.	33
ULKE, Ana G. (de . . . y MAZZEO N. A.): Dispersión de contaminantes emitidos desde superficie en una capa límite atmosférica estratificada neutralmente.. . . .	119
VARGAS, Walter M. (de . . . y RUSTICUCCI M. M.): Propiedades y procesos dominantes de una serie cuatridiurna de temperatura.. . . .	145
VARGAS, Walter M. (de PENALBA O. C. y . . .): Estructura del régimen de precipitación de la Ciudad de Buenos Aires.	133

CONTENIDO

Página

Deconvolución de la traza sísmica por medio de un nuevo sistema homomórfico. ALBERTO H. COMINGUEZ.	1
Intercambio neto de agua entre el mar y la atmósfera en el golfo San Matías. LAURA M. SCASSO y ALBERTO R. PIOLA	13
Circulación en el golfo San Matías. ALBERTO R. PIOLA y LAURA M. SCASSO	33
Gravedad en una sección transcontinental E-W en las proximidades del paralelo 37º de latitud sur. ANTONIO NOCIONI y ANTONIO INTROCASO	53
Consideraciones sobre la estructura vertical de la velocidad del viento en zonas con coberturas vegetales. ALICIA B. de GARIN y NICOLAS A. MAZZEO.	67
Modelos gravimétricos alternativos que justifican la alta gravedad en la cuenca del golfo de San Jorge. ANTONIO NOCIONI.	77
Análisis en frecuencia del efecto producido por una anomalía superficial. A.M. OSELLA y S. DUHAU	91
Chaos in non linear dissipative geodynamos. M.A. FIGLIOLA y L. ROMANELLI	101
Dispersión de contaminantes emitidos desde superficie en una capa límite atmosférica estratificada neutralmente. ANA G. ULKE y NICOLAS A. MAZZEO	119
Estructura del régimen de precipitación de la Ciudad de Buenos Aires. OLGA CLORINDA PENALBA y WALTER M. VARGAS	133
Propiedades y procesos dominantes de una serie cuatridiurna de temperatura. WALTER M. VARGAS y MATILDE M. RUSTICUCCI.	145
Resultados de la campaña argentina de rastreo satelitario, posicionamiento simple. RAUL A. PERDOMO y DANIEL DEL COGLIANO.	155
Estudios magnetoteléuricos en la cuenca del Mar de Wedell, cálculo de la matriz de inducción electromagnética terrestre. MARIA C. POMPOSIELLO, HUGO G. FOURNIER, JOSE M. FEBRER y JUAN C. GASCO.	167